



HAL
open science

Etude expérimentale du développement et de la saturation des instabilités paramétriques dans des conditions représentatives d'un plasma de fusion par confinement inertiel

Michel Tomline David

► **To cite this version:**

Michel Tomline David. Etude expérimentale du développement et de la saturation des instabilités paramétriques dans des conditions représentatives d'un plasma de fusion par confinement inertiel. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole polytechnique, Palaiseau, France, 2010. Français. NNT : 2010EPPX0090 . tel-01436787

HAL Id: tel-01436787

<https://pastel.hal.science/tel-01436787>

Submitted on 25 Jan 2017

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.

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

par

David Tomline MICHEL

Sujet :

Etude expérimentale du développement et de la saturation des instabilités paramétriques dans des conditions représentatives d'un plasma de fusion par confinement inertiel

Soutenue publiquement le vendredi 24 septembre 2010 devant le jury composé de :

Michel CASANOVA	Rapporteur
Brigitte CROS	Rapporteur
Sylvie DEPIERREUX	Encadrant CEA
Christine LABAUNE	Directrice
Jean-Marcel RAX	Président
Caterina RICONDA	
Christian STENZ	
Vladimir TIKHONCHUK	

Remerciements

Je commencerais par adresser mes remerciements à Christine Labaune qui fut ma directrice au cours de mes trois années de thèse. Elle m'a tout d'abord accordé sa confiance pour mettre à bien un travail d'expérimentateur dans le domaine de l'interaction laser plasma alors que je venais d'une formation plutôt portée sur l'optique. Son aide a été précieuse tout au long de la thèse que ce soit au niveau de l'encadrement, des conseils et des corrections des rapports. Elle m'a apporté un bagage complet que se soit au niveau du travail d'un expérimentateur, pour obtenir une vision d'ensemble de la FCI et de ses principaux objectifs actuels, ou pour entrevoir les enjeux politiques à la base des travaux de recherche actuelle. Elle m'a enfin accompagné et guidé dans mes choix que j'ai pu prendre pendant la thèse et après la thèse. Merci donc d'avoir fait de moi un doctorant, de m'avoir ouvert au monde de la recherche dans les meilleures conditions et de m'avoir communiqué ton immense enthousiasme pour l'interaction laser plasma.

Je tiens tout autant à remercier Sylvie Depierreux qui a été mon encadrant CEA pendant les trois années de thèse. En effet, l'encadrement de la thèse a été le fruit d'une collaboration étroite entre ma directrice et mon encadrant CEA. L'aide de Sylvie a été extrêmement précieuse que ce soit pour mener à bien des expériences de grande envergure, pour mettre en forme et comprendre les résultats obtenus, pour répondre à mes nombreuses questions ou pour partager ses connaissances autant théoriques qu'expérimentales. J'ai pu participer grâce à elle à un grand nombre d'expériences qui ont très bien fonctionnées tout en acquérant une grande autonomie pour mener à bien de nouvelles expériences. Je tiens finalement à la remercier pour sa joie de vivre au quotidien en partie due, il me semble, à deux heureux évènements survenus récemment.

Je remercie aussi toutes les personnes qui m'ont entouré dans mon travail de thèse que ce soit lors des manip, après les manip ou lors des nombreuses réunions de groupe à savoir Christian Stenz le spécialiste du jet de gaz, Veronique Tassin, Vladimir Tikhonchuk, Caterina Riconda, Stephan Hüller, Denis Pesme, Pascal Loiseau, Paul Edouard Masson-Laborde, Gilles Riazuelo, Stephan Weber, Guy Shurtz, Michel Chateau, Philippe Nicolai, Natalya Borisenko, Claude Boniface, Grégoire Debbra et tant d'autres ...

J'aimerais aussi remercier les personnes du CEA qui ont pu m'encadrer étroitement pen-

dant ma thèse et qui ont donc participé à la réussite de cette thèse. Pour cela je citerai Jean Luc Miquel, Eric Benzo, Lionel Endignoux.

Je n'oublie pas non plus d'adresser mes remerciements à l'ensemble du LDEE du CEA et à l'ensemble du LULI qui m'ont accueilli pendant ces trois années et grâce auxquels j'ai pu réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Je remercie ceux que j'ai pu croiser pendant la thèse, que ce soit en conférence, en manip ou en déplacement.

Je remercie aussi vivement, chaleureusement, et avec tout mon amour ma femme Karima Michel qui m'a soutenu dans les moments difficiles, qui m'a aidé sans réserves durant la rédaction de la thèse et qui a même pu quelques fois me corrigé lors des nombreuses préparations de soutenance !

Je remercie les membres de ma famille qui m'ont soutenus tout au long de la thèse et qui ont fait de moi ce que je suis : mon père Sylvain Michel, ma mère Helène Thiebault, ma belle mère Valérie Ferrer, mon beau père Pedrolino, ma première sœur Laetitia Michel spécialiste des énergies vertes ma seconde sœur Morgane Bealu, mes beaux parents Abderrahman Bencharif et Fouzia Rahlou, mes grands mères Eliane Detrey et Marie-Thérèse Thiebault, mes cousines Sarah Thiebault, Magalie Berquand et Maud Presa, mon cousin Julien Michel et tous ceux que j'ai oubliés qu'ils soient de France ou d'ailleurs.

Enfin j'aimerais remercier mes amis et autres joyeux lurons avec lesquels j'ai passé de très bons moments en dehors de la thèse et qui m'ont donc permis de me déstresser et de passer trois années de bonheur. Je dédie donc cette thèse à la bande de jeunes de la cité U : Olivier mon beau frère, Yvan le jeune loup, Tom l'infirmière, Raphael le poète disparu, Maxime le rugbyman, Jérémy ou l'Ancien le casseur de briques, Jean François Xavier Vittori dit Vito, le vendeur de rêves, à Guillemette la hongroise, à Elise la pin-up du 51, Thomas le jeune loup qui est devenu grand, Davy l'ami de la nature, Amandine la voyageuse, Arina la russo-arabo-française, Amina l'occidentale, Siham l'orientale, Claire et son chat, Doris la malice, Jessica la mexicaine, Lolo les cheveux de feu, Barbara la musicienne, Bastos le surfeur d'argent, Brice (le parisien) le champion de pes (en rêve), Cyril le rappeur, Amélie et son sourire, Brice le beau parleur et enfin Claude et Grégoire les éternels « sportifs ».

Résumé

Cette thèse présente et analyse les résultats de 3 expériences d'interaction laser-plasma réalisées sur les 2 installations laser multikilojoule françaises que sont le LULI 2000 (2kJ) et la Ligne d'Intégration Laser (12 kJ) :

- (i) Comparaison de l'instabilité Brillouin en régime de saturation à 526 nm (2ω) et 351 nm (3ω) dans les plasmas de feuille épaisse de CH préformées. Les paramètres plasma/laser ont été choisis afin de réaliser la comparaison dans des conditions équivalentes avec les deux longueurs d'onde. Des taux de rétrodiffusion Brillouin similaires ont été mesurés, ce qui montre que le 2ω ne présente pas plus de problème que le 3ω dans des grands plasmas. Des simulations hydrodynamiques ont permis d'avoir une bonne compréhension du développement du Brillouin dans la zone d'interaction.
- (ii) Etude de l'instabilité Raman en régime de saturation à 526 nm dans des plasmas de jet d'éthylène préformés créés à différentes pressions. La caractérisation interférométrique du jet de gaz a montré que l'on pouvait atteindre une densité électronique initiale maximale de 0,1x la densité critique à 526 nm. Le plasma a été caractérisé à l'aide de simulations hydrodynamiques, et en utilisant les spectres Raman et Brillouin rétrodiffusés. Les résultats ont permis de réaliser la première validation expérimentale d'une loi d'échelle théorique établie dans les années 90 concernant le taux de rétrodiffusion Raman en régime de saturation en fonction des paramètres laser/plasma.
- (iii) Etude de la réduction de l'imprint par mousse sous dense (7-10mg/cc). La démonstration expérimentale de l'ionisation supersonique de la mousse et de la réduction de l'imprint a été obtenue dans des expériences LIL. Un bilan d'énergie de ce processus a aussi été réalisé.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Introduction	13
i La fusion nucléaire comme source d'énergie potentielle	13
ii L'interaction laser/plasma	19
iii Le lissage plasma	23
iv Plan du manuscrit	25
1 Les deux questions traitées dans cette thèse	27
1 Introduction	27
2 $2\omega/3\omega$	27
2.1 La comparaison du 2ω et du 3ω pour la FCI	28
2.1.1 L'absorption du laser dans le plasma	30
2.1.2 La compression de la cible	32
2.1.3 Les instabilités paramétriques	33
2.2 Le régime de saturation des instabilités Brillouin et Raman	34
2.2.1 La saturation de l'instabilité Brillouin	34
2.2.2 La saturation de l'instabilité Raman	36
2.2.3 Conclusion sur les niveaux de saturation à 2ω et à 3ω	41
3 La réduction de l' <i>imprint</i>	41
3.1 Le lissage laser	42
3.1.1 Le lissage d'un faisceau laser	42
3.1.2 La filamentation et l'instabilité Brillouin avant	44
3.1.3 Le lissage plasma	45
3.2 Les techniques envisagées pour réduire l' <i>imprint</i>	46
3.2.1 La création d'une ZCE au début de l'interaction	48
3.2.2 La réduction de l' <i>imprint</i> par mousse très peu dense	48

4	Conclusion	50
2	Description des expériences : lasers et diagnostics	51
1	Introduction	51
2	Dispositif expérimental sur le LULI 2000	52
2.1	Présentation du LULI et du laser du LULI 2000.	52
2.1.1	Le LULI	52
2.1.2	Les caractéristiques des deux faisceaux du LULI 2000	52
2.1.3	La configuration du laser utilisée pour les expériences	55
2.2	Les taches focales utilisées	55
2.2.1	La tache focale d'un faisceau lissé par RPP	57
2.2.2	La taille des <i>speckle</i>	58
2.2.3	La répartition des <i>speckle</i> dans la tache focale	59
2.2.4	Caractérisation expérimentale des taches focales	60
2.3	Les diagnostics utilisés	63
2.3.1	Le diagnostic Brillouin de 2006	63
2.3.2	Le diagnostic Raman de 2008	72
3	Dispositif expérimental LIL	83
3.1	L'installation laser	84
3.1.1	La création et la focalisation du quadruplet	84
3.1.2	Les impulsions obtenues	84
3.2	La tache focale	84
3.2.1	Le lissage par SSD	86
3.2.2	Caractérisation de la tache focale	89
3.3	Les diagnostics LIL	89
3.3.1	La mesure d'énergie Raman-Brillouin rétrodiffusée	90
3.3.2	La mesure de l'énergie rétro-déviée et transmise déviée	91
3.3.3	La mesure d'énergie transmise	93
3.3.4	La mesure d'énergie diffusée	94
3.3.5	Les imageurs X	95
4	Conclusion	96
3	Caractéristiques des plasmas mis en œuvre	99
1	Introduction	99
2	Le choix des plasmas utilisés	101
2.1	La feuille de CH préformée	101
2.1.1	Les raisons du choix du plasma	101
2.1.2	Les paramètres du faisceau de création retenus	102

2.2	Le jet d'éthylène préformé	103
2.2.1	L'utilisation d'un jet de gaz préformé	104
2.2.2	L'utilisation d'un hydrocarbure	105
2.2.3	Le choix de l'éthylène	105
2.3	La caractérisation du jet d'éthylène	107
2.3.1	La technique de caractérisation du jet	107
2.3.2	Les résultats obtenus	107
2.4	Les paramètres des mousses utilisées	109
3	Prévision numérique hydrodynamique des plasmas	112
3.1	Simulation par le code FCI2 du plasma de feuille épaisse préformé	112
3.1.1	Les paramètres de la simulation	113
3.1.2	Les profils de température électronique	113
3.1.3	Les profils de densité électronique	114
3.1.4	Les profils de vitesse d'expansion	115
3.1.5	Validation expérimentale de la simulation FCI2	116
3.2	Simulation numérique par FCI2 des plasmas de jet de gaz	117
3.2.1	Les paramètres de la simulation	117
3.2.2	Les profils de température électronique	118
3.2.3	Les profils de densité électronique	119
3.2.4	Les profils de vitesse d'expansion du plasma	121
3.3	Simulation par le code CHIC des plasmas de mousse	121
3.3.1	Les tirs réalisés	121
3.3.2	Les paramètres de la simulation	121
3.3.3	Les résultats obtenus à 10 mg/cm^3	123
3.3.4	Les résultats obtenus à 7 mg/cm^3	123
4	Conclusion	126
4	Saturation de la rétrodiffusion Brillouin à 2ω et à 3ω	127
1	Résultats expérimentaux : spectres et taux de rétrodiffusion Brillouin	128
1.1	Résultats 2ω	128
1.2	Résultats 3ω	128
2	Interprétation des spectres : localisation de l'instabilité Brillouin	131
2.1	Analyse des spectres expérimentaux	131
2.1.1	$\lambda_{SBS}=f(\text{paramètres plasma})$	131
2.1.2	Croissance du SBS sur les plateaux de vitesse d'expansion	132
2.2	Spectres de gain PIRANAH	133
2.2.1	Résultats PIRANAH 2ω	134

2.2.2	Résultats PIRANAH 3ω	134
2.3	Interprétation des spectres PIRANAH	134
2.4	La comparaison des spectres expérimentaux et des spectres de gain	136
2.4.1	Correspondance expériences/simulations	136
2.4.2	Comparaison spectres de gain/spectres expérimentaux	136
3	La comparaison des réflectivités Brillouin à 2ω et à 3ω en régime saturé	137
3.1	Discussion sur la croissance et la saturation	138
3.2	Analyse de la saturation à l'aide de simulations HERA	140
4	Conclusion	141
5	Saturation de l'instabilité Raman à 2ω	145
1	Introduction	145
2	Les résultats expérimentaux	146
2.1	Spectres et taux de rétrodiffusion Brillouin	147
2.1.1	En fonction de la pression du jet de gaz	147
2.1.2	En fonction de l'intensité laser	147
2.1.3	Pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps	147
2.1.4	Sur la buse du LULI	150
2.2	Spectres et taux de rétrodiffusion Raman	150
2.2.1	En fonction de la pression du jet de gaz	150
2.2.2	En fonction de l'intensité laser	150
2.2.3	Pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps	151
2.2.4	Sur la buse du LULI	151
3	Interprétation des spectres rétrodiffusés	151
3.1	Interprétation des spectres Brillouin	156
3.1.1	Identification des trois contributions	156
3.1.2	Trois contributions=f(paramètres expérimentaux)	156
3.1.3	La localisation des 3 contributions	158
3.1.4	La mesure de la température électronique du plasma	159
3.1.5	La mesure de la vitesse d'ionisation du plasma	162
3.2	Interprétation des spectres Raman	162
3.2.1	Spectres Raman=f(paramètres expérimentaux)	163
3.2.2	La localisation de l'instabilité Raman	164
3.2.3	Détermination de n_e/n_c à partir de λ_{SRS}	167
4	La croissance des instabilités Brillouin et Raman	167
4.1	La croissance de l'instabilité Brillouin	169
4.2	Influence de $\langle Z \rangle T_e/T_i$ sur le SBS	170

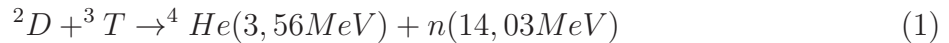
4.3	Croissance absolue/convective de l'instabilité Raman	170
4.3.1	La croissance absolue	173
4.3.2	Les gains convectifs	176
4.3.3	Conclusion sur le mode de croissance de l'instabilité Raman	179
5	La saturation de l'instabilité Raman	180
5.1	Seuil LDI et effets cinétiques	181
5.1.1	Calcul des fluctuations de densité électronique	182
5.1.2	La saturation par LDI	183
5.1.3	Saturation cinétique : le piégeage	183
5.2	Analyse des taux de rétrodiffusion obtenus en régime de saturation .	184
5.2.1	Comparaison avec la loi R_{KRT}	185
5.2.2	Les simulations PIC	187
5.2.3	Modélisation de la rétrodiffusion dans une figure de <i>speckle</i> .	188
5.2.4	Application du modèle à nos expériences	191
5.2.5	Conclusion sur la saturation du Raman	193
6	Conclusion	195
6	La réduction de l'imprint par mousse de très faible densité	199
1	Introduction	199
2	Les résultats	200
2.1	Les résultats X	201
2.1.1	Image sténopé X-dur (DP 1.04)	201
2.1.2	Image CBF X (DP 1.05)	201
2.1.3	Images X-dur résolu en temps (DP 1.06)	204
2.2	Les lumières diffusées Brillouin et Raman	204
2.2.1	La lumière rétrodiffusée	204
2.2.2	La diffusion Brillouin hors cône	206
2.3	La lumière transmise	206
3	Interprétation	208
3.1	Le bilan d'énergie	208
3.1.1	Le volume de plasma créé	210
3.1.2	Bilan énergétique global pour le tir ILP3 (mousse seule) . .	211
3.1.3	Bilan énergétique global pour les tirs ILP 1, ILP 2 et ILP 4	211
3.2	L'ionisation supersonique	212
3.2.1	La vitesse acoustique ionique	212
3.2.2	La vitesse d'ionisation	213
3.3	La réduction de l'imprint	214

3.3.1	Démonstration de la réduction de l' <i>imprint</i>	215
3.3.2	Caractérisation du lissage par le plasma de mousse (tir ILP 3)	216
3.3.3	Réduction du SBS par le lissage plasma?	216
4	Conclusion	217
Conclusion		219
Articles		221
A Croissance du SRS et du SBS : équations pratiques		235
1	L'instabilité Brillouin	235
1.1	Le couplage Brillouin	235
1.2	L'amortissement des ondes	237
1.3	La croissance du Brillouin en milieu homogène	238
1.4	La croissance du Brillouin en milieu inhomogène	238
1.5	La croissance du Brillouin dans un <i>speckle</i>	239
1.6	La croissance de l'instabilité Brillouin dans une figure de <i>speckle</i> . . .	239
2	L'instabilité Raman	240
2.1	Le couplage Raman	240
2.2	L'amortissement des ondes intervenant dans le couplage Raman . . .	241
2.3	La croissance de l'instabilité Raman en plasma homogène	242
2.4	La croissance de l'instabilité Raman en milieu inhomogène	243
2.5	La croissance de l'instabilité Raman dans un <i>speckle</i>	245
2.6	La croissance de l'instabilité Raman dans une figure de <i>speckle</i>	245
B Présentations des différents codes utilisés dans cette thèse		247

Introduction

i La fusion nucléaire comme source d'énergie potentielle

La fusion nucléaire est une réaction telle que deux noyaux s'assemblent pour former un noyau plus lourd. Pour certains noyaux légers, ce processus dégage de l'énergie sous forme d'énergie cinétique portée par les deux produits de la réaction. Parmi les différentes réactions possibles, la fusion d'un noyau de tritium (T) et de deutérium (D) est la plus facile à réaliser. Dans ce cas, on obtient l'équation de réaction suivante :



où He représente un noyau d'hélium et n un neutron.

La fusion nucléaire, qui représente une importante source d'énergie dans les étoiles, est envisagée comme un futur moyen de production d'énergie sur terre. Cette source d'énergie est très prometteuse car elle présente plusieurs avantages par rapport aux sources d'énergie actuelles :

- la matière première existe en quantité importante sur terre : le deutérium est présent dans les océans à raison de 34 g/m^3 et le tritium peut être fabriqué à partir de lithium qui se trouve en abondance sur terre.
- contrairement à la fission nucléaire, la réaction de fusion produit peu de déchets radioactifs. Le seul élément radioactif étant le tritium qui émet un rayonnement β^- de faible énergie.
- à l'instar de la fission nucléaire, elle permet de produire une quantité importante d'énergie à partir d'un faible volume de combustible : en termes d'énergie libérée, 1 g de DT est équivalent à 200 g d'uranium enrichi et à 8 tonnes de pétrole.
- elle pourrait, à terme, être utilisée pour traiter les déchets nucléaires issus de la fission. En effet, en disposant les déchets autour de la matière fusionnée, les produits de la réaction de fusion peuvent servir à provoquer la réaction de fission de la matière radioactive restante présente dans les déchets.

Afin de permettre aux forces nucléaires de s'enclencher et d'activer le processus de fusion, il faut rapprocher le deutérium et le tritium à une distance inférieure à 5×10^{-15} m et par conséquent vaincre la répulsion coulombienne entre les deux particules (la barrière de coulomb est de l'ordre de 300 keV). Néanmoins, selon la mécanique quantique, la fusion a une probabilité de se réaliser pour une distance inter noyau plus grande par effet tunnel, la probabilité étant fixée par la vitesse relative des deux réactifs.

Pour obtenir la réaction de fusion, une technique consiste à porter le mélange de DT confiné à une température élevée pendant un temps donné. Le nombre de réactions de fusion est alors déterminé par :

- la température : celle-ci définit la distribution de vitesses des réactifs ; plus la température est importante, plus la vitesse relative des particules par agitation thermique est importante.
- la densité du plasma : plus elle est importante, plus les particules ont une chance de se rencontrer.
- le temps de confinement : le nombre de réactions de fusion augmente en fonction du temps de réaction et donc du temps de confinement.

La fraction de combustible de DT brûlé est donnée par [1, page 11] :

$$\Phi_f = \frac{n\tau}{n\tau + 2 \langle \sigma v \rangle^{-1}} \quad (2)$$

où σ représente la section efficace de fusion, v la vitesse relative des réactifs, n la densité du réactif et τ le temps de confinement. Puisque σ est déterminée par la probabilité de fusion, donc par la vitesse relative des réactifs et par conséquent par la température du combustible, le produit $\langle \sigma v \rangle$, égal au nombre de réactions de fusion, dépend uniquement de la température des réactifs.

A partir de cette loi, plusieurs critères de faisabilité ont été déterminés, notamment le critère de Lawson pour la réaction de DT selon lequel l'énergie de fusion est de l'ordre du double de l'énergie thermique fournie au combustible :

$$n\tau > 6 \times 10^{19} s/m^3, T = 30 keV \quad (3)$$

La température de 30 keV correspond à une température de réaction pour laquelle le produit $\langle \sigma v \rangle$ est proche du maximum pour la réaction de DT (Max : 64 keV, [2, page 18]).

Aucun matériau solide ne pouvant résister à une température de 30 keV (à cette température, le combustible se transforme en plasma), l'idée a été émise d'utiliser l'inertie de la matière composant la cible pour réaliser le confinement [1, page 12]. On parle alors de fusion par confinement inertiel (FCI). Pour cela, une technique consiste à utiliser des faisceaux laser pour porter le combustible à la température nécessaire pour obtenir la fusion. Pour une cible

sphérique, le temps de confinement (τ) est donné par [1, page 12] :

$$\tau = \frac{1}{4} \frac{r}{c_s} \quad (4)$$

où r représente le rayon de la cible et c_s la vitesse du son. Or, la vitesse du son est reliée à la température des réactifs par :

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\langle m \rangle}} \quad (5)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques, k la constante de Boltzmann, et $\langle m \rangle$ la masse moyenne des réactifs. On montre alors que la fraction de réactif brûlé peut être calculée à partir du rayon de la sphère, de la masse volumique du combustible (ρ) et de la température des réactifs :

$$\Phi_f = \frac{\rho r}{\rho r + \frac{8\sqrt{\langle m \rangle \gamma k T}}{\langle \sigma v \rangle}} \quad (6)$$

C'est en 1972, au congrès de Montréal, que le concept d'implosion par laser a été exposé pour la première fois [3]. Le schéma de l'implosion est présenté sur la figure 1 a). Le procédé consiste à irradier uniformément une sphère de DT par des laser très intenses suivant une symétrie sphérique. Les couches superficielles sont alors rapidement ablatées et produisent un plasma chaud qui se détend en direction des lasers. En réaction à cette détente, les couches internes sont accélérées vers le centre de la cible par effet fusée (voir figure 1 b), comprimant ainsi le cœur de la cible. En fin d'implosion, une fraction de la matière initiale forme une sphère de plasma extrêmement chaud et relativement dense permettant de réaliser la fusion.

Cependant, puisque la majeure partie de l'énergie laser est consommée pour ablater la cible, seule une fraction de l'énergie se retrouve sous forme d'énergie interne dans le cœur comprimé. On constate alors que le procédé qui consiste à porter l'ensemble du combustible dans les conditions requises pour réaliser la fusion ne permet pas d'obtenir un gain énergétique important. Afin d'y remédier, une technique consiste à créer un point chaud au centre du plasma comprimé pour créer localement les réactions de fusion nucléaire. L'énergie générée par la réaction sert alors à chauffer et à faire fusionner de proche en proche l'ensemble du combustible [4]. On parle alors d'allumage par point chaud.

Par ailleurs, il est impossible d'obtenir les conditions de pression nécessaires pour réaliser la fusion si on utilise une sphère pleine de DT. Par conséquent, la sphère solide est remplacée par une cible constituée d'une coquille de forte densité enveloppant un matériau peu dense. Ainsi, pendant l'implosion, la coquille est fortement accélérée vers le centre de la cible et acquiert une importante énergie cinétique qui est convertie, en fin d'implosion, en énergie interne. Le schéma de la cible est présenté sur la figure 2 a).

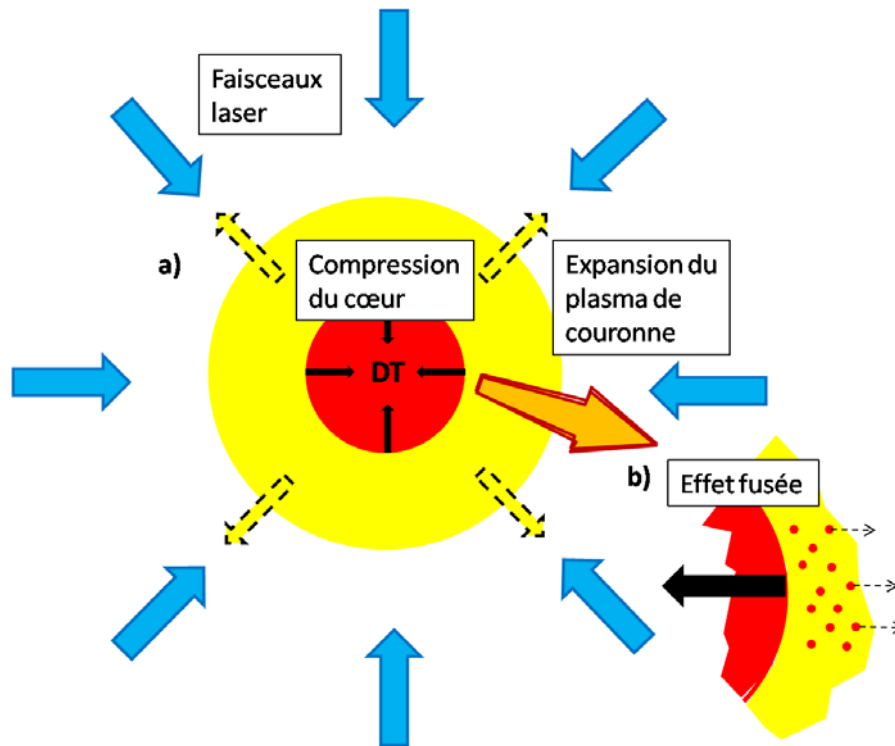


Figure 1 – a) Schéma du principe de la FCI par attaque directe ; b) Détail de l'effet fusée

Le préchauffage de la cible, défini comme l'augmentation de la température du cœur de la cible avant la compression, rend cette dernière plus difficile et donc plus coûteuse en énergie. Il peut résulter de différents processus physiques, en particulier, de l'émission X du matériau comprimé ; en conséquence, les matériaux envisagés pour réaliser la cible auront des numéros atomiques faibles [1, page 25]. Les chocs dus à l'augmentation de la pression exercée sur la cible, au niveau du front d'ablation, sont aussi à l'origine du préchauffage. Pour y remédier, la forme temporelle de l'impulsion laser est choisie de sorte que l'arrivée des chocs au centre de la cible soit synchronisée ; on parle alors d'impulsion laser mise en forme temporellement [3].

Pour obtenir une valeur finale de ρr élevée, il est essentiel que la compression s'applique de manière uniforme sur toute la surface de la coquille (symétrie sphérique) pendant toute la durée de l'implosion ; en particulier, le front d'ablation de la cible doit rester homogène. Dans le cas contraire, la sphère comprimée se disloque à l'image d'un ballon gonflable que l'on tenterait de comprimer avec les mains. Pendant la phase d'implosion de la cible, les défauts de la cible, au niveau du front d'ablation, sont amplifiés exponentiellement pendant la phase d'accélération et ce, du fait des instabilités hydrodynamiques Rayleigh-Taylor et Richtmeyer-Meshkov [2]. L'amplification des défauts de la cible par les instabilités hydrodynamiques est

schématisée sur la figure 2 b). Afin d'éviter la destruction de la sphère de plasma comprimée, il faut limiter au maximum les défauts initiaux. Ces défauts peuvent être présents à l'issue de la fabrication de la cible ou imprimés par le laser pendant l'ablation de la cible. Dans le deuxième cas, les défauts disposant de plus de temps pour être amplifiés sont ceux imprimés au début de la compression, ce sont donc les plus dangereux. Les défauts imprimés par le laser en début d'impulsion sont appelés *imprint* du laser.

On définit le mode du défaut l par $l = k_{\text{defaut}}R$ où k_{defaut} représente le nombre d'onde du défaut. On définit le facteur de gain de la croissance d'un défaut externe pendant la phase d'implosion G_l^{out} de la façon suivante :

$$\zeta_{\text{defaut,finale}} = G_l^{\text{out}} \zeta_{\text{defaut,initiale}} \quad (7)$$

où $\zeta_{\text{defaut,finale}}$ et $\zeta_{\text{defaut,initiale}}$ représentent l'amplitude d'un défaut de nombre d'onde l respectivement en fin d'implosion et en début d'implosion. Sur la figure 2 c), on a tracé G_l^{out} en fonction de l dans un cas particulier représentatif de l'attaque indirecte (la distinction attaque directe/indirecte sera définie par la suite) où le rapport d'aspect (égal à $\Delta R/R$ où R représente le rayon de la cible et ΔR l'épaisseur de l'enveloppe) vaut 40. La figure est extraite de la référence [2, page 293]. On peut observer que le gain est maximum pour $l \approx 250$. En effet, le gain de l'instabilité Rayleigh-Taylor est maximum pour les défauts dont la longueur d'onde est de l'ordre de ΔR donc ici pour $l = 251$. De plus, on peut remarquer qu'à partir d'une certaine valeur de l (nommée longueur de coupure l_c), le défaut devient stable vis-à-vis de l'instabilité Rayleigh-Taylor. La valeur de l_c est déterminée par les caractéristiques de la cible, du laser et du couplage entre le laser et la cible. En pratique, la valeur de la longueur d'onde de coupure du défaut est de l'ordre de $\Delta R/[3 - 4]$. Par conséquent, dans le cas où la cible a un rayon de 1 mm et un rapport d'aspect de 40, la longueur d'onde de coupure est de l'ordre de $7 \mu\text{m}$ et les défauts les plus amplifiés ont une longueur d'onde de l'ordre de $25 \mu\text{m}$.

Le schéma d'attaque de la cible présenté sur la figure 1 a) qui consiste à irradier directement la cible par les faisceaux laser est appelé « attaque directe ». Du fait des instabilités hydrodynamiques décrites précédemment, elle nécessite un éclairage laser uniforme à 1% près [6]. Afin d'avoir des conditions d'uniformité d'éclairage moins contraignantes, un autre schéma a été inventé appelé « attaque indirecte ». Il s'agit d'introduire la cible dans un objet cylindrique appelé *hohlraum*, et de convertir l'énergie laser en émission X au niveau des parois internes. Cette émission est alors utilisée pour irradier la cible en jouant le rôle d'un four à rayonnement X. Le schéma de l'attaque indirecte est présenté sur la figure 3.

Depuis l'invention du laser en 1960, la fusion par confinement inertiel par laser a été au centre de nombreuses recherches, un des buts étant d'augmenter le rendement total d'une centrale à fusion. Les recherches ont porté sur les thématiques de l'interaction laser/matière

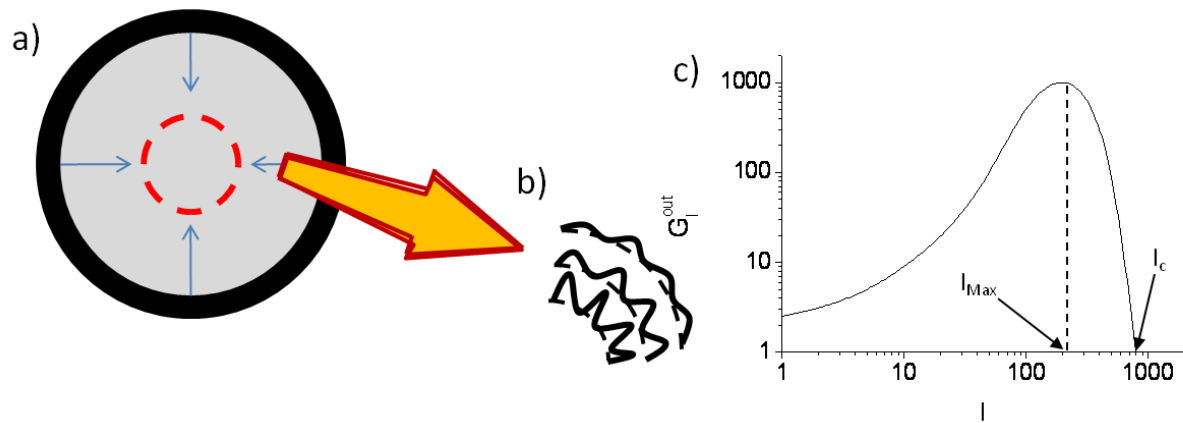


Figure 2 – a) Schéma de la cible creuse, b) de l'amplification des défauts de la coquille par les instabilités hydrodynamiques et c) tracé du gain des instabilités hydrodynamiques en fonction du mode du défaut pour un exemple de cible extrait de [2, page 293]

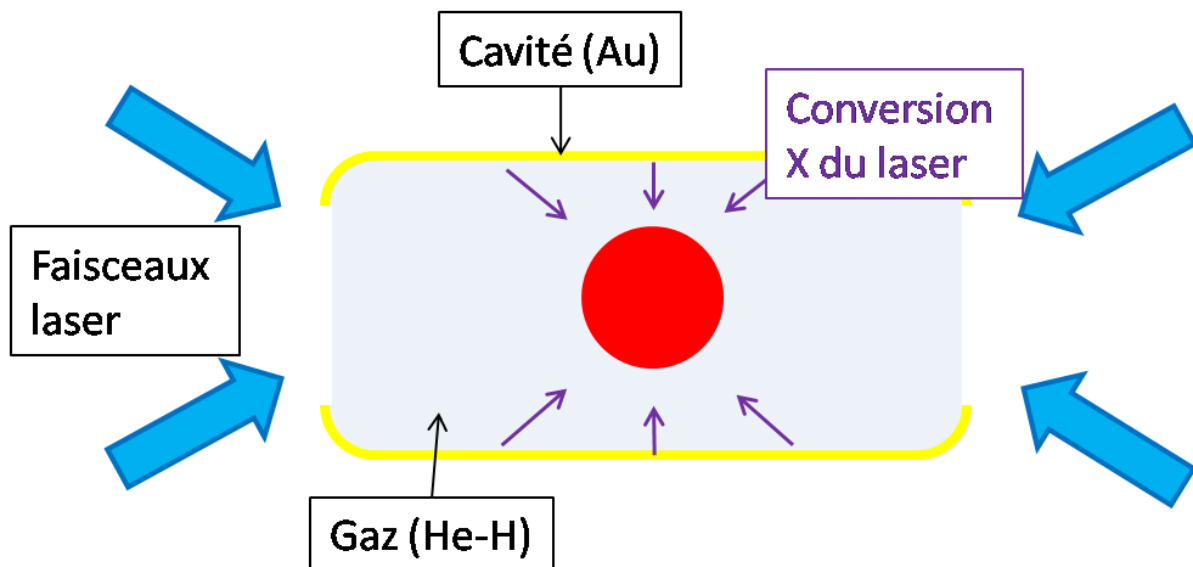


Figure 3 – Schéma de l'attaque indirecte. L'insertion de gaz dans le *hohlraum* permet de limiter l'expansion du plasma d'or

(hydrodynamique, interaction laser plasma, émission X), de l'implosion (symétrie d'implosion, préchauffage du cœur, densité et température finales), et les aspects technologiques que sont la composition de la cible (matière contenant le combustible, composition des différentes couches composant la cible), et le développement du laser (réalisation de grandes installations laser, lissage des faisceaux)[1, 7]. A partir des résultats obtenus, plusieurs applications ont vu le jour, notamment dans les domaines de l'accélération de particules et de l'astrophysique.

Pour les différentes études, on peut distinguer trois types d'approche complémentaires :

- l'approche expérimentale qui consiste à réaliser des expériences plus ou moins représentatives des conditions de fusion pour mesurer les propriétés des phénomènes,
- l'approche théorique dans laquelle on développe différents modèles afin de comprendre les phénomènes et à partir desquels on peut notamment obtenir des lois d'échelles,
- l'approche numérique qui passe par le développement et l'utilisation de codes numériques permettant de réaliser des simulations d'expériences, on parle alors d'expériences numériques.

On définit le gain énergétique de la FCI par laser comme le rapport de l'énergie produite par les réactions de fusion sur l'énergie laser investie pour réaliser la fusion. Quand ce gain est supérieur à 1, on peut espérer utiliser la fusion pour créer de l'énergie (en supposant que l'énergie produite soit entièrement convertie en énergie électrique), on parle alors d'ignition. On peut aussi définir le rendement total d'une centrale à fusion comme le rapport de l'énergie obtenue à l'issue de l'ensemble des réactions de fusion réalisées (qui prend en compte en particulier les pertes dues à la conversion de l'énergie libérée par la fusion en énergie utilisable) sur l'énergie investie pour réaliser les tirs (elle correspond à l'énergie électrique fournie pour alimenter le laser) auquel il faut ajouter le coût de construction et de fonctionnement de l'installation. Ce rendement total doit être largement supérieur à 1 pour que la centrale à fusion puisse fonctionner.

L'objectif de gain énergétique actuel pour la fusion nucléaire est l'ignition, c'est-à-dire le stade où le processus de fusion est auto-entretenu dans le plasma, ce qui équivaut à un gain énergétique de l'ordre de 20. Deux installations laser, une en construction (le Laser Megajoule en France nommé LMJ développé par le Commissariat à l'Energie Atomique, CEA) et une ayant réalisé ses premiers tirs (National Ignition Facility aux Etats-Unis d'Amérique nommé NIF) devraient permettre d'atteindre cet objectif.

ii L'interaction laser/plasma

L'interaction laser/plasma joue un rôle majeur dans la FCI puisqu'elle détermine le couplage énergétique entre le laser et la cible. Plus précisément, ce couplage consiste à transformer l'énergie laser en énergie thermique par le processus d'absorption, le mouvement

thermique des électrons permet alors d'ablater la cible. Plusieurs expériences réalisées dans les années 70 ont montré que l'on peut distinguer trois phénomènes d'absorption :

- l'absorption collisionnelle par le mécanisme Bremsstrahlung inverse dû aux collisions électrons-ions dans le plasma (interactions électrons-photons dans le champ moyen d'un ion),
- l'absorption résonnante dans le cas d'une incidence oblique,
- l'absorption anormale causée par les instabilités paramétriques : l'onde laser cède en partie son énergie aux ondes dans le plasma (ioniques ou électroniques) et aux ondes électromagnétiques.

On appelle « interaction paramétrique » le couplage résonnant entre l'onde laser et les modes propres du plasma, on peut distinguer [1] :

- l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée : l'onde laser se décompose en une onde acoustique ionique (IAW pour Ion Acoustic Wave) et une onde électromagnétique diffusée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering),
- l'instabilité de diffusion Raman stimulée : l'onde laser est décomposée en une onde plasma électronique (EPW pour Electron Plasma Wave) et une onde électromagnétique diffusée (SRS pour Stimulated Raman Scattering),
- les instabilités de filamentation : l'onde laser se couple avec deux ondes IAW, l'onde électromagnétique est alors dite filamentée, ce qui entraîne la focalisation du faisceau laser,
- l'instabilité de désintégration à deux plasmons : l'onde laser se décompose en deux ondes EPW,
- l'instabilité de décomposition électromagnétique : l'onde laser est décomposée en une onde IAW et une onde EPW.

C'est le processus l'absorption collisionnelle qui doit être favorisé pour la FCI car il est le seul à permettre de chauffer l'ensemble de la population thermique électronique. D'autre part, les mécanismes regroupés sous le nom d'« absorption anormale » sont néfastes pour la FCI :

- la diffusion (et notamment la rétrodiffusion) de la lumière laser constitue une perte sèche d'énergie laser : cela concerne principalement les instabilités Raman et Brillouin [1, 8].
- la production d'électrons suprathermiques (dits électrons chauds) conduit au préchauffage du cœur de la cible : cela peut être dû à l'instabilité Raman [9–11], à l'instabilité de désintégration à 2 plasmons et à l'instabilité de décomposition électrostatique [1].
- le transfert d'énergie entre les faisceaux (par le phénomène de croisement de faisceaux), lié à l'instabilité Brillouin, entraîne principalement une dégradation de la symétrie d'irradiation de la cible [12].

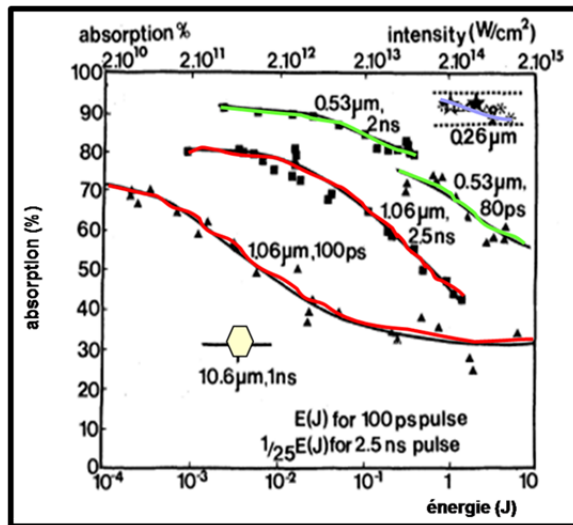


Figure 4 – Figure extraite de la référence [13] : mesure expérimentale de l'absorption laser dans un plasma en fonction de la longueur d'onde

Par la suite, différentes études ont été réalisées afin de déterminer des conditions laser/plasma permettant de favoriser l'absorption collisionnelle et de réduire le développement des instabilités paramétriques. Dans les années 80, ce problème semblait résolu quand il a été montré qu'en diminuant la longueur d'onde du laser, l'absorption collisionnelle était plus importante (voir figure 4 extraite de la référence [13]) et l'absorption anormale était fortement réduite. En effet, la croissance des instabilités paramétriques est déterminée par un facteur de gain G_{insta} tel que l'amplitude des ondes stimulées est proportionnelle à l'exponentielle de G_{insta} . Or, pour les différentes instabilités paramétriques, G_{insta} est proportionnel à λ ou à λ^2 [1]. Pour toutes ces raisons, des études réalisées au milieu des années 90 ont conduit au choix de la longueur d'onde 351 nm (qui correspond au triplage du laser à Néodyme appelé « 3ω ») pour le NIF et le LMJ.

Depuis, certaines expériences réalisées sur des installations laser plus énergétiques, conduites dans les années 90-2000, ont montré que, dans des conditions proches des conditions de la FCI, même à 3ω , les facteurs de gain des instabilités paramétriques sont suffisamment importants pour que des processus, qui limitent leur croissance, s'enclenchent [14]. Il a été montré que pour $G_{insta} \geq 15$, l'instabilité est en régime de saturation. Sur la figure 5 on a schématisé le régime linéaire et la phase de saturation des instabilités paramétriques dans le cas particulier où, en régime saturé, l'instabilité ne croît plus. Par conséquent, il est nécessaire de déterminer des paramètres laser/plasma pour lesquels le niveau de l'instabilité en régime saturé est faible et notamment établir l'influence de la longueur d'onde sur cette saturation.

Du fait de son importance pour la FCI, la saturation des instabilités paramétriques a fait l'objet de nombreuses études jusqu'à aujourd'hui consistant, d'une part, à distinguer les processus de saturation qui peuvent s'enclencher, et d'autre part, à déterminer le niveau de saturation attendu en fonction des paramètres laser/plasma. Cependant, aucun modèle ne permet d'expliquer l'ensemble des résultats obtenus en raison du nombre de processus

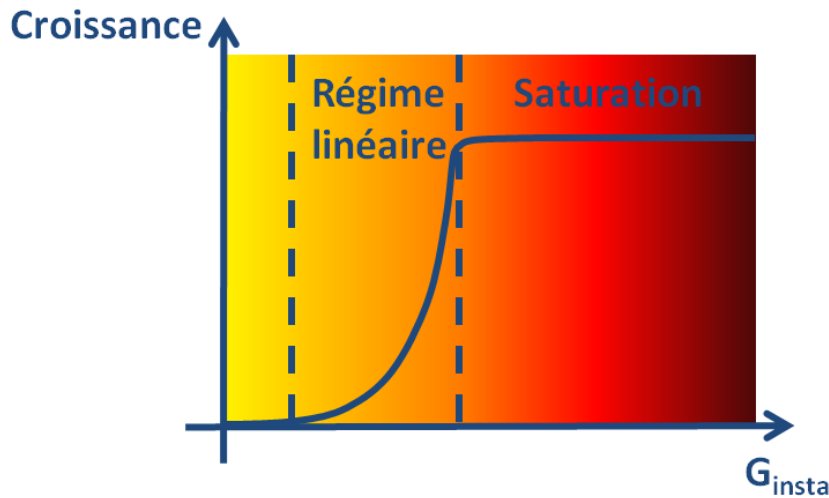


Figure 5 – Représentation schématique de l'évolution de la croissance en fonction du gain pour une instabilité paramétrique. On suppose qu'en régime saturé, l'instabilité ne croît plus

de saturation possibles, de la difficulté à les modéliser et à déterminer leur impact sur la croissance des instabilités, et de la complexité inhérente à l'interaction entre ces différents processus d'autant plus qu'ils ont lieu à différentes échelles (échelle hydrodynamique ≈ 100 ps, échelle cinétique ≈ 10 fs, etc.).

Ces études ont néanmoins conduit à réexaminer le choix de la longueur d'onde du laser pour la FCI et à considérer la longueur d'onde 526 nm (qui correspond à la deuxième harmonique du laser à Néodyme appelé « 2ω »). En effet, il est maintenant établi que les processus de saturation agissent majoritairement sur les ondes filles des décompositions paramétriques, par conséquent, les niveaux de saturation ne semblent pas liés aux paramètres du laser et en particulier à sa longueur d'onde (ce point sera détaillé par la suite). De plus, dans les plasmas attendus pour la FCI, l'absorption du laser est quasi totale à 2ω et à 3ω en raison de la longueur importante des plasmas. Or, l'utilisation du 2ω est beaucoup moins coûteuse que l'utilisation du 3ω car la dégradation des optiques est beaucoup moins rapide à 2ω qu'à 3ω , par conséquent l'utilisation du 2ω pourrait permettre d'améliorer le rendement total de la FCI. De plus, puisque le seuil de dommage des optiques est plus grand à 2ω , on peut transporter une énergie laser plus importante permettant d'obtenir un gain énergétique plus grand.

Cette question est particulièrement importante dans le contexte actuel car le NIF possède une option pour passer à 2ω et le choix de la longueur d'onde pour le futur projet HIPER n'est pas encore décidé.

iii Le lissage plasma

Bien que l'étude des instabilités paramétriques ait débuté il y a plus de 40 ans, cette thématique reste toujours d'actualité. Les premières expériences NIF ont porté sur l'étude de l'interaction dans les vraies conditions de FCI [15]. De nouveaux phénomènes ont été découverts dans les années 90-2000 tels que le lissage plasma, qui consiste en la réduction de la cohérence spatiale et temporelle du laser lorsque ce dernier se propage dans un plasma. Le lissage des faisceaux laser, qui se traduit par la réduction des tailles et des intensités maximales des surintensités dans les taches focales (lissage spatial) et par le déplacement très rapide de ces surintensités (lissage temporel), a un rôle primordial pour la FCI car il permet [16] :

- d'améliorer fortement la symétrie d'éclairement de la cible en raison de l'homogénéité de la répartition d'intensité dans la tache focale,
- de réduire la croissance des instabilités paramétriques en désaccordant leurs couplages résonnants.

Avec cette nouvelle découverte, le lissage plasma pourrait être envisagé pour être ajouté au lissage optique des faisceaux laser ou même remplacer ce dernier.

Dans le cas de l'attaque directe, il a été montré qu'au bout d'un certain temps (300-400 ps), le lissage optique des faisceaux laser est suffisant pour obtenir les conditions d'uniformité du dépôt de l'énergie laser requises. Plus précisément, en début d'impulsion, une fraction de la cible est ablatée et un plasma se forme aux abords de la cible. Ensuite, une partie de l'énergie laser sert à chauffer les électrons du plasma par absorption collisionnelle, ces derniers permettent aussi de réaliser l'ablation de la cible. Puis, une séparation appelée « Zone de Conduction Electronique » (ZCE) apparaît entre la densité critique (n_c) et le front d'ablation, le laser ne pouvant se propager au delà de cette densité, l'ablation est uniquement due aux électrons qui traversent la ZCE (voir figure 6). Or, ce processus appelé « conduction thermique électronique » permet aussi de lisser le dépôt de l'énergie laser :

- si la longueur d'onde du défaut est inférieure à la distance entre la zone d'absorption et le front d'ablation, alors le lissage thermique permet de supprimer le défaut [17].
- pour un faisceau laser lissé temporellement par introduction d'incohérence spatiale (ISI pour Induced Spatial Incoherence [18]) ou par dispersion spectrale longitudinale (SSD pour Smoothing by Spectral Dispersion [19]), si le temps de traversée de la ZCE par les électrons est supérieur au temps caractéristique du lissage temporel, l'énergie laser déposée s'homogénéise dans la ZCE [20, 21].

Finalement, quand la longueur de la ZCE atteint un régime stationnaire, la combinaison du lissage spatio-temporel des faisceaux laser et du lissage par la conduction thermique électronique permet de respecter les conditions de symétrie d'implosion requises dans le cas

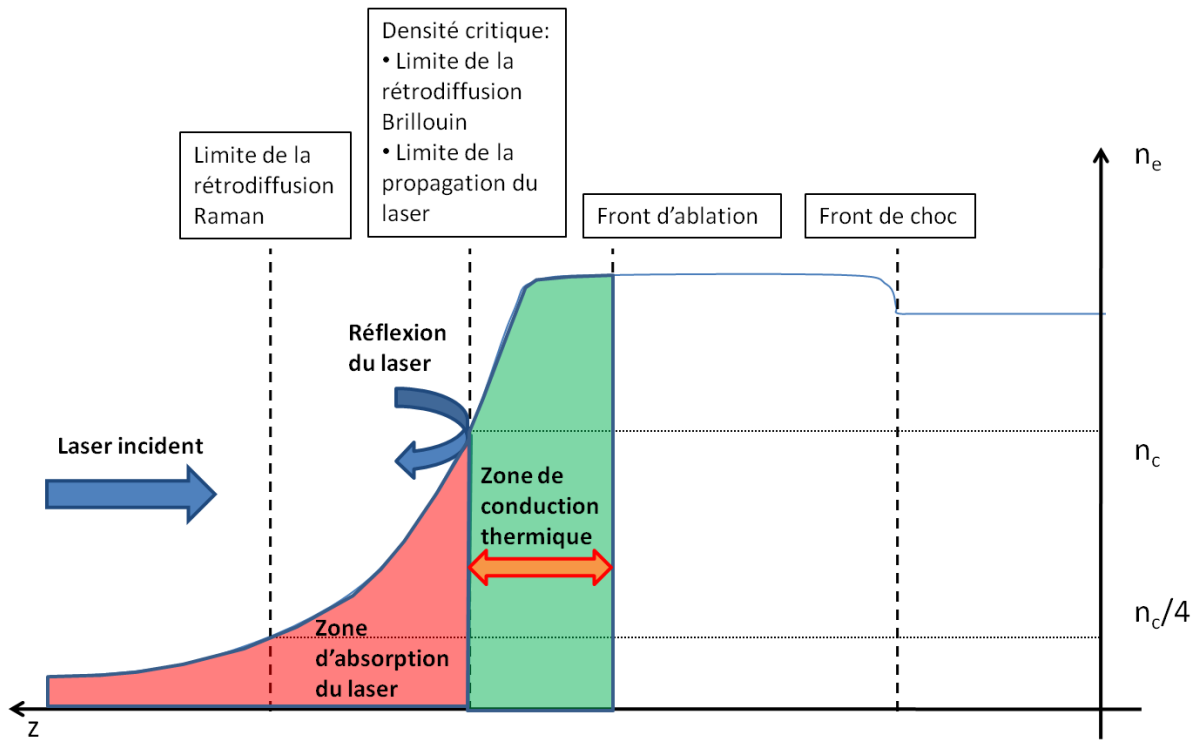


Figure 6 – Schéma des différents phénomènes intervenant dans le couplage énergétique entre le laser et la cible dans le cas de l'attaque directe

de l'attaque directe [20]. Sur la figure 6, on a schématisé les différents processus intervenant dans le couplage entre le laser et la cible dans le cas de l'attaque directe.

Cependant, en début d'interaction, la ZCE n'étant pas créée, les inhomogénéités d'éclairement du laser sont transmises à la cible (problème de l'*imprint* [22, 23]). De plus, nous avons vu précédemment que ces défauts sont particulièrement dangereux car ils sont amplifiés pendant toute la durée de l'implosion, par les instabilités hydrodynamiques. Puisque le processus de lissage des faisceaux laser permet d'homogénéiser leur éclairement, il devrait permettre de répondre à ce problème. Néanmoins, le lissage optique ne permet pas de solutionner ce problème car, dans ce cas, les taches focales ont toujours un contraste important et une variation rapide de la distribution d'intensité laser nécessite un spectre très large [21]. Par conséquent, le lissage plasma, avec lequel on obtient des contrastes beaucoup plus faibles, apparaît comme une option avantageuse pour réduire l'*imprint*.

iv Plan du manuscrit

Ce manuscrit présente et analyse les résultats de trois séries d'expériences menées sur les deux installations laser nanosecondes multikilojoules françaises :

- le LULI 2000 qui possède deux faisceaux laser 1 kJ, 1ω (soit $1,053 \mu\text{m}$) et qui permet une certaine flexibilité des expériences (diagnostics, configuration des faisceaux laser, etc.) inhérente à la taille réduite de l'installation,
- la Ligne d'intégration laser (LIL) qui dispose d'un seul faisceau beaucoup plus intense (12 kJ) à 3ω et qui est un prototype d'un des futurs quadruplets du LMJ.

Ces deux installations ont permis d'étudier l'interaction laser-plasma dans des plasmas chauds, représentatifs des plasmas de FCI.

Les deux grandes thématiques abordées sont :

- l'influence de la longueur d'onde ($2\omega/3\omega$) sur le niveau de saturation des réflectivités Brillouin et Raman,
- l'étude de la réduction de l'*imprint* par lissage plasma dans une mousse très peu dense.

On peut noter que l'expérience qui consiste à comparer les taux de rétrodiffusion Raman n'a pas été finalisée. En revanche, les résultats obtenus à 2ω ont pu être exploités précisément et ont conduit à une analyse fine de la saturation.

Afin d'obtenir les conditions d'interaction aussi simples que possible, nous avons opté pour chaque expérience pour des plasmas relativement simples :

- des feuilles épaisses de CH préformées pour la comparaison des taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation,
- des jets d'éthylène préformés pour l'étude de la saturation du Raman à 2ω ,
- des mousses de densité constante pour l'étude de la réduction de l'*imprint* par lissage plasma.

Le travail de thèse a consisté à :

- mettre en place les différentes expériences dans le but d'obtenir des résultats dans des conditions bien caractérisées,
- dépouiller et mettre en forme les résultats obtenus,
- analyser ces résultats en utilisant notamment des simulations numériques réalisées par des collaborateurs.

L'organisation du manuscrit est la suivante :

Dans le premier chapitre, nous reprenons de façon plus détaillée le contexte des expériences. Nous présentons, pour les trois expériences, les questions auxquelles nous avons voulu répondre ; elles s'inscrivent, d'une part, dans la compréhension croissante des phénomènes qui apparaissent dans le cadre de l'interaction laser-plasma de la FCI et, d'autre part, dans les avancées qui permettront de réaliser l'ignition.

Le second chapitre est consacré aux laser et aux diagnostics utilisés pendant chaque expérience. Concernant les laser, nous présentons les caractéristiques des installations de la LIL et du LULI 2000 (en particulier le lissage original par dispersion spectrale longitudinale du laser de la LIL), les configurations laser utilisées pendant les expériences et les taches focales obtenues. Nous analysons aussi les diagnostics de rétrodiffusion que nous avons conçus et mis en place sur le LULI 2000, le but étant de déterminer leurs calibrations et leurs barres d'erreurs. En raison de la taille importante de la LIL, nous avons dû utiliser les diagnostics déjà présents sur l'installation. Leurs calibrations et leurs barres d'erreurs sont détaillées.

Dans le troisième chapitre, nous abordons les différents plasmas utilisés. Dans un premier temps, nous expliquons les choix de plasma que nous avons faits pour chaque expérience à l'aide de lois d'échelles. Dans un second temps, nous décrivons plus précisément les plasmas obtenus à l'aide de simulations numériques.

Dans la quatrième partie, nous analysons les résultats obtenus relatifs à l'expérience de comparaison des taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation à 2ω et à 3ω . Nous utilisons l'interprétation des spectres, réalisée à l'aide de calculs de gain effectués avec le postprocesseur PIRANAH, afin d'étudier les conditions de croissance de l'instabilité Brillouin, puis nous étudions le taux de croissance et la saturation de l'instabilité en utilisant ces mêmes calculs de gain ainsi que des simulations effectuées avec le code HERA.

La cinquième partie concerne les résultats obtenus pendant l'expérience consacrée à l'étude de l'instabilité Raman en régime saturé à 2ω . On analyse aussi les spectres et les taux de rétrodiffusion Brillouin obtenus pendant les tirs. De même que dans le cas précédent, les spectres et les taux de rétrodiffusion Brillouin sont étudiés à l'aide de calculs de gain réalisés avec PIRANAH. Nous analysons méticuleusement les conditions de croissance et la saturation de l'instabilité Raman dans la zone d'interaction. Ensuite, nous comparons les taux de rétrodiffusion Raman obtenus avec des lois d'échelles, en calculant notamment la rétrodiffusion globale dans la tache focale du laser lissé par lame de phase.

Dans la sixième et dernière partie, nous exposons les résultats de l'expérience réalisée sur la LIL sur l'étude de la réduction de l'*imprint* par lissage plasma dans une mousse sous dense. Les résultats expérimentaux concernant le bilan énergétique global de la technique (taux de rétrodiffusion, énergie absorbée dans la mousse, énergie transmise), la vitesse d'ionisation de la mousse et le lissage plasma du laser sont présentés et analysés.

Chapitre 1

Les deux questions traitées dans cette thèse

1 Introduction

Ce chapitre présente les contextes dans lesquels ont été réalisés les trois études expérimentales abordées dans ce manuscrit de thèse. Il comprend en particulier le détail :

- des questions auxquelles nous avons voulu répondre,
- des éléments théoriques relatifs aux phénomènes étudiés.

Nous présentons dans un premier temps la question du choix de la longueur d'onde du laser, puis, nous exposons dans une seconde partie la possibilité de réduction de l'*imprint* par mousse de très faible densité.

2 $2\omega/3\omega$

Le choix de la longueur d'onde des faisceaux laser a un impact déterminant sur le gain énergétique de la FCI. En effet, certains processus liés au couplage énergétique entre le laser et la cible, dépendent de la longueur d'onde utilisée, il s'agit de :

- l'absorption du laser,
- la compression de la cible dans le cas de l'attaque directe,
- les instabilités paramétriques,
- le rendement du laser.

Différentes études réalisées dans les années 70-80, ont montré que le choix d'une longueur d'onde courte permet d'optimiser le gain énergétique de la FCI. Cela a conduit au choix de la longueur d'onde 3ω pour les grandes installations laser actuelles : NIF et LMJ.

Seulement, du point de vue du laser, l'utilisation du 2ω (526 nm) permet :

- de diminuer le coût de fonctionnement de l’installation,
- de disposer d’une énergie laser plus importante.

En effet, en comparant le 2ω et le 3ω , d’une part, le seuil de dommage des optiques est augmenté d’un facteur 1,6 et, d’autre part, la croissance d’un dommage est moins rapide (voir figure 1.1 1). Par conséquent, sans dégrader les optiques, on peut transporter une énergie laser plus importante et, pour une même énergie laser, le renouvellement des optiques est moins fréquent. De plus, on peut remarquer, que pour une impulsion mise en forme temporellement, le rendement de conversion du laser Néodyme à 2ω est plus important qu’à 3ω (voir figure 1.1 2). En effet, même si des rendements de conversion similaires ont été obtenus à 2ω et à 3ω , pour une intensité laser donnée, quand on utilise une intensité différente du point de fonctionnement du cristal de conversion de fréquence, l’efficacité de conversion chute plus rapidement à 3ω qu’à 2ω . Ainsi, l’installation laser NIF a une option pour passer à 2ω et on peut remarquer que pour cette longueur d’onde, l’énergie laser disponible est augmentée d’un facteur 3-4. On peut aussi noter que le choix de la longueur d’onde pour le futur projet HIPER n’est pas encore décidé.

Par ailleurs, les études qui ont conduit au choix du 3ω ont souvent été réalisées sur des installations laser disposant d’une énergie relativement faible, et par conséquent, dans des conditions laser/plasma non représentatives de la FCI. Il est donc nécessaire de déterminer si ces études restent valables dans des conditions proches des conditions de FCI.

La figure 1.1 récapitule les différents processus qui dépendent de la longueur d’onde, 2ω ou 3ω utilisée dans la FCI.

Dans cette partie nous commençons par les raisons qui ont conduit au choix du 3ω et dans quelle mesure elles doivent être revues dans les conditions représentatives de la FCI. A l’issue de cette étude, nous montrons que la principale question à résoudre porte sur la comparaison des niveaux de saturation des instabilités paramétriques à 2ω et à 3ω . Dans la seconde partie, nous allons détailler les connaissances actuelles concernant la saturation des instabilités Raman et Brillouin et notamment les niveaux de saturation à 2ω et à 3ω .

2.1 La comparaison du 2ω et du 3ω pour la FCI

Nous traitons dans l’ordre l’effet de la longueur d’onde sur :

- l’absorption du laser,
- l’implosion de la cible,
- les instabilités paramétriques.

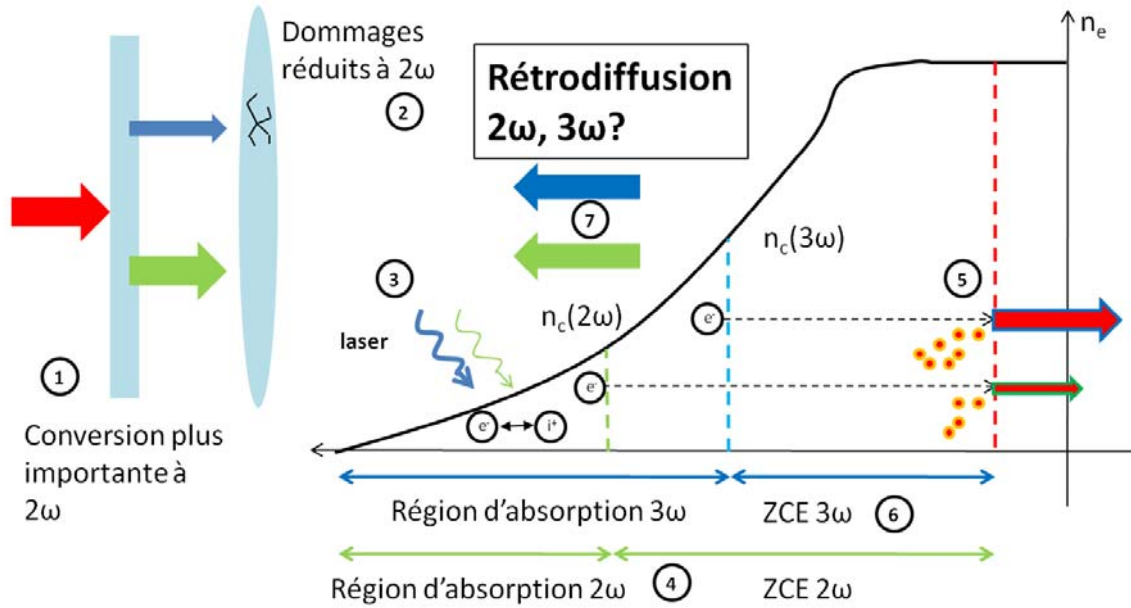


Figure 1.1 – Schéma des principaux processus qui dépendent de la longueur d’onde utilisée : 2ω ou 3ω . 1) La conversion de fréquence ; 2) les dommages créés sur les optiques ; 3) l’absorption du laser ; 4) la taille de la zone d’absorption ; 5) le taux de masse ablatée ; 6) la lissage dans la zone de conduction thermique (ZCE) ; 7) les rétrodiffusion Brillouin/Raman

2.1.1 L'absorption du laser dans le plasma

L'absorption du laser dans un plasma est principalement due à l'absorption collisionnelle (mécanisme Bremsstrahlung inverse) lors des collisions électrons-ions (voir figure 1.1 3). La fréquence de collision électron-ion (ν_c) est donnée par la formule suivante [1, page 204] :

$$\nu_c(ps^{-1}) = 3,24 \times 10^3 \frac{Z_{eff}}{T_e(eV)^{3/2} \lambda_{laser}(\mu m)^2} \ln(1,69 T_e(eV) \lambda_{laser}(\mu m)) \quad (1.1)$$

où λ_{laser} est la longueur d'onde du laser, T_e correspond à la température électronique du plasma, et Z_{eff} est le nombre de charges moyen du plasma, il est donné par :

$$Z_{eff} = \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \quad (1.2)$$

où Z représente la charge des différents ions composant le plasma.

Ce calcul de la fréquence de collision est valable dans l'approximation de Born donnée par $T_e(eV) > 3Z_{eff}^2$ qui est satisfaite dans les plasmas typiques de FCI.

On définit alors l'absorption A du laser dans une tranche de plasma comprise en z_a et z_b telle que :

$$\frac{I(z_b)}{I(z_a)} = e^{-A} \quad (1.3)$$

où $I(z)$ représente l'intensité du laser en z .

L'absorption collisionnelle du laser entre les points z_a et z_b du plasma est alors donnée par [1, page 203] :

$$A = \frac{\nu_c}{c} \int_{z_a}^{z_b} \frac{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{0,5}} dz \quad (1.4)$$

où n_e correspond à la densité électronique du plasma, et n_c est la densité critique, donnée par :

$$n_c(m^{-3}) = 1,1 \times \frac{10^{27}}{\lambda_{laser}(\mu m)^2} \quad (1.5)$$

On définit aussi le pourcentage d'énergie absorbée (EA) par :

$$EA(\%) = 100 \left(1 - \frac{I}{I_{laser}}\right) \quad (1.6)$$

Dans le cas d'un profil exponentiel typique d'un plasma de feuille épaisse, on calcule que l'absorption du laser dans un plasma jusqu'à n_c est donnée par [1, page 204] :

$$A = \frac{4}{3} \frac{\nu_c L}{c} = 4,44 \times 10^{-3} \nu_c(ps^{-1}) L(\mu m) \quad (1.7)$$

L'absorption du laser est donc proportionnelle à $1/\lambda_{laser}^2$ (et même $1/\lambda_{laser}^4$ si l'on considère que T_e est proportionnel à $\lambda^{4/3}$, voir équation 3.2) et, par conséquent, celle-ci est plus importante pour les longueurs d'ondes courtes. L'utilisation d'une longueur d'onde courte permet donc, potentiellement, d'améliorer le couplage énergétique entre le laser et la cible. Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement dans les années 80 pour des impulsions laser relativement courtes [13] (voir figure 4).

De plus, la zone d'absorption correspond à l'ensemble du plasma dont la densité est inférieure à la densité critique. En effet, cette dernière représente la densité électronique maximale à laquelle peut se propager le laser dans le plasma. Pour les longueurs d'ondes courtes, la densité critique est plus grande, par conséquent, la zone d'absorption est plus profonde (voir figure 1.1 4).

Seulement, la question doit être reconsidérée dans le contexte actuel. En effet, les plasmas typiques de FCI sont relativement longs et on montre que, dans de nombreux cas, l'absorption du laser est quasiment totale dans le plasma aux deux longueurs d'ondes.

Typiquement,

- dans le cas de l'attaque directe, en prenant un plasma de CH ($Z_{eff} = 5,3$) avec un profil exponentiel ayant une longueur caractéristique de $750 \mu\text{m}$ et une température électronique de 3 keV, on calcule :

$$EA(2\omega) = 88\%$$

$$EA(3\omega) = 99\%$$

- dans le cas de l'attaque indirecte, en prenant un plasma d'or ($Z = 79$) avec un profil exponentiel ayant une longueur caractéristique de $750 \mu\text{m}$ et une température électronique de 3 keV, on obtient :

$$EA(2\omega) = 100\%$$

$$EA(3\omega) = 100\%$$

Sur la figure 1.2, on a comparé à 2ω et à 3ω , dans le cas du plasma d'or considéré précédemment, l'évolution de l'intensité laser au cours de sa propagation. On observe que pour les deux longueurs d'ondes, la totalité de l'énergie laser est absorbée largement avant la densité critique.

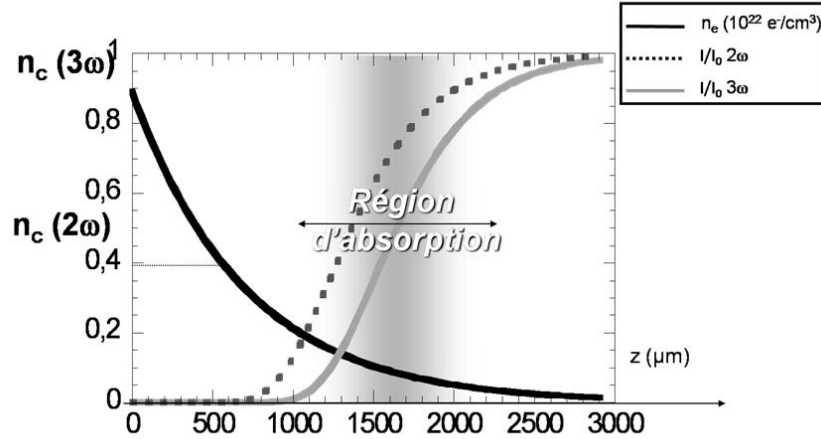


Figure 1.2 – Comparaison de l’absorption laser à 2ω et à 3ω dans un plasma d’or ayant un profil de densité électronique exponentiel de longueur caractéristique de $750 \mu\text{m}$ et une température électronique de 3 keV

2.1.2 La compression de la cible

Dans le cadre de l’attaque directe, la pression d’ablation, exercée sur la cible au niveau du front d’ablation, est donnée par [2, page 225] :

$$p_a(\text{Mbar}) = 12,3 \left(\frac{I(10^{14} \text{W/cm}^2)}{\lambda_{\text{laser}}(\mu\text{m})} \right)^{2/3} \quad (1.8)$$

Par conséquent la pression d’ablation pour une intensité laser donnée est très proche à 2ω et à 3ω (différence d’un facteur 1,3). Puisque la pression d’ablation est représentative du couplage entre l’énergie laser et la vitesse cinétique acquise par l’enveloppe de la cible, on peut obtenir des gains énergétiques comparables aux deux longueurs d’ondes. Ceci a été montré par des simulations [24], les résultats qui ont été obtenus sont représentés sur la figure 1.3. On observe que la différence de gain observée est faible (facteur 1,5).

On peut aussi noter que dans le cas de l’attaque directe, en utilisant un laser à 2ω , on augmente la longueur de la ZCE, ce qui permet de réaliser un meilleur lissage thermique de l’énergie laser pendant la phase de compression. En effet, puisque la densité critique à 2ω est plus faible qu’à 3ω , la ZCE est plus longue (voir figure 1.1 6). En pratique, la variation de la longueur de la ZCE en fonction de la longueur d’onde est donnée par [2, page 227] :

$$l_{ZCE} \propto (I_{\text{laser}} \lambda_{\text{laser}}^2)^{4/3} \lambda_{\text{laser}}^2 \quad (1.9)$$

Dans le cas de l’attaque indirecte, l’implosion est réalisée par le flux X obtenu par conver-

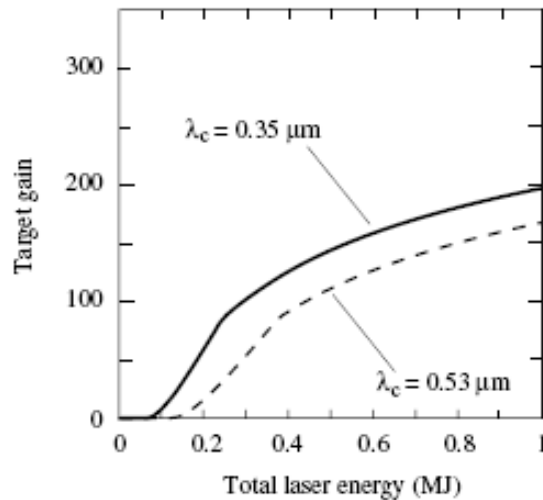


Figure 1.3 – Figure extraite de la référence [24] : comparaison à 2ω (zone verte) et à 3ω (zone grise), en utilisant des simulations numériques, de l'évolution du gain énergétique de la cible de FCI en fonction de l'intensité des faisceaux laser

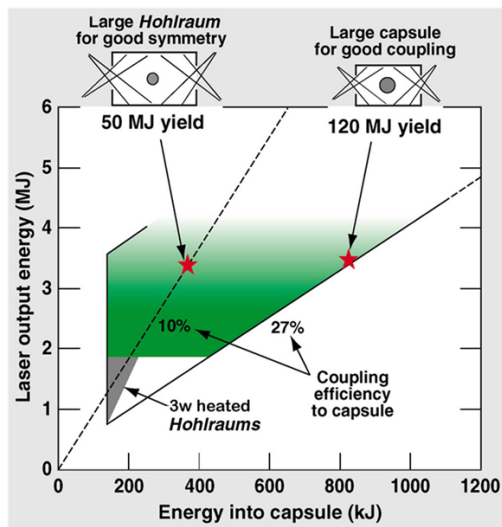


Figure 1.4 – Figure extraite de la référence [25] : représentation des différents designs de cibles possibles à 2ω et à 3ω sur le laser NIF. A 2ω , on peut utiliser des énergies laser plus importantes en raison de la meilleure efficacité de conversion du laser, ce qui permet d'utiliser des designs de cible plus larges dans lesquels on a une meilleure efficacité de couplage entre l'énergie laser et l'énergie qui entre dans la capsule

sion de l'énergie laser au niveau des parois du *hohlraum*, par conséquent, la pression d'ablation est identique aux deux longueurs d'ondes si l'absorption dans le plasma est la même. De plus, des études réalisées récemment ont montré que sur le laser NIF, puisque l'on peut utiliser une énergie laser plus importante à 2ω (car l'efficacité de conversion du laser est meilleure), on peut utiliser des capsules plus grandes dans lesquelles on a une meilleure efficacité de couplage entre l'énergie laser et l'énergie qui entre dans la capsule (voir figure 1.4 extraite de la référence [25]).

2.1.3 Les instabilités paramétriques

Le développement des instabilités paramétriques est aussi très sensible à la longueur d'onde du laser. En effet, le gain des instabilités paramétriques varie en λ ou en λ^2 [1]. Par conséquent, en diminuant la longueur d'onde, on diminue la croissance des instabilités

paramétriques en régime linéaire.

Une solution envisagée à 2ω consiste à utiliser des intensités faibles afin que les instabilités paramétriques restent en régime linéaire et qu'ils induisent des taux de croissance faibles [25].

Toutefois, différentes études ont montré que dans les cas de l'attaque directe et indirecte, dans certaines zones du plasma, le gain des instabilités paramétriques atteint un niveau important (> 15) à 2ω comme à 3ω [14, 26]. Par conséquent, afin de répondre à la question de l'influence de la longueur d'onde sur les instabilités paramétriques, il est essentiel de comparer la croissance des instabilités en régime de saturation. Cette question doit principalement être étudiée pour les instabilités Raman et Brillouin qui sont les plus dangereuses pour la FCI.

2.2 Le régime de saturation des instabilités Brillouin et Raman

La partie précédente a permis de montrer que pour comparer le gain énergétique de la FCI à 2ω et à 3ω , il est nécessaire de comparer le niveau de saturation des instabilités Raman et Brillouin aux deux longueurs d'ondes pour évaluer si, comme en régime linéaire, le niveau de saturation diminue quand on diminue la longueur d'onde.

On peut remarquer que pour ces deux instabilités, l'amplitude des ondes filles est proportionnelle à l'énergie rétrodiffusée, le taux de rétrodiffusion (rapport de l'énergie rétrodiffusée sur l'énergie laser incidente) permet donc de caractériser la quantité d'énergie laser qui s'est décomposée en ondes filles. Puisque, de plus, le facteur de gain est proportionnel à l'énergie laser, en régime linéaire, le taux de rétrodiffusion varie exponentiellement avec l'énergie laser et le régime saturé est observé expérimentalement quand l'évolution du taux de rétrodiffusion avec l'énergie laser est moins rapide qu'une exponentielle.

Les équations pratiques permettant d'étudier les régimes linéaires des deux instabilités sont détaillées dans l'annexe A.

Cette partie est consacrée à la description des connaissances actuelles relatives à la saturation des instabilités Brillouin et Raman, le but étant de montrer que, dans les deux cas, le niveau de saturation ne dépend pas ou peu, à priori, de la longueur d'onde.

Dans la première partie, nous étudions la saturation de l'instabilité Brillouin. La saturation de l'instabilité Raman est abordée dans la deuxième partie. Enfin, nous concluons sur l'influence de la longueur d'onde sur les niveaux de saturation dans une troisième partie.

2.2.1 La saturation de l'instabilité Brillouin

Les premières études sur la saturation de l'instabilité Brillouin ont montré que l'appauvrissement de l'onde de pompe [1, page 549] et la génération d'harmoniques élevées [27, 29], pouvaient être à l'origine de la saturation. Différents seuils et lois de réflectivité ont été établis, ils sont résumés dans le livre [1, page 617]. Les différentes études montrent que la

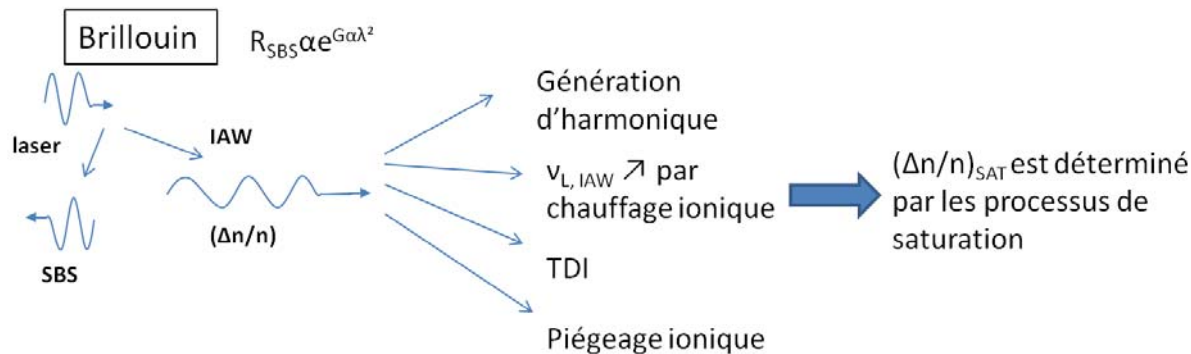


Figure 1.5 – Schéma du couplage Brillouin et des différents processus de saturation possibles

réflectivité en régime de saturation dépend surtout des paramètres du plasma. En particulier, une loi de réflectivité a été établie : $(1 - R)\alpha\lambda^{-1/3}$ la réflectivité dépend donc très peu de la longueur d'onde du laser dans ce cas.

Par la suite, d'autres processus de saturation ont été identifiés. Ils sont dus à la modification de la fonction de distribution de la vitesse ionique par rapport à sa forme gaussienne naturelle :

- l'instabilité de décomposition de l'onde ionique (two-ion-decay) qui fut d'abord modélisée [28, 29], puis observée dans les simulations numériques [30], et en expériences [31]. Il semble que la modification de la fonction de distribution de la vitesse ionique soit nécessaire pour que cette instabilité se développe.
- l'accroissement de l'amortissement Landau dû au chauffage ionique [32].
- le piégeage ionique induit une modification de la fonction de distribution, déphase le couplage Brillouin et limite le couplage. Ce phénomène a été observé par simulation [33, 34] et a permis d'expliquer des réflectivités obtenues expérimentalement [35] et une réflectivité spectrale constante en régime de saturation [36].

Les différents processus de saturation sont schématisés sur la figure 1.5.

Les processus cinétiques sont liés à la modification de la fonction de distribution de la vitesse ionique par l'accélération des particules par les ondes acoustiques ioniques. Puisque la vitesse de phase des ondes acoustiques ioniques est de l'ordre de c_s , ces processus s'enclenchent si c_s est de l'ordre ou inférieur à v_{ti} , ce qui équivaut à ZT_e/T_i pas trop grand.

Par conséquent, différentes simulations ont montré que la valeur de ZT_e/T_i permet d'estimer le processus de saturation majoritaire. En particulier quand $ZT_e/T_i \approx 7$, il semble que l'instabilité soit saturée par le phénomène de piégeage ionique [33, 37]. Dans ce cas, des taux de rétrodiffusion de l'ordre de 10% ont été obtenus [31, 38].

2.2.2 La saturation de l'instabilité Raman

Les différents processus de saturation ont été identifiés et étudiés avec des modèles théoriques, des simulations numériques et des expériences. Les processus principaux sont :

- la déplétion de l'onde de pompe [1, page 549].
- les effets non linéaires de type fluide (simulés par les codes fluides) :
 - l'instabilité de décomposition des ondes de Langmuir (LDI pour Langmuir Decay Instability) et ses cascades successives (voir figure 1.6 1 et 2) : le LDI se définit comme le processus de couplage à trois ondes entre une onde de Langmuir qui se décompose en une onde acoustique ionique et une onde de Langmuir de plus basse fréquence [39]. L'onde de Langmuir générée peut à nouveau se décomposer, c'est ce que l'on appelle la « cascade du LDI ».
 - la cavitation : il s'agit de la situation où les ondes de Langmuir sont piquées dans les creux de déplétion de densité ionique.
- les effets non linéaires de type cinétique (simulés par les codes cinétiques) :
 - l'augmentation de l'amortissement Landau, due aux électrons chauds générés par l'onde de Langmuir [40].
 - le phénomène de piégeage (appelé *trapping*) [41] (voir figure 1.6 3, 4, 5, 6) : il se manifeste quand la vitesse thermique des électrons est de l'ordre de la vitesse de phase de l'onde EPW. Les électrons sont alors piégés dans l'onde EPW : les électrons légèrement plus rapides sont ralentis et ceux légèrement moins rapides sont accélérés. Par conséquent, la fonction de distribution de la vitesse électronique est aplatie au niveau des vitesses proches de la vitesse thermique des électrons. On observe alors un écart entre la fonction de distribution de la vitesse électronique et la modélisation habituelle par une fonction maxwellienne qui se traduit dans les équations d'une part par un déphasage l'onde EPW, et d'autre part par une diminution de l'amortissement Landau. Cette réduction de l'amortissement induit, dans un premier temps, une amplification de la croissance de l'instabilité [42], puis la saturation de l'instabilité du fait du déphasage de l'onde EPW [43].
 - l'instabilité des particules piégées (TPI pour Trapped Particule Instability) [44, 45].

Similairement au cas Brillouin, les phénomènes cinétiques s'enclenchent quand la vitesse de phase des ondes plasmas électroniques est inférieure ou du même ordre que la vitesse thermique électronique ce qui revient à $k_{EPW}\lambda_D$ assez grand.

Ainsi, il a été observé dans de nombreuses simulations que le paramètre $k_{EPW}\lambda_D$ joue un rôle clé, pour déterminer quel processus de saturation est majoritaire [46–48]. D'une manière générale, quand l'intensité laser est de l'ordre de $[10^{14} - 10^{15}]W/cm^2$:

- si $k_{EPW}\lambda_D$ est faible ($\leq [0, 1 - 0, 2]$), c'est le processus de cavitation qui domine.
- si $k_{EPW}\lambda_D$ est moyen ($\approx [0, 2 - 0, 3]$), c'est le LDI et la décomposition de l'onde EPW

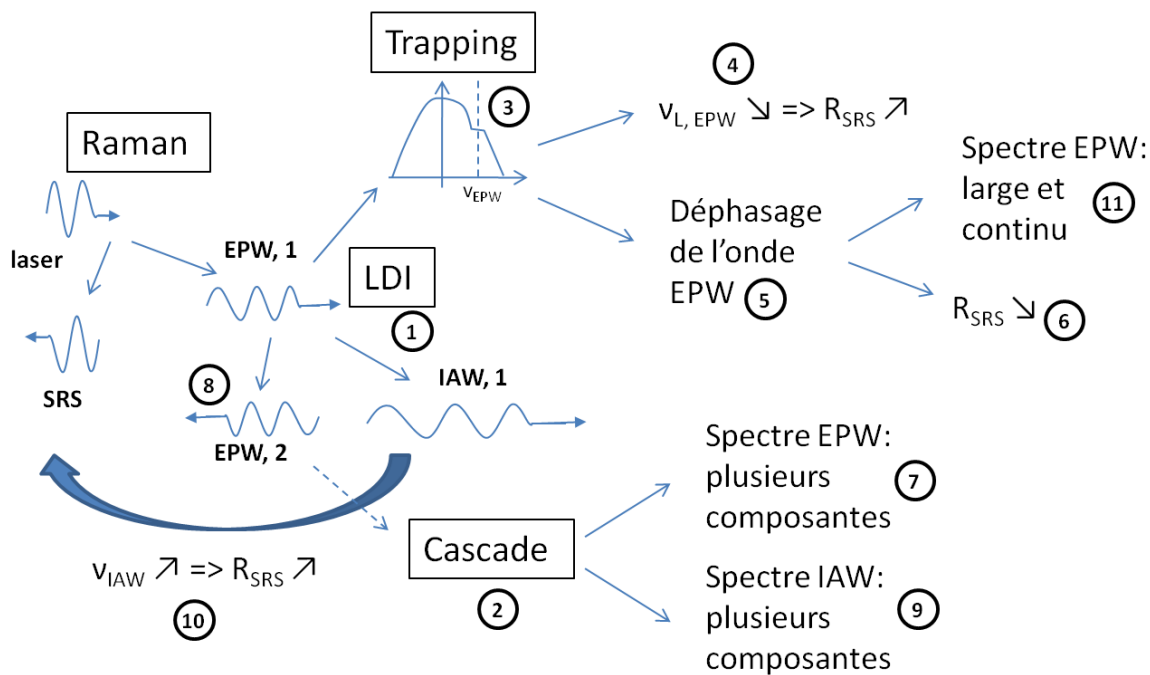


Figure 1.6 – Schéma de la saturation de l'instabilité Raman par LDI et par *trapping* : 1) décomposition LDI, 2) phénomène de cascade, 3) le *trapping*, 4) diminution de l'amortissement Landau dû au *trapping*, 5) déphasage de l'onde EPW dû au *trapping*, 6) saturation du Raman dû au déphasage, 7) élargissement du spectre EPW dû à la cascade, 8) onde EPW due LDI qui se propage dans le sens contraire de l'onde EPW due au SRS, 9) élargissement du spectre IAW dû au LDI, 10) l'augmentation de l'amortissement de l'onde IAW induit une réduction du LDI donc une augmentation du SRS, 11) le déphasage induit par le *trapping* conduit à un spectre EPW large et continu

en cascade qui entrent en jeu.

- quand $k_{EPW}\lambda_D$ est important ($\geq [0,25 - 0,35]$), c'est le phénomène de *trapping* qui est le processus de saturation majoritaire.

Ces différentes limites ne sont pas acquises et doivent être largement nuancées. En effet, la saturation de l'instabilité Raman est encore un domaine relativement obscur et aucun modèle global ne permet d'expliquer tous les résultats expérimentaux et en particulier les réflectivités obtenues.

Puisque nos expériences portant sur l'étude de l'instabilité Raman en régime saturé ont été réalisées pour $k_{EPW}\lambda_D = [0,2 - 0,4]$, nous nous attendons principalement à des processus de saturation de type LDI et de type piégeage. Nous détaillons maintenant ces deux régimes. Les deux processus de saturation sont schématisés sur la figure 1.6.

La saturation par LDI et sa cascade L'instabilité LDI a d'abord été étudiée théoriquement par l'intermédiaire de modèles [39]. Le seuil LDI est donné en termes de fluctuation de densité électronique de l'onde de Langmuir générée par l'instabilité Raman :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{seuil} = 2k_{EPW}\lambda_D\sqrt{\frac{\nu_{IAW,1}\nu_{EPW,2}}{\omega_{IAW,1}\omega_{EPW,2}}} \quad (1.10)$$

où (IAW, 2) et (EPW,2) désignent respectivement l'onde IAW et EPW générée par le LDI.

Le LDI et la cascade ont pu être observés lors d'expériences dans des plasmas ayant des températures électroniques relativement faibles ($T_e < 1$ keV) en mesurant, par diffusion Thomson :

- l'élargissement du spectre des ondes de Langmuir présentes dans le plasma [49] (voir figure 1.6 7).
- les ondes de Langmuir, attribuées au LDI, qui se déplacent dans le sens contraire du laser [50] (voir figure 1.6 8).
- l'onde acoustique générée [51].
- les cascades des ondes ioniques et électroniques filles du LDI [52] (voir figure 1.6 7, 9).

Il a aussi été constaté que l'intensité de l'onde EPW générée par le LDI varie proportionnellement à l'intensité de l'onde EPW, générée par l'instabilité Raman, ce qui semble montrer que le LDI intervienne dans la saturation du Raman.

Pour des températures de plasma plus importantes ($T_e \approx [2 - 3]$ keV), la saturation par LDI a été caractérisée en observant qu'en régime de saturation, l'accroissement de l'amortissement des ondes ioniques engendre une augmentation du taux de rétrodiffusion (voir figure 1.6 10) : si on augmente cet amortissement, on augmente ainsi l'amortissement de l'onde ionique générée par le LDI, ce qui induit une diminution de la croissance du LDI (ce résultat se retrouve dans les conditions de seuil du LDI) et donc de l'efficacité de la saturation. Ce phénomène a été observé en augmentant l'amortissement collisionnel : (i) dans des *gas bag* pour des plasmas ayant un numéro atomique important [53] et (ii) dans des *hohlraum* pour des plasmas ayant des numéros atomiques forts et faibles [54]. L'augmentation de la réflectivité Raman, en régime de saturation, a aussi été mesurée en augmentant l'amortissement Landau ionique [55]. Par ailleurs, les ondes ioniques générées par la cascade de LDI, ont aussi été observées par diffusion Thomson [56].

Dans les années 80-90, la saturation par la dynamique ionique a été étudiée par plusieurs simulations fluides. Elles ont conduit à réaliser des modèles, qui ont permis de déterminer différentes lois d'échelle servant à calculer la réflectivité Raman, en fonction des paramètres du plasma et de l'intensité laser. Il a d'abord été suggéré que l'amplitude de la fluctuation de densité électronique de l'onde EPW fille du Raman était limitée à une amplitude constante quand le seuil LDI est franchi [57], ce qui se traduisait par une réflectivité Raman constante. Selon ce résultat, au delà du seuil LDI, la réflectivité Raman est constante quand on aug-

mente l'intensité laser. D'autres études réalisées dans les années 90 à l'aide de simulations hydrodynamiques, dans lesquelles l'ensemble de la dynamique ionique était prise en compte, ont montré qu'au dessus du seuil LDI, la croissance de l'amplitude de l'onde EPW était plutôt donnée par [58–60] :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{EPW} = \left(\frac{\delta n}{n}\right)_{LDI} \times \left(\frac{2}{3}G\right)^{0,5} \quad (1.11)$$

où G est le gain linéaire convectif de l'instabilité Raman. Ce résultat induit notamment qu'au delà du seuil LDI, la réflectivité Raman augmente linéairement avec l'intensité laser. Cette expression a été réécrite dans les références [59, 60] afin d'obtenir une loi d'échelle pour la réflectivité Raman :

$$R_{KRT} = 6,5 \times 10^{-10} T_e (eV) \frac{1}{\lambda_{laser} (\mu m)} L (\mu m)^3 I_{laser} (10^{14} W/cm^2) \frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}} E \left(\frac{n_e}{n_c}\right) \quad (1.12)$$

où L est la longueur du plasma homogène sur laquelle se développe l'instabilité et $E(x)$ est donnée par :

$$E(x) = x \frac{[\sqrt{1-x} + \sqrt{1-2\sqrt{x}}]^4}{(1-2\sqrt{x})(1+\sqrt{x})} \quad (1.13)$$

quand $x \leq 0,1$, on trouve $E(x) \approx 16x$.

Les saturations cinétiques : le phénomène de piégeage Le phénomène de *trapping* a été observé expérimentalement par diffusion Thomson dans des plasmas ayant une température électronique relativement faible ($T_e \leq 1$ keV) [47] (figure 1.6 11) : il se traduit par un élargissement important du spectre des ondes de Langmuir et par la disparition des ondes filles du LDI et de la cascade. Il est possible que l'accroissement du Raman dû à ce phénomène, permette aussi d'expliquer les fortes réflectivités qui ont été observées dans des plasmas chauds [53, 54] (figure 1.6 4).

De nombreuses simulations ont été réalisées pour étudier le phénomène de *trapping*. Il semble que quand l'instabilité est saturée par ce phénomène, le taux de rétrodiffusion dépende principalement du paramètre $k_{EPW}\lambda_D$ et qu'elle ne dépende pas de l'intensité laser [61]. Ce résultat a aussi été vu avec des codes PIC 3D [62]

Une modélisation de ce phénomène a été réalisée [63–65]. La vitesse des particules piégées est située entre $[v_\phi - v_{trapping}, v_\phi + v_{trapping}]$ où v_ϕ désigne la vitesse de phase de l'onde EPW générée par l'instabilité Raman :

$$v_\phi = \frac{\omega_{EPW}}{k_{EPW}} \quad (1.14)$$

et $v_{trapping}$ se réfère à la vitesse de *trapping* :

$$\begin{aligned} v_{trapping}(m/s) &= \sqrt{\frac{eE_{EPW}}{mk_{EPW}}} \\ &= 2,8 \times 10^7 \frac{1}{\sqrt{k_{EPW}(\mu m^{-1})}} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{0,25} \left(\frac{1}{k_{EPW}\lambda_D} \left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)_{EPW}\right)^{0,25} \frac{1}{\sqrt{\lambda_{laser}(\mu m)}} \end{aligned} \quad (1.15)$$

où E_{EPW} représente le champs électrique de l'onde EPW.

La pulsation des électrons piégés est donnée par :

$$\omega_b = k_{EPW}v_{trapping} \quad (1.16)$$

On obtient alors :

$$\frac{\omega_b}{\omega_{laser}} = \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \sqrt{\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{EPW}} \quad (1.17)$$

Plus la pulsation ω_b est grande, plus le processus de *trapping* va se déclencher rapidement. Le temps au bout duquel le piégeage est efficace est de l'ordre de $2\pi/\omega_b$.

Quand un électron est piégé dans une onde EPW, au bout d'un tour la vitesse de l'électron dans la direction de l'onde EPW ($v_{e,selonEPW}$) est modifiée en raison notamment des collisions électrons-ions, et on trouve :

$$\sqrt{\Delta v_{e,selonEPW}^2} = \sqrt{\tau_b D_{selonEPW}(v_\phi)} \quad (1.18)$$

où $D_{selonEPW}$ est le coefficient de diffusion dans la direction de l'onde EPW.

Le phénomène de *trapping* est efficace si l'électron est piégé pendant plusieurs tours dans l'onde EPW, ce qui se traduit par :

$$v_{trapping} \geq \sqrt{\tau_b D_{selonEPW}(v_\phi)} \quad (1.19)$$

Cette condition de seuil a été établie dans la référence [63] et réécrite de la façon suivante (en prenant le coefficient de diffusion 3D donné dans la référence) :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{trapping,seuil} = (k_{EPW}\lambda_D) \left[\left(\frac{1}{n_e\lambda_D^3}\right) \left(\frac{v_{the}}{v_\phi}\right)^3 \ln(\Lambda_{ei}) \sqrt{k_{EPW}\lambda_D} \right]^{4/3} \quad (1.20)$$

où v_{the} désigne la vitesse thermique électronique donnée en unité pratique par :

$$v_{the}(m/s) = 419370 \sqrt{T_e(eV)} \quad (1.21)$$

On obtient finalement en unités pratiques l'équation suivante :

$$\left(\frac{\delta n}{n}\right)_{trapping,seuil} = 18,8 \frac{k_{EPW}\lambda_D}{1 + 3(k_{EPW}\lambda_D)^2} \frac{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/3}}{T_e} \left(\frac{\ln(\Lambda_{ei})}{\lambda_{laser}}\right)^{2/3} \quad (1.22)$$

Pour établir ce résultat, la diffusion transverse des électrons n'a pas été prise en compte. Or, quand l'électron sort du *speckle* en raison de cette diffusion, il est dépiégé de l'onde EPW, ce qui réduit l'efficacité du *trapping*. Toutefois, il est montré dans la référence [63] que dans la majorité des cas (et en particulier pour les conditions laser/plasma de notre expérience portant sur l'étude de la saturation de l'instabilité Raman), le seuil associé à ce phénomène est beaucoup plus petit que le seuil de *trapping* calculé précédemment, ce qui montre que cette diffusion peut être négligée.

2.2.3 Conclusion sur les niveaux de saturation à 2ω et à 3ω

A l'exception de la saturation par appauvrissement de l'onde de pompe, les processus, qu'ils soient fluides ou cinétiques, limitent la croissance des ondes IAW ou EPW filles des décompositions Brillouin et Raman. Le taux de rétrodiffusion dépend donc uniquement des paramètres de l'onde IAW ou EPW (vecteur d'onde, amplitude).

De plus, le type de phénomène de saturation qui s'enclenche est principalement lié à la valeur du paramètre ZT_e/T_i dans le cas de l'instabilité Brillouin et à la valeur du paramètre $k_{EPW}\lambda_D$ pour l'instabilité Raman. Or ces deux paramètres dépendent uniquement des caractéristiques du plasma.

Dans le cas de l'instabilité Raman, par exemple, le taux de rétrodiffusion en régime saturé peut être estimé selon les cas par :

- la loi d'échelle R_{KRT} ,
- les simulations PIC.

Dans le premier cas, la réflectivité Raman augmente quand on diminue la longueur d'onde, et dans le deuxième cas, il a été montré que la réflectivité dépend uniquement de la valeur de $k_{EPW}\lambda_D$.

En conclusion, les différentes études théoriques et les simulations cinétiques ne semblent donc pas indiquer qu'en régime de saturation, le taux de rétrodiffusion des instabilités Raman et Brillouin diminue quand on diminue la longueur d'onde et semble même prévoir dans certains cas une réflectivité plus importante pour les longueurs d'ondes courtes. On ne s'attend donc pas à obtenir des réflectivités en régime saturé plus importantes à 2ω qu'à 3ω .

3 La réduction de l'*imprint*

L'*imprint* est défini comme l'empreinte que laisse le laser sur le front d'ablation de la cible en début d'impulsion. Dans le cas de la FCI dans le schéma d'attaque directe, nous avons vu dans la section i que, en vue de réaliser une compression à symétrie sphérique, les défauts au niveau du front d'ablation de la cible doivent être réduits au maximum. Nous avons alors identifié deux phénomènes extrêmement néfastes liés à l'*imprint* :

- les défauts d’homogénéité transmis en début d’interaction sont ceux qui sont les plus amplifiés par les instabilités hydrodynamiques.
- la combinaison du lissage optique des faisceaux laser et du lissage au niveau de la ZCE de l’énergie laser déposée permet de réduire suffisamment les défauts imprimés au niveau du front d’ablation (voir section 3.1). Toutefois, la ZCE n’est pas présente en début d’interaction et les inhomogénéités du laser sont donc directement transmises au front d’ablation de la cible en début d’interaction.

La réduction de l’*imprint* est donc une étape cruciale à franchir pour pouvoir réaliser la FCI en attaque directe.

Puisque l’*imprint* est lié à l’inhomogénéité de la tache focale du faisceau laser, le lissage du faisceau laser semble être un moyen efficace pour le réduire. Seulement, la tache focale d’un faisceau laser lissé optiquement présente toujours un contraste instantané très important, ce procédé ne permet donc pas d’obtenir cette réduction. Le lissage plasma, qui permet de diminuer fortement ce contraste, apparaît donc comme une option prometteuse pour limiter l’*imprint*. D’autres techniques ont aussi été envisagées consistant à créer une ZCE dès le début de l’interaction pour que le lissage thermique soit efficace pendant toute la durée de l’impulsion laser.

Dans cette thèse nous présentons une étude expérimentale portant sur la mise en place d’une mousse très peu dense devant la cible afin de réduire l’*imprint* par lissage du laser dans le plasma de mousse. Ce chapitre est consacré à la présentation du contexte dans lequel a été réalisée cette expérience. Nous commençons par présenter les propriétés du lissage plasma d’un faisceau laser. Puis nous exposons les différentes techniques qui sont envisagées pour réduire l’*imprint*.

3.1 Le lissage laser

Dans une première partie, nous analysons les propriétés d’un faisceau laser lissé temporellement et spatialement. Le lissage plasma est ensuite détaillé en exposant dans la deuxième partie les mécanismes à l’origine du lissage plasma puis en présentant dans une troisième partie les trois types de lissage plasma en fonction de l’intensité du laser incident.

3.1.1 Le lissage d’un faisceau laser

Le lissage optique d’un faisceau laser se définit comme l’introduction d’une incohérence dans la phase du champ électrique du faisceau. Il existe deux types d’incohérence :

- l’incohérence spatiale qui consiste à introduire une phase aléatoire $\phi(\mathbf{r}, z)$, on parle de « lissage spatial »,

- l'incohérence temporelle qui revient à introduire une phase aléatoire $\phi(t)$, on parle de « lissage temporel ».

L'incohérence spatiale se traduit par une tache focale composée de petits points chauds appelés *speckle*. On peut remarquer que cette répartition ne varie pas au cours du temps car le lissage est statique. Les principaux outils permettant d'obtenir un lissage spatial sont les lames de phase aléatoires. Nous étudions dans la section 2.2 le cas de la lame de phase aléatoire de type Random Phase Plate (RPP).

La conséquence principale du lissage temporel est l'élargissement du spectre du faisceau laser. En effet, la pulsation d'un faisceau lissé peut être définie par :

$$\omega_{laser} = \frac{d\phi}{dt} = \omega_{laser,0} + \frac{d\phi_{inc}}{dt} \quad (1.23)$$

où ϕ_{inc} représente l'incohérence introduite par le lissage temporel. Réciproquement, quand un phénomène modifie le spectre du faisceau laser, le phénomène lisse temporellement ce dernier. Parmi les différentes techniques de lissage temporel, on peut citer le modulateur optique.

Des techniques de lissage permettent aussi de réaliser un lissage spatio-temporel du faisceau. Nous verrons dans la section 3.2.1 le cas du lissage par dispersion spectrale longitudinale, et dans la suite de ce chapitre, le cas du lissage plasma.

Les taches focales obtenues avec les différentes techniques de lissage sont représentées sur la figure 1.7.

Les intérêts principaux du lissage dans le cas de la FCI sont :

- la réduction de la croissance des instabilités paramétriques : nous avons vu précédemment que les instabilités paramétriques sont sensibles à la longueur des points chauds. On peut aussi noter que, si la durée de vie d'un point chaud est plus courte que le temps de croissance de l'instabilité, cette dernière ne peut pas se développer.
- l'amélioration de la symétrie d'irradiation de la cible : par le lissage spatial, on obtient une tache focale qui présente des points chauds plus nombreux et moins intenses, par conséquent, les défauts créés par le faisceau laser au niveau du front d'ablation sont moins importants. De plus, si le faisceau est lissé temporellement, l'énergie laser déposée est en moyenne plus homogène. En particulier, ce processus de « moyennage » peut se produire dans la ZCE si le temps caractéristique du lissage est plus petit que le durée de la diffusion thermique électronique. Ainsi, la combinaison de la ZCE et du lissage spatio-temporel permet d'obtenir une symétrie d'irradiation acceptable pour la FCI en attaque directe (voir section iii).

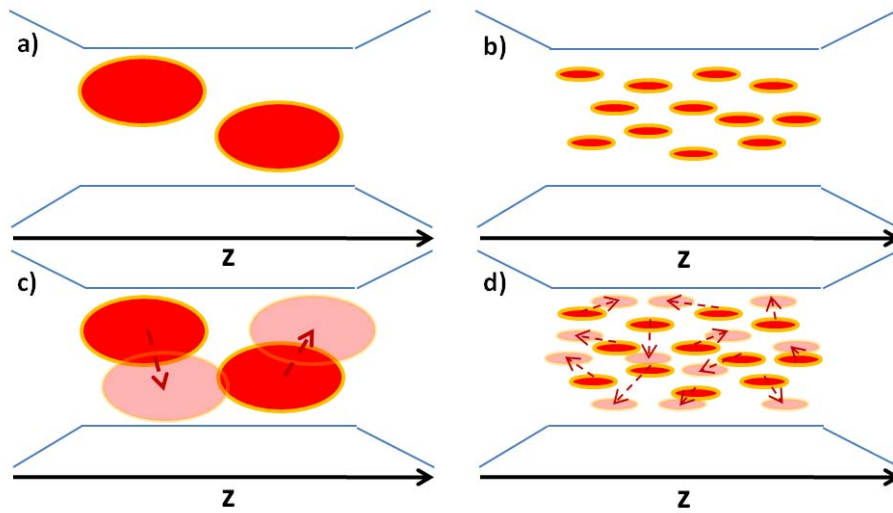


Figure 1.7 – Schéma des coupes longitudinales des volumes de focalisation (z représente l’axe le long du faisceau laser et l’autre direction représente un axe transverse par rapport à l’axe z) : a) sans lissage ; b) avec un lissage spatial ; c) avec un lissage temporel ; d) pour un lissage spatio-temporel

3.1.2 La filamentation et l’instabilité Brillouin avant

L’instabilité de filamentation pondéromotive est une instabilité paramétrique qui résulte du couplage résonnant entre une onde laser incidente et deux ondes sonores. L’onde laser est alors dite filamentée.

En pratique, la filamentation pondéromotive peut être modélisée par un indice optique du matériau qui est une fonction croissante de l’intensité laser [66] : elle agit comme une lentille focalisante dans les zones de forte intensité. Cette caractéristique a été identifiée expérimentalement [67].

Si la réfraction non linéaire est plus importante que les phénomènes de diffraction, le faisceau laser est focalisé, on parle alors d’autofocalisation du faisceau (voir figure 1.9 1). Cette dernière a donc tendance à augmenter l’intensité des points chauds et à réduire leur taille. On peut noter que lorsque les phénomènes de diffraction et de focalisation du laser se compensent, on obtient des filaments dans le plasma.

Le seuil d’autofocalisation a été calculé dans le cas d’un faisceau gaussien et il est donné par [1, page 528] :

$$P > P_c \tag{1.24}$$

où P est la puissance du point chaud :

$$P = \langle I_{laser} \rangle \pi \rho_0^2 \quad (1.25)$$

où ρ_0 représente la largeur à mi-hauteur du point chaud. La puissance critique est alors donnée par :

$$P_c(MW) = 3,4 \times 10^{-2} T_e(eV) \frac{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}{\frac{n_e}{n_c}} \quad (1.26)$$

Il existe un autre type de filamentation appelé « filamentation thermique ». La croissance de cette dernière a été étudiée dans différents ouvrages [1, 68], elle a principalement lieu dans les zones denses des plasmas ayant un numéro atomique important.

L'instabilité Brillouin avant (FSBS pour Forward Stimulated Brillouin Scattering) résulte du même couplage d'ondes que l'instabilité Brillouin de rétrodiffusion, mais, dans ce cas, l'onde lumineuse fille est diffusée vers l'avant (voir figure 1.9 2). Contrairement à la filamentation, l'instabilité Brillouin avant, modifie le spectre du faisceau transmis : elle décale la lumière transmise vers le rouge, une partie de l'énergie du faisceau étant cédée à l'onde acoustique ionique [69]. Le seuil en intensité laser pour l'instabilité Brillouin avant, dans le cas d'un faisceau lissé par lame de phase, est donné par [70] :

$$I_{seuil}(10^{14}W/cm^2) = 6,4 \times 10^{-2} \frac{T_e(eV)}{\frac{n_e}{n_c} \lambda_{laser}(\mu m)^2} \frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}} \frac{1}{\gamma_T} \left(\frac{D}{f}\right)^2 \quad (1.27)$$

où γ_T est un facteur représentatif de l'augmentation thermique des ondes IAW :

$$\gamma_T = 1 + 1,76 Z^{5/7} \left(\frac{\rho_0}{\lambda_{ei}}\right)^{4/7} \quad (1.28)$$

où ρ_0 est la largeur transverse à mi-hauteur d'un *speckle* et λ_{ei} est le libre parcours moyen collisionnel electron-ion donné par :

$$\lambda_{ei}(\mu m) = 1,312 \times 10^{-4} \frac{\lambda_{laser}(\mu m)^2 T_e(eV)^2}{Z \ln(\Lambda_{ei}) \frac{n_e}{n_c}} \quad (1.29)$$

Une étude théorique a été réalisée sur le développement couplé de l'instabilité Brillouin avant et de la filamentation [68]. Parmi les différents résultats obtenus, on peut noter que la diffusion Brillouin a un gain important quand la diffusion a lieu avec un petit angle. Cette instabilité engendre donc un éclatement angulaire du faisceau transmis, le décalage spectral de la lumière transmise augmentant avec l'angle du faisceau transmis (voir figure 1.9 3).

3.1.3 Le lissage plasma

Suivant l'intensité du faisceau laser, on peut distinguer trois types de lissage (voir figure 1.8) :

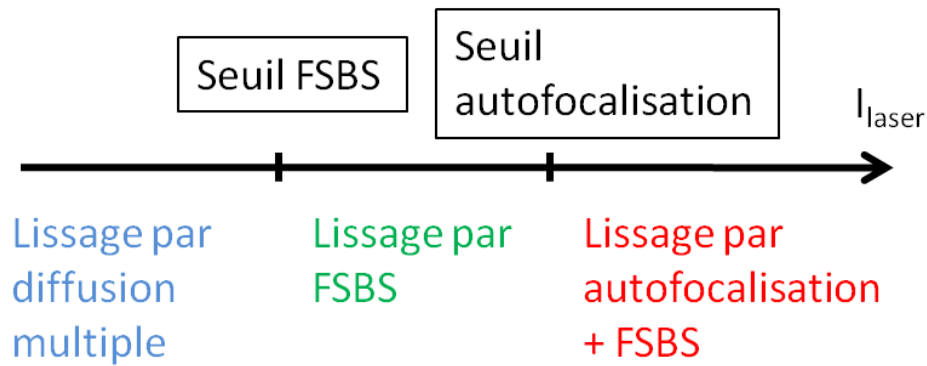


Figure 1.8 – Les trois types de lissage plasma suivant l'intensité laser

- le lissage par diffusion multiple,
- le lissage par le FSBS,
- le lissage par autofocalisation + FSBS.

Le lissage par diffusion multiple sur des fluctuations de densité produites en début d'interaction par l'inhomogénéité initiale du matériau ionisé.

Le lissage dû uniquement à l'instabilité Brillouin avant (voir figure 1.9 4) apparaît quand le seuil pour l'instabilité Brillouin avant est vérifié. En pratique, l'intensité seuil pour ce type de lissage est plus petite que celle pour l'autofocalisation. Ce lissage peut conduire à un léger éclatement du faisceau laser (voir figure 1.9 5). La théorie concernant ce lissage a été détaillée dans un article [70] et a été observée expérimentalement [71].

Le lissage résultant du développement simultané de l'instabilité Brillouin avant (qui est à l'origine d'un lissage spatio-temporel et d'un éclatement du faisceau) et de l'autofocalisation (qui lisse spatialement le faisceau) s'enclenche quand le seuil d'autofocalisation est vérifié (voir figure 1.9 a). Ce lissage a été observé expérimentalement [72], et par la simulation [73, 74]. En particulier, il a été montré que le temps de cohérence du faisceau lissé après quelques $100 \mu\text{m}$ de plasma peut être réduit à quelques ps, ce qui est de l'ordre de grandeur des temps de cohérence que l'on peut obtenir avec le lissage SSD [73, 75].

3.2 Les techniques envisagées pour réduire l'*imprint*

Nous commençons par présenter les techniques qui consistent à créer une ZCE au début de l'impulsion laser. La seconde partie traite de l'utilisation d'une mousse sous dense pour réaliser un lissage plasma du faisceau laser et ainsi réduire l'*imprint*.

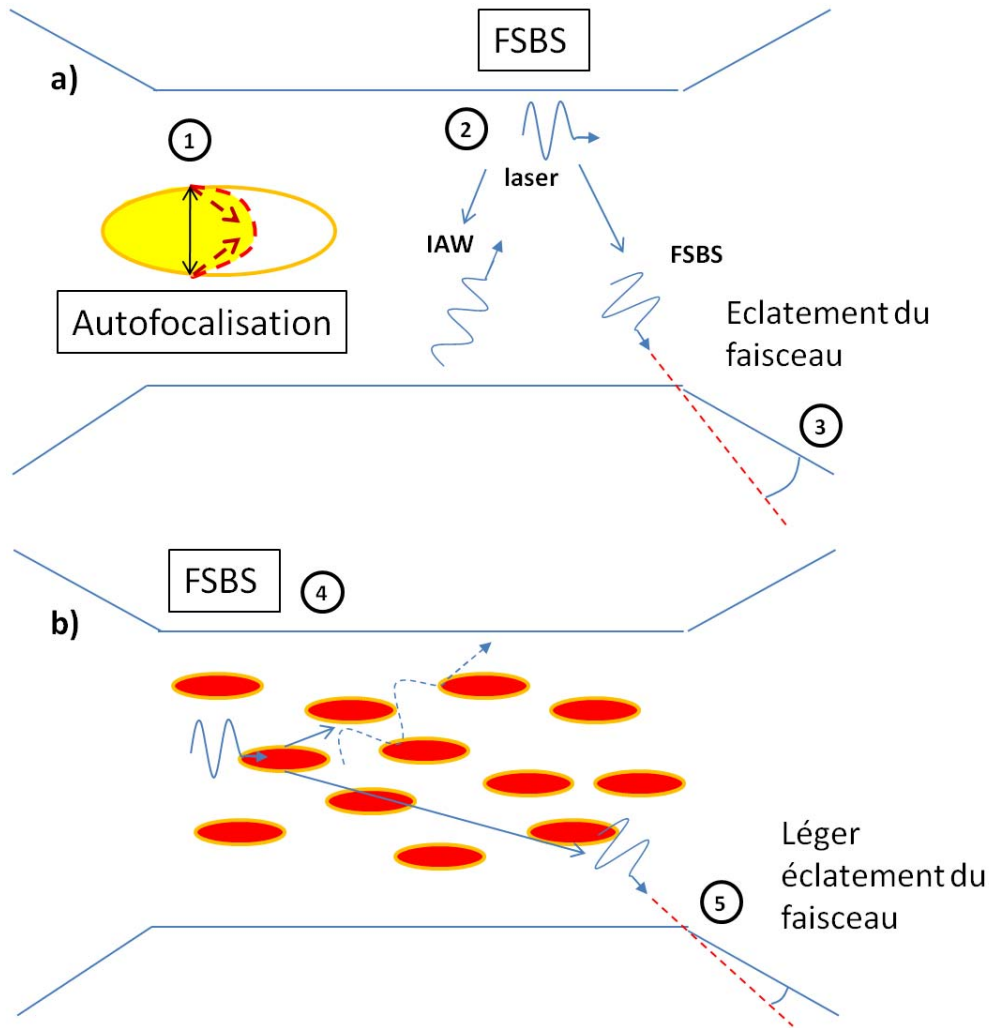


Figure 1.9 – Schéma du lissage par : a) FSBS + autofocalisation ; b) FSBS seul

3.2.1 La création d'une ZCE au début de l'interaction

Cette technique consiste à créer un plasma surcritique autour de la cible, dans laquelle l'énergie laser est transportée à la cible par conduction thermique. On peut citer deux techniques :

- l'attaque indirecte-directe [76] : elle consiste à utiliser une préimpulsion laser, convertie en émission X, qui attaque la cible avant l'impulsion principale. Ainsi, un plasma de cible est créé aux abords de la cible jusqu'à la densité critique correspondant à l'émission X (qui est beaucoup plus grande que la densité critique calculée pour la longueur d'onde du laser), permettant d'obtenir une ZCE. Seulement, d'une part, en utilisant cette technique, on crée un choc qui préchauffe le cœur de la cible, d'autre part il est difficile de contrôler la taille de la ZCE créée.
- l'ionisation supersonique par flash X d'une mousse disposée autour de la cible qui a une densité électronique initiale surcritique par rapport à la longueur d'onde du laser. Cette technique permet, comme la technique précédente, de former un plasma surcritique autour de la cible, dans lequel s'effectue la conduction thermique de l'énergie laser. Cette technique présente néanmoins deux avantages importants par rapport à la technique précédente : (i) on peut contrôler la taille de la ZCE créée via l'épaisseur de la mousse ionisée, (ii) l'ionisation de la mousse nécessite moins d'énergie que la création d'un pré plasma de cible, par conséquent le choc créé est fortement réduit. La création d'un front d'ionisation supersonique par un flash X a été observée expérimentalement [77] et la réduction de l'*imprint* en utilisant ce procédé a été montrée par la simulation [78]. Une uniformité finale de la sphère comprimée de 0,2% a été obtenue lors de cette simulation, satisfaisant ainsi aux conditions d'uniformité requises dans le cas de l'attaque directe.

Toutefois, ces deux techniques ne semblent plus faire l'objet d'étude à notre connaissance (dernière étude : 1995) et semblent maintenant abandonnées. En effet, dans les deux cas un choc est créé, qui préchauffe le cœur de la cible et augmente donc fortement l'énergie nécessaire pour la compression.

3.2.2 La réduction de l'*imprint* par mousse très peu dense

Une nouvelle technique est maintenant envisagée, qui consiste à utiliser une mousse peu dense, pour que l'ionisation de la mousse par le laser principal soit supersonique (voir figure 1.10). Dans ce cas, un plasma sous critique est formé autour de la cible, et permet de lisser le laser par lissage plasma, avant que ce dernier n'atteigne la cible. Ce lissage permet (i) de réduire la taille et l'intensité des points chauds, d'augmenter le lissage temporel de l'impulsion laser, (ii) de diminuer le contraste instantané de l'intensité dans la tache focale (contraste

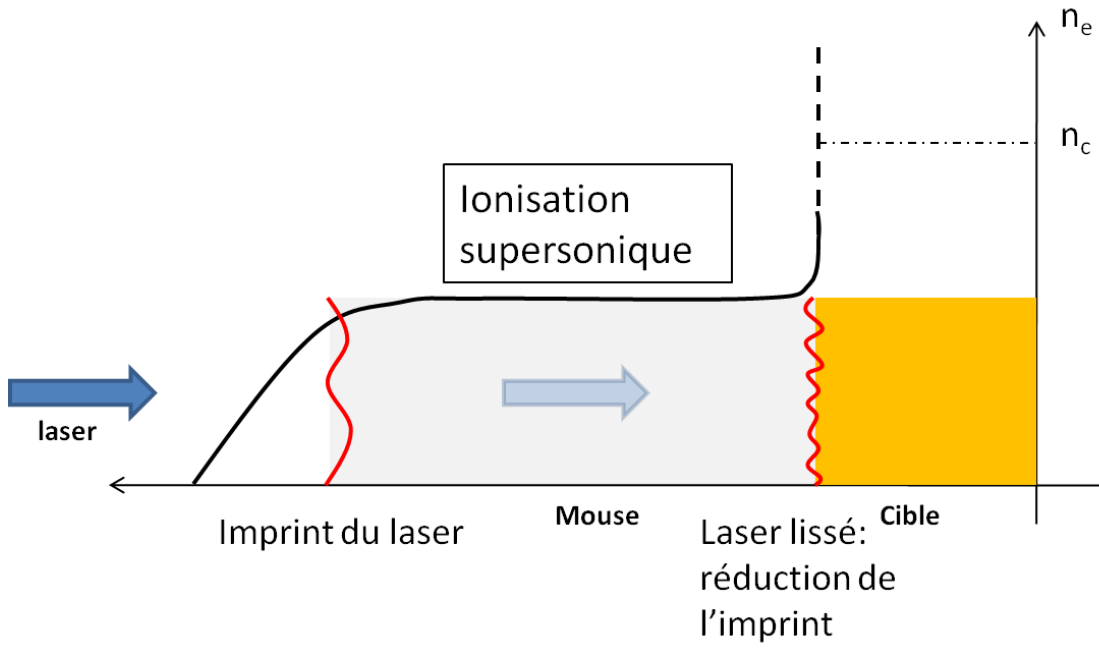


Figure 1.10 – Schéma de la réduction de l'imprint par mousse sous dense

qui est de 1 pour un faisceau lissé par lissage optique).

Le régime d'ionisation supersonique a été obtenu expérimentalement dans un gaz [79] et dans une mousse [80]. Une étude théorique a montré que ce régime d'ionisation est possible, si l'ionisation thermique de la mousse par le laser est plus rapide que le mouvement hydrodynamique de la mousse [81]. En pratique, le temps pendant lequel l'ionisation est supersonique est donnée par :

$$t_{supersonique}(ns) = 0,566 \times 10^{-3} \frac{A\lambda_{laser}(\mu m)^2 T_e(eV)^{3/2}}{\langle Z \rangle Z_{eff} \frac{n_e}{n_c} \ln(\Lambda_{ei})} \quad (1.30)$$

Aucun front d'ablation n'est donc réellement créé et le plasma peut donc être considéré comme immobile pendant son ionisation. Par conséquent : (i) les défauts du laser imprimés sur la mousse ne sont pas transmis à la sortie de la mousse, et en particulier, les instabilités hydrodynamiques ne se développent pas dans la mousse, (ii) aucun choc n'est créé. Cette technique permet donc de lisser le laser au début de l'impulsion et donc de réduire l'imprint.

Néanmoins, il faut quantifier l'énergie nécessaire pour ioniser la mousse (qui prend en compte la rétrodiffusion par les instabilités paramétriques) afin de déterminer si cette perte est acceptable vis-à-vis du gain énergétique de la FCI.

4 Conclusion

Le contexte dans lequel ont été réalisées les trois expériences a été étudié précisément en détaillant les questions relatives :

- au choix de la longueur d’onde laser pour la FCI,
- à la réduction de l’*imprint* du laser.

Nous avons montré que les études menées dans les années 60-80 qui ont conduit au choix du 3ω pour le NIF et le LMJ doivent être remises en question dans le contexte actuel (énergie laser importante, grands plasmas) et que la longueur d’onde 2ω semble être une option avantageuse pour la FCI car : (i) elle permet d’obtenir une énergie laser plus importante et de réduire le coût total d’une installation laser et (ii) le couplage énergétique entre le laser et la cible (absorption, gain de la cible) est sensiblement le même à 2ω et à 3ω . Toutefois, il reste à analyser les dangers liés à l’utilisation d’une longueur d’onde plus grande vis-à-vis des instabilités paramétriques notamment concernant les instabilités Brillouin et Raman. Puisque ces deux instabilités sont souvent en régime saturé dans les plasmas de FCI aux deux longueurs d’ondes, c’est dans ce régime que les taux de rétrodiffusion Brillouin et Raman doivent être comparés. Une première étude, réalisée à l’aide des différents résultats obtenus sur le régime de saturation de ces deux instabilités, semble indiquer que les taux de rétrodiffusion sont similaires aux deux longueurs d’ondes.

Différentes techniques envisagées pour réduire l’*imprint* du laser ont été étudiées dans les années 90. Le procédé utilisé consistait à créer une ZCE en début d’interaction en ionisant par un flash X soit une partie de la cible, soit une mousse surdense placée devant la cible. Seulement, il semble que ces techniques soient maintenant abandonnées car le flash X crée une onde de choc qui préchauffe la cible et rend la compression de cette dernière plus difficile. Puisque l’*imprint* est lié à l’inhomogénéité de la tache focale du faisceau laser, le lissage du laser, qui permet d’obtenir une tache focale plus homogène, semble être un moyen pour réduire l’*imprint*. Seulement, en lissant optiquement le faisceau laser, le contraste instantané de la tache focale est toujours très important. Par conséquent, le lissage plasma, qui permet de réduire fortement ce contraste, semble être un moyen intéressant pour réduire l’*imprint*. Ainsi, une nouvelle technique est apparue, qui consiste à placer une mousse très peu dense devant la cible pour que le laser soit lissé dans le plasma de mousse. Afin de ne pas créer d’onde de choc, la densité de la mousse doit être assez faible pour que son ionisation soit supersonique.

Chapitre 2

Description des expériences : lasers et diagnostics

1 Introduction

Avant de présenter les trois expériences réalisées au cours de cette thèse, il est essentiel de décrire les lasers et les diagnostics utilisés.

Les expériences ont été menées sur les deux installations laser multikilojoules françaises :

- **Le LULI 2000.** Il appartient au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). Il met à disposition deux faisceaux 1 kJ, 1ω , convertible à 2ω et à 3ω , avec lesquels on peut obtenir des plasmas préformés millimétriques, ayant une température électronique de l'ordre de 1 keV.
- **La Ligne d'Intégration Laser (LIL).** Elle est développée par le CEA. Elle est constituée d'un seul faisceau (qui est appelé « quadruplet » car il est en réalité la somme de quatre sous faisceaux) plus énergétique de l'ordre de 10 kJ. Avec un tel laser on obtient des plasmas millimétriques ayant une température aux alentours de 3 keV.

Ces installations laser sont très utiles pour étudier la FCI car elles permettent d'obtenir des plasmas ayant des caractéristiques proches de celles de la FCI.

L'obtention de résultats fiables passe par la connaissance précise du laser incident et des diagnostics utilisés. Dans cette optique, dans le cadre des expériences laser plasma, il est nécessaire de déterminer les paramètres du faisceau laser suivants :

- l'énergie laser incidente,
- la forme spatio-temporelle de l'impulsion laser,
- la répartition de l'énergie dans la tache focale.

En ce qui concerne les diagnostics, on doit en particulier préciser leurs barres d'erreur et leurs calibrations.

Ce chapitre est consacré à la description des installations laser, des paramètres laser utilisés et des diagnostics mis en place sur le laser du LULI 2000 et sur le laser de la LIL.

2 Dispositif expérimental sur le LULI 2000

Entre 2006 et 2009, nous avons réalisé quatre campagnes d'expérience sur l'installation laser du LULI 2000. Nous avons été les premiers à avoir mis en place des expériences d'interaction à 3ω sur cette installation et nous avons développé des diagnostics d'analyse de la lumière Raman et Brillouin rétrodiffusée à 2ω et à 3ω .

Dans cette partie, nous commençons par présenter le LULI 2000, ensuite, nous détaillons les caractéristiques des taches focales, enfin, nous exposons les diagnostics utilisés pendant les expériences.

2.1 Présentation du LULI et du laser du LULI 2000.

Dans cette partie nous détaillons l'infrastructure du laser, la création du faisceau, la table d'analyse de l'impulsion tir à tir et le schéma expérimental utilisé.

2.1.1 Le LULI

Le LULI est un laboratoire de recherche qui regroupe le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), l'École Polytechnique, le CEA et l'Université Pierre et Marie Curie, Paris VI. Il est situé sur le site de l'école polytechnique à Palaiseau (voir figure 2.1), il est dédié à l'étude des plasmas créés par laser et il dispose de deux infrastructures que sont le laser 100 TW et le LULI 2000.

2.1.2 Les caractéristiques des deux faisceaux du LULI 2000

Le LULI 2000 comporte deux chaînes laser de puissance appelées « chaîne nord » et « chaîne sud » fabriquées de la façon suivante :

Une impulsion laser, créée à partir d'un laser pilote, est séparée en deux. Chaque impulsion traverse ensuite deux chaînes amplificatrices. L'amplification de l'impulsion laser est détaillée sur la figure 2.2. A la sortie des amplificateurs chaque chaîne délivre une impulsion de 1 kJ à $1,053 \mu\text{m}$ (longueur d'onde appelée « 1ω », ω étant la fréquence associée à la longueur d'onde $1,053 \mu\text{m}$) faisant 1,5 ns de forme temporelle rectangulaire. Chaque faisceau a un diamètre de 186 mm.

Sur la chaîne Nord, un miroir déformable a été installé, afin d'améliorer la cohérence spatiale du faisceau. Chaque impulsion peut être doublée ou triplée en fréquence au moyen de cristaux de KDP de type II, on parle alors de faisceau 2ω ou 3ω [82, 83]. On obtient



Figure 2.1 – Le bâtiment du LULI

approximativement un rendement de 35 % pour le doublage et de 30 % pour le triplage. Des filtres colorés, placés entre les cristaux et l’enceinte, permettent d’éliminer la lumière non convertie.

Sur chaque faisceau laser, une lame prismatique est disposée pour renvoyer une petite partie de l’énergie de l’impulsion laser vers une table d’analyse. Celle-ci permet de mesurer l’énergie de l’impulsion, son profil temporel et de faire une image en champ lointain du faisceau. La figure 2.3 présente la forme temporelle d’une impulsion laser et les images en champ lointain des faisceaux « Nord » et « Sud » à 2ω obtenues lors d’un tir laser à l’aide de la table d’analyse. Cette table d’analyse fonctionne à 1ω et à 2ω . A 3ω , seule la mesure de la forme temporelle du faisceau fonctionne. Les faisceaux sont ensuite focalisés par des lentilles au centre d’une chambre à vide. La distance focale f est de 800 mm, donc, l’ouverture des faisceaux laser est de $f/4,4$. Après la lentille de focalisation, il est possible d’installer soit une lame pare-éclat qui permet de protéger les optiques situées en amont de la lame des projections dues à l’éclatement de la cible, soit une lame de phase aléatoire (RPP pour Random Phase Plate) dont l’utilité sera expliquée par la suite. Il est à noter que ce laser présente une cadence de 1 tir toutes les 2 heures, il possède aussi deux autres modes de fonctionnement à plus basse énergie et à plus haute fréquence appelés régimes « 10 Hz » et « 1 J », utiles pendant l’installation de l’expérience pour l’alignement du laser et des diagnostics.

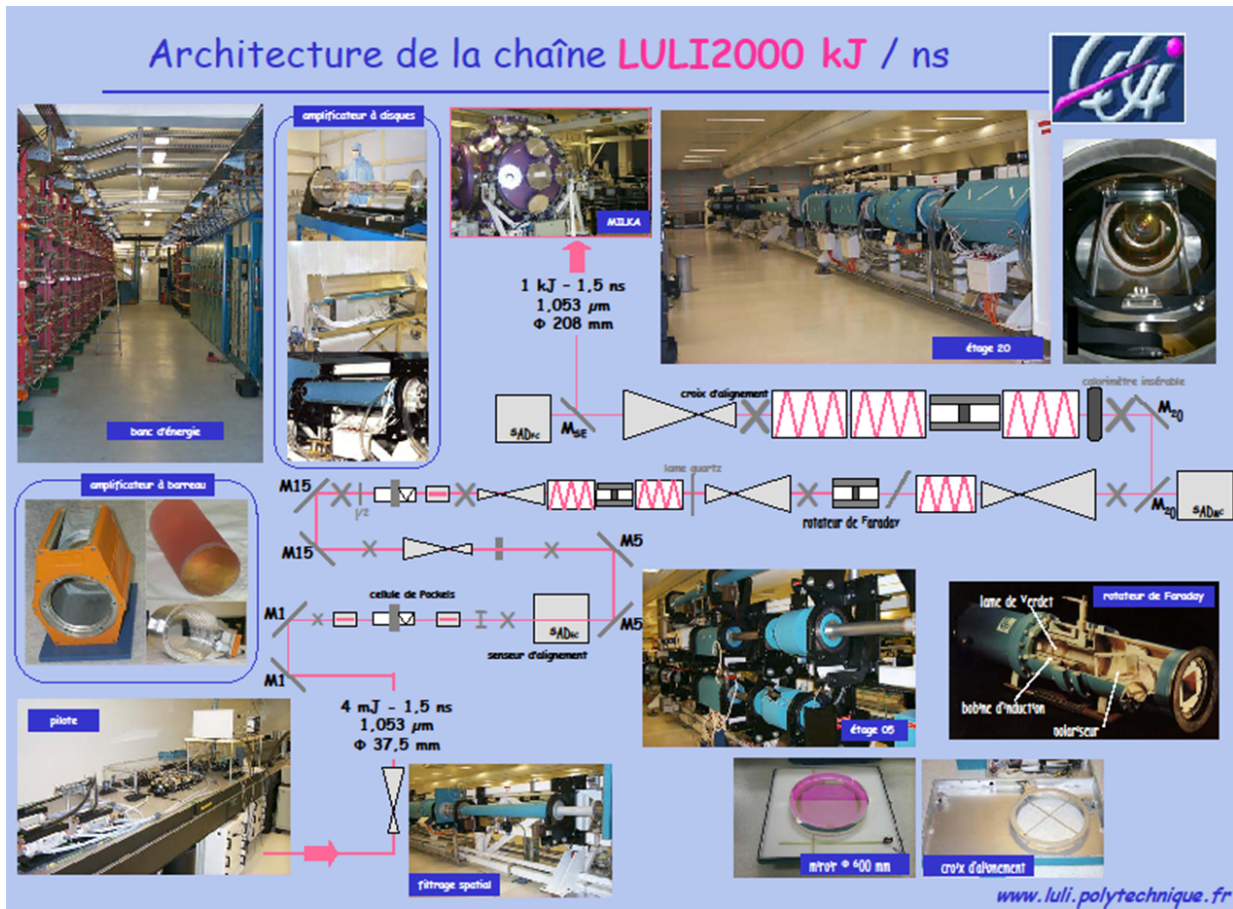


Figure 2.2 – La chaîne amplificatrice du LULI 2000

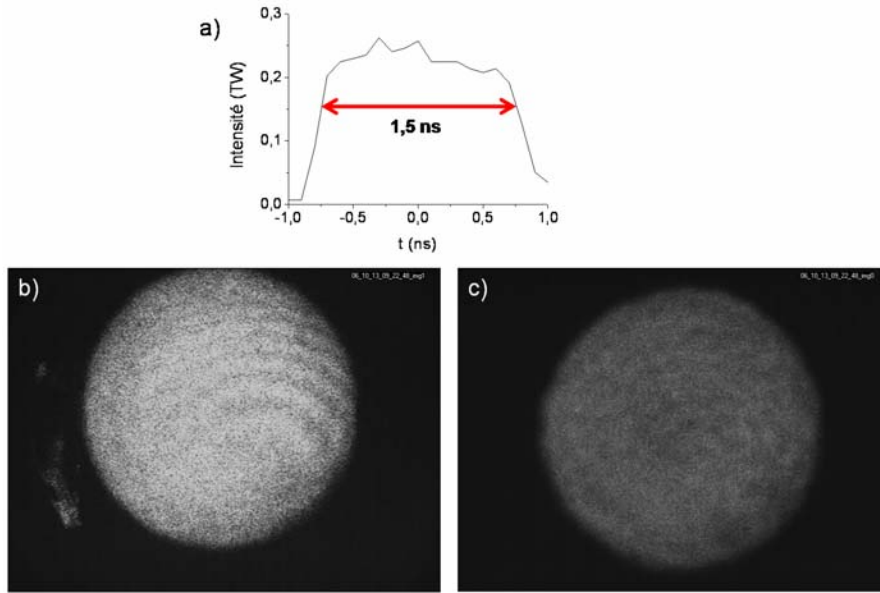


Figure 2.3 – a) Exemple d’impulsion laser à 2ω obtenue pendant notre expérience; b) image en champ proche du faisceau de création à 2ω ; c) image en champ proche du faisceau d’interaction à 2ω

2.1.3 La configuration du laser utilisée pour les expériences

Pour ces expériences, on utilise la chaîne sud comme faisceau de création et la chaîne nord comme faisceau d’interaction. On peut régler temporellement chaque faisceau par rapport à un signal de déclenche qui permet aussi de régler temporellement les diagnostics. Un délai de 1,5 ns est choisi entre les deux impulsions de sorte que le faisceau d’interaction arrive immédiatement après la fin du faisceau de création pour, d’une part, séparer temporellement les impulsions afin d’éviter le recouvrement des faisceaux qui peut être à l’origine d’un transfert d’énergie dans le plasma entre les deux faisceaux [12]. D’autre part il fallait diminuer au maximum le délai entre les faisceaux afin que le plasma soit le plus chaud possible pour être dans des conditions représentatives d’un plasma de fusion. La configuration expérimentale ainsi que les caractéristiques des deux faisceaux laser sont résumées sur la figure 2.4.

2.2 Les taches focales utilisées

La tache focale des lasers de haute énergie présente une variation de phase et d’intensité complexe, celle-ci dépend des aberrations induites par l’ensemble des optiques servant à créer le faisceau laser. La mise en place d’une RPP dans le trajet du faisceau laser permet d’avoir une connaissance statistique de la répartition d’intensité dans la tache focale et de limiter l’intensité des points chauds appelés *speckle* [16]. Une RPP est une lame de verre où sont

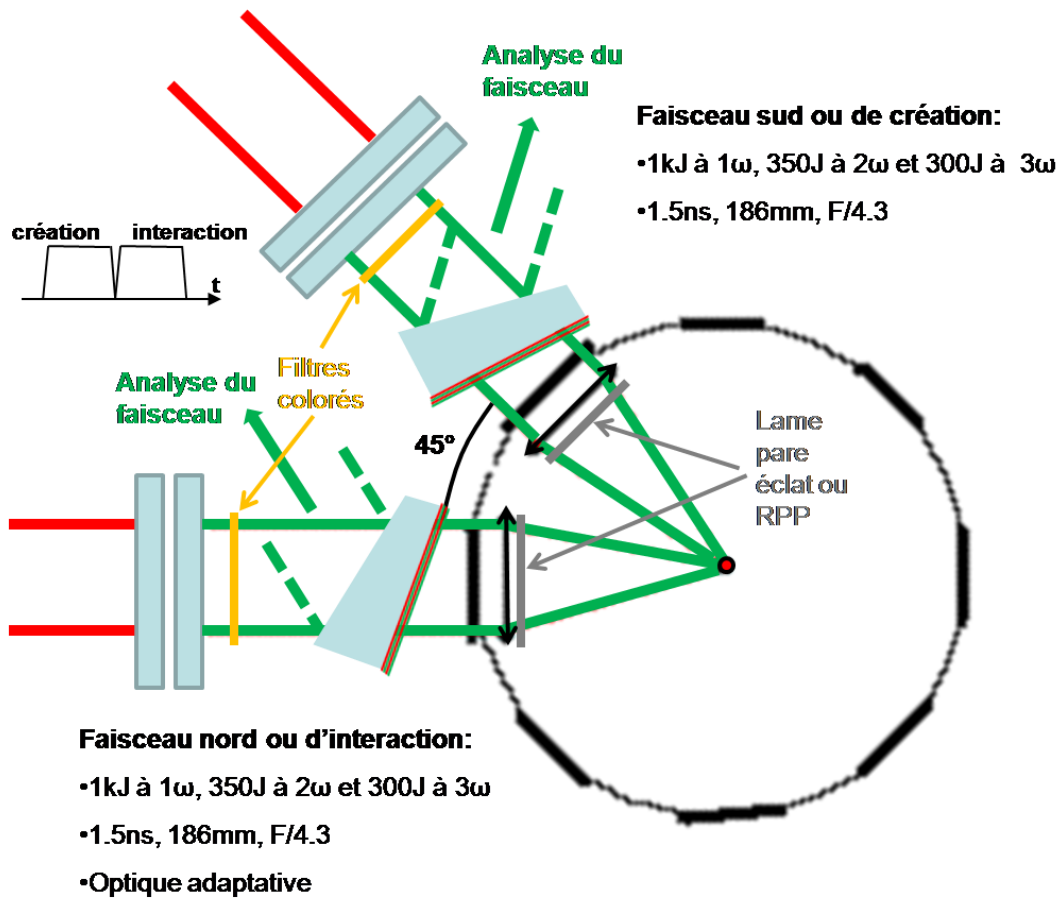


Figure 2.4 – Schéma de la configuration des lasers utilisée sur le LULI 2000

disposés aléatoirement des éléments « carrés » qui introduisent un déphasage de π sur la partie du faisceau laser qui traverse cet élément. Elle introduit donc de l'incohérence spatiale dans le faisceau laser (procédé que l'on appelle *lissage spatial*, voir section 3.1) qui est à l'origine de phénomènes d'interférence au niveau de la tache focale. On peut alors calculer différentes propriétés de la tache focale qui sont résumées schématiquement sur la figure 2.5 a).

Il est à noter que le lissage par RPP est un lissage statique : si le profil spatial de la phase du faisceau laser n'évolue pas au cours de l'impulsion laser, la répartition d'intensité dans la tache focale reste la même pendant toute l'impulsion laser.

Entre 2006 et 2009, selon l'objectif de l'expérience, afin d'obtenir différentes taches focales, on a utilisé plusieurs types de RPP pour lisser le faisceau laser de création et d'interaction :

- pour la comparaison des taux de rétrodiffusion de l'instabilité Brillouin réalisée en 2006, on a utilisé un faisceau de création lissé par une RPP ayant des éléments carrés de 2 mm de côté à 2ω et de 1,33 mm de côté à 3ω . Le faisceau d'interaction n'était pas lissé par RPP.
- pour l'étude de l'instabilité Raman, on a utilisé une RPP ayant des éléments carrés de 2 mm de côté et pour le faisceau d'interaction, on a pris une RPP ayant des éléments carrés de 4 mm de côté.

Pour l'expérience de 2006, les éléments de la RPP ont été choisis afin que la taille des éléments vérifie :

$$\frac{\lambda_{laser}(3\omega)}{d_{RPP}(3\omega)} = \frac{\lambda_{laser}(2\omega)}{d_{RPP}(2\omega)}$$

où d_{RPP} représente la section des éléments de la RPP. On montrera par la suite que cette propriété permet d'avoir des taches focales ayant des caractéristiques équivalentes aux deux longueurs d'ondes (profil transverse et longitudinal, taille des *speckle* et répartition statistique des *speckle*).

Nous présentons maintenant les caractéristiques des taches focales utilisées pendant les expériences réalisées sur l'installation du LULI 2000. Pour cela, nous commençons par décrire le profil transverse et longitudinal d'une tache focale d'un laser lissé par RPP, nous détaillons ensuite les caractéristiques des *speckle*, puis nous abordons le calcul de la répartition statistique des points chauds. Enfin, nous présentons des caractérisations expérimentales des taches focales.

2.2.1 La tache focale d'un faisceau lissé par RPP

Le diamètre à mi-hauteur de la tache focale (ϕ) est déterminé par la taille des éléments de la RPP (d_{RPP}) :

$$\phi = 1,22 \frac{\lambda_0 f}{d_{RPP}} \quad (2.1)$$

où f désigne la distance focale du laser.

La longueur du volume focale (L) est calculée en utilisant les lois de l'optique géométrique et on trouve :

$$L = 2 \frac{f \phi}{D} \quad (2.2)$$

où D est le diamètre du faisceau laser.

Pour un faisceau gaussien transversalement, ayant un profil temporel carré, 65% de l'énergie est contenue dans le cercle de diamètre ϕ . L'intensité moyenne (I_0) du faisceau dans ce cercle est donnée par :

$$I_0 = 0,65 \frac{E_{laser}}{(\pi(\frac{\phi}{2})^2 \tau_{laser})} \quad (2.3)$$

où E_{laser} représente l'énergie totale de l'impulsion laser (corrigée des pertes dues au hublot, à la lentille de focalisation, etc.) et τ_{laser} la durée de l'impulsion laser. On peut aussi estimer l'intensité à une distance z ($I(z)$) du meilleur foyer pour $z > L/2$ par des calculs d'optique géométrique :

$$I(z) = I_0 \left(\frac{L}{2z}\right)^2 \quad (2.4)$$

La décroissance en z^2 induit une décroissance rapide de l'intensité du laser en dehors de la tache focale.

L'application numérique donne :

– pour le faisceau de création de 2006 (à 2ω et à 3ω) et 2008 :

$$\phi = 256\mu m, L = 1600\mu m, I_0(W/cm^2) = 8,4 \times 10^{11} E_{laser}(J)$$

– pour le faisceau d'interaction de 2008 :

$$\phi = 128\mu m, L = 1104\mu m, I_0(W/cm^2) = 3,4 \times 10^{12} E_{laser}(J)$$

2.2.2 La taille des *speckle*

Les calculs réalisés ici sont extraits de la référence [84] dans le cadre d'un faisceau laser lissé par RPP. Le rayon de corrélation d'un *speckle* (ρ_0), défini comme la largeur à mi-hauteur du *speckle*, est donné dans le cas d'un faisceau circulaire par :

$$\rho_0 = 1,03 \frac{\lambda_0 f}{D} \quad (2.5)$$

Et dans le cas d'un faisceau à section carrée par :

$$\rho_0 = 0,88 \frac{\lambda_0 f}{D} \quad (2.6)$$

La longueur de corrélation l_0 , définie comme la longueur à mi-hauteur du *speckle* est donnée par :

$$l_0 = 2,26 \frac{\pi \lambda_0 f^2}{D^2} \quad (2.7)$$

et dans le cas d'un faisceau à section carrée par :

$$l_0 = 1,58 \frac{\pi \lambda_0 f^2}{D^2} \quad (2.8)$$

L'application numérique pour le faisceau d'interaction de 2008 donne :

$$\rho_0 = 2,26 \mu m, l_0 = 69,1 \mu m$$

2.2.3 La répartition des *speckle* dans la tache focale

La répartition d'intensité dans la tache focale est connue statistiquement [85]. Si on nomme $I_{speckle}$ l'intensité maximale d'un *speckle* et $u = I_{speckle}/I_0$, elle est donnée par :

$$f^{RPP}(u) = C_d^{RPP} u \times e^{-u} \quad (2.9)$$

où C_d^{RPP} est un coefficient de normalisation.

La fonction $M(u)$ [86] qui permet de calculer le nombre de *speckle* vérifiant $I_{max}/I_0 > u$ dans un volume de la tache focale V donné, dépend de la forme du faisceau laser incident, et a été calculée pour un faisceau circulaire ($M^{circulaire}$) et pour un faisceau carré (M^{carre}) :

$$M(u)^{carre} = \frac{\pi^{3/2} \sqrt{5} V}{27 \rho_c^2 z_c} (u^{3/2} - \frac{3}{10} u^{1/2}) e^{-u} \quad (2.10)$$

$$M(u)^{circulaire} = \frac{5 \pi^{3/2} V}{48 \sqrt{6} \rho_c^2 z_c} (u^{3/2} - \frac{3}{10} u^{1/2}) e^{-u} \quad (2.11)$$

où $\rho_c = (\lambda_0 f)/D$ et $z_c = (\pi \lambda_0 f)/D$. Il a été montré numériquement que cette fonction n'est vraie que pour $u > 1,5$.

Pour le faisceau d'interaction de 2008, en supposant que la zone d'interaction corresponde à la longueur du volume focal, on obtient un volume de $1,4 \times 10^7 \mu m^3$. La figure 2.5 b) représente la fonction $M(u)$ correspondante, elle montre en particulier que $M(u)$ devient plus petit que 1 pour $u > 13$, donc les *speckle* les plus intenses auront 13 fois l'intensité moyenne dans la tache focale. De plus, on peut voir que la plus grande partie de l'intensité laser est contenue dans les *speckle* vérifiant $u \leq 5$.

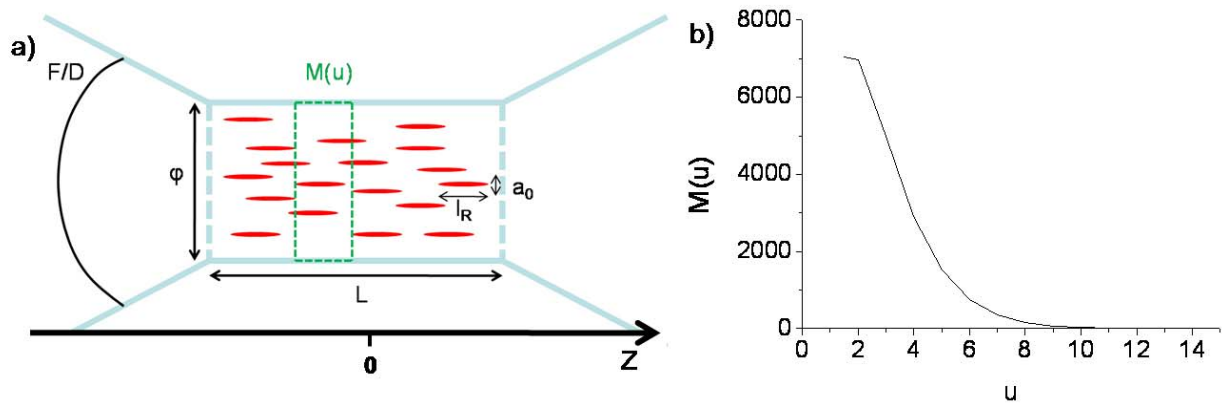


Figure 2.5 – a) Représentation schématique des paramètres caractéristiques d’une tache focale d’un faisceau lissé par RPP ; b) tracé de la fonction $M(u)$ pour le faisceau d’interaction utilisé en 2008

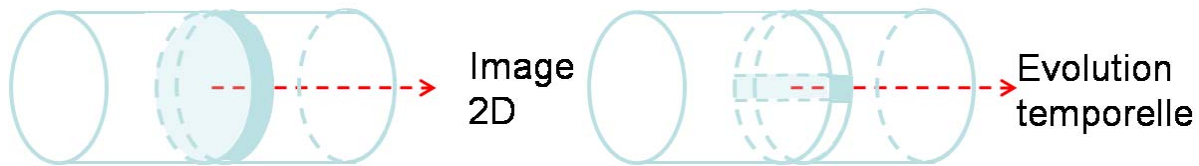


Figure 2.6 – Schéma de la région imagée par la table d’analyse de la lumière transmise dans la tache focale

2.2.4 Caractérisation expérimentale des taches focales

Pendant les différentes expériences, on a utilisé une table d’analyse de la lumière transmise (la description précise du diagnostic est faite dans la référence [87]) qui permet de mesurer une image d’une coupe transverse de la tache focale intégrée sur 100 ps (voir figure 2.6). On a adopté ce diagnostic pour mesurer les formes des taches focales des faisceaux d’interaction utilisés lors des expériences de 2006 à 2ω et des expériences de 2008.

En 2006, la mesure a été réalisée sur des tirs à faible énergie, le faisceau d’interaction n’était pas lissé par lame de phase. La figure 2.7 présente une image de la tache focale obtenue en 2006 à 2ω et de énergie encerclée en fonction du diamètre du cercle considéré. On déduit le diamètre $D_{2\omega,2006}$ du cercle contenant 65% de l’énergie :

$$D_{2\omega,2006} = 60\mu m$$

En 2008, l’étude de la tache focale du faisceau d’interaction a été réalisée sur un tir à forte énergie. Comme on l’a vu précédemment, le faisceau était lissé par une lame de phase

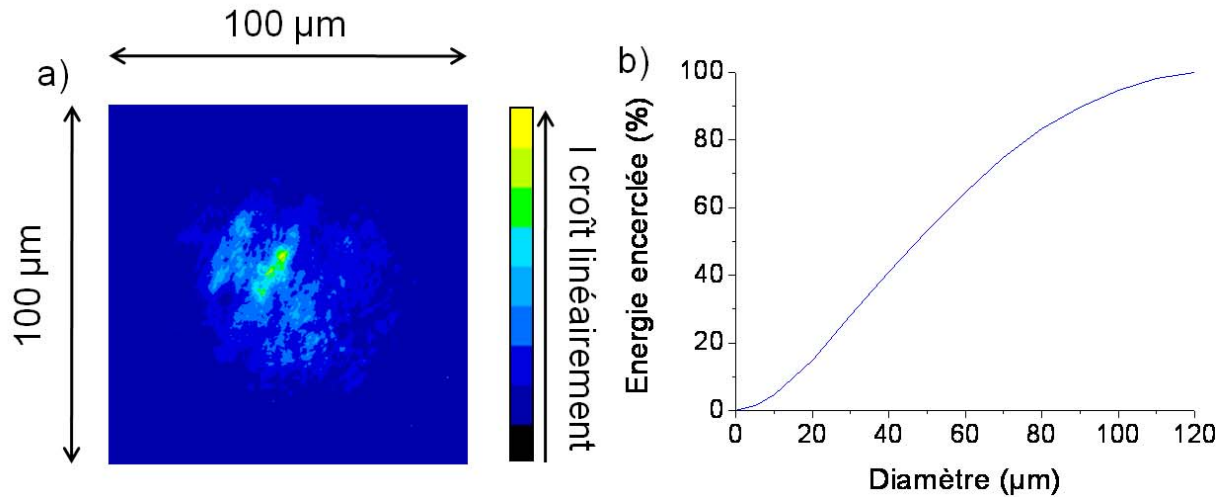


Figure 2.7 – Tache focale du faisceau d’interaction utilisé en 2006 à 2ω : a) image de la tache focale, les distances indiquées se réfèrent aux distances réelles au niveau de la tache focale ; b) pourcentage d’énergie encerclée en fonction du diamètre du cercle centré au centre de la tache focale considéré

aléatoire. La figure 2.8 présente la tache focale obtenue en 2008 et l’énergie encerclée en fonction du diamètre du cercle considéré. On déduit de même le diamètre D_{2008} du cercle contenant 65% de l’énergie :

$$D_{2008} = 130\mu m$$

On observe que le diamètre obtenu est similaire au diamètre théorique calculé précédemment.

La figure 2.9 a) présente l’évolution temporelle d’une coupe transverse de la tache focale du faisceau d’interaction de 2008. On peut remarquer que cette coupe évolue très peu dans le temps. En effet, la variation des incohérences induites par les différents éléments optiques que traverse le laser pendant sa création est principalement due à la variation de température de ces éléments. Par conséquent, le temps caractéristique de l’évolution de la température étant beaucoup plus long que la durée de l’impulsion laser, la phase du faisceau laser n’évolue pas au cours de l’impulsion. Or, puisque le lissage par RPP est statique, la répartition d’intensité dans la tache focale n’évolue pas au cours du temps.

La figure 2.9 b) représente le profil transverse de l’intensité laser à un instant donné (obtenu à partir d’une coupe de la figure 2.9 a). On observe la répartition granuleuse de l’intensité due à la RPP et on obtient une taille de *speckle* comparable à la taille théorique.

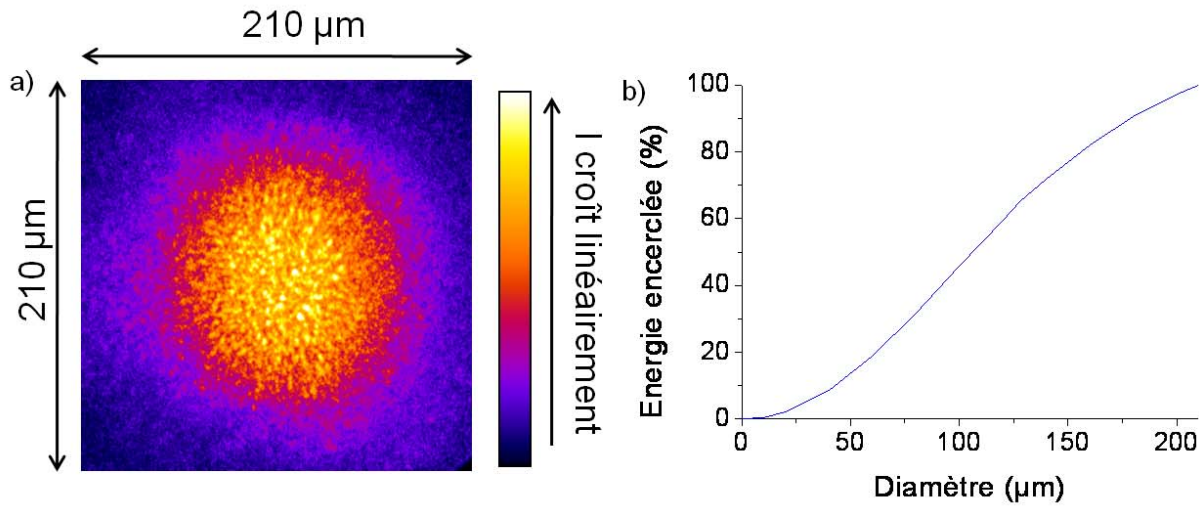


Figure 2.8 – Tache focale du faisceau d’interaction utilisé en 2008, a) image de la tache focale, les distances indiquées se réfèrent aux distances réelles au niveau de la tache focale; b) pourcentage d’énergie encerclée en fonction du diamètre du cercle centré au centre de la tache focale considéré

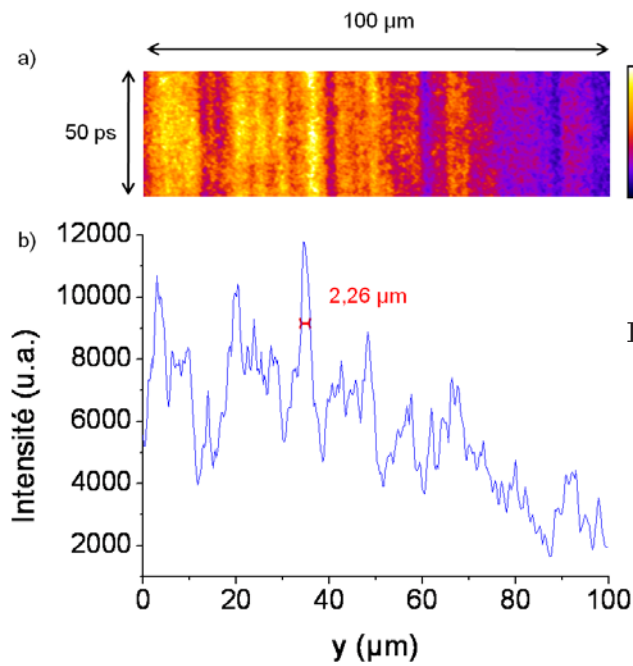


Figure 2.9 – a) Mesure de l’évolution temporelle d’une coupe transverse de la tache focale; b) profil spatial de la coupe transverse

2.3 Les diagnostics utilisés

Cette partie présente deux diagnostics grâce auxquels on a obtenu les principaux résultats expérimentaux sur le LULI 2000 :

1. la table de collection et d'analyse de la lumière Brillouin rétrodiffusée à 2ω et à 3ω développée et mise en place en 2006,
2. la table de collection et d'analyse de la lumière Raman rétrodiffusée à 2ω développée et mise en place en 2008.

Pour chaque diagnostic, nous commençons par présenter son schéma et les caractéristiques des composants utilisés, nous étudions ensuite les contraintes expérimentales que l'on a dû satisfaire pour les réaliser. Puis nous abordons les différentes actions relatives à leurs mises en place. Pour clore cette partie, nous donnons les caractéristiques des diagnostics en déterminant leurs résolutions et leurs calibrations.

2.3.1 Le diagnostic Brillouin de 2006

On a réalisé ce diagnostic pour comparer le taux de rétrodiffusion Brillouin et les spectres de la lumière rétrodiffusée à 2ω et à 3ω . Les longueurs d'ondes attendues sont comprises entre $\lambda_{laser} - 20 \text{ \AA}$ et $\lambda_{laser} + 20 \text{ \AA}$. Le diagnostic a donc été conçu pour atteindre les objectifs suivants :

1. mesurer le spectre de la lumière rétrodiffusée résolu temporellement entre $\lambda_{laser} - 30 \text{ \AA}$ et $\lambda_{laser} + 30 \text{ \AA}$ à 2ω et 3ω .
2. mesurer le taux de rétrodiffusion du laser sur la gamme spectrale précédente.
3. utiliser un même diagnostic pour obtenir les mesures à 2ω et à 3ω .

Présentation du diagnostic Les diagnostics de rétrodiffusion mis en place en 2006 sont schématisés sur la figure 2.10. 4% de la lumière rétrodiffusée est prélevée par une lame prismatique, puis transportée par des miroirs plans, jusqu'à une lame séparatrice. Cette lame envoie 50% de la lumière vers la table d'analyse Brillouin. Cette lumière est focalisée par un miroir sphérique de focale 2 m, sur la fente d'entrée d'un spectromètre, une lame de verre envoie 8% de cette lumière vers une photodiode rapide.

La figure 2.11 présente le système composé de l'association d'un spectromètre et d'une caméra à balayage de fente (CBF), il est utilisé pour mesurer les spectres Brillouin rétrodiffusés, résolus en temps. Les longueurs d'ondes sont séparées par un réseau très dispersif, puis focalisées sur le miroir de sortie du spectromètre (Mb6). Ensuite, on utilise une lentille pour imager la lumière sur la fente d'entrée d'une CBF, celle-ci permet d'obtenir une résolution temporelle. Afin de conserver la même distance entre le spectromètre et la CBF à 2ω et à

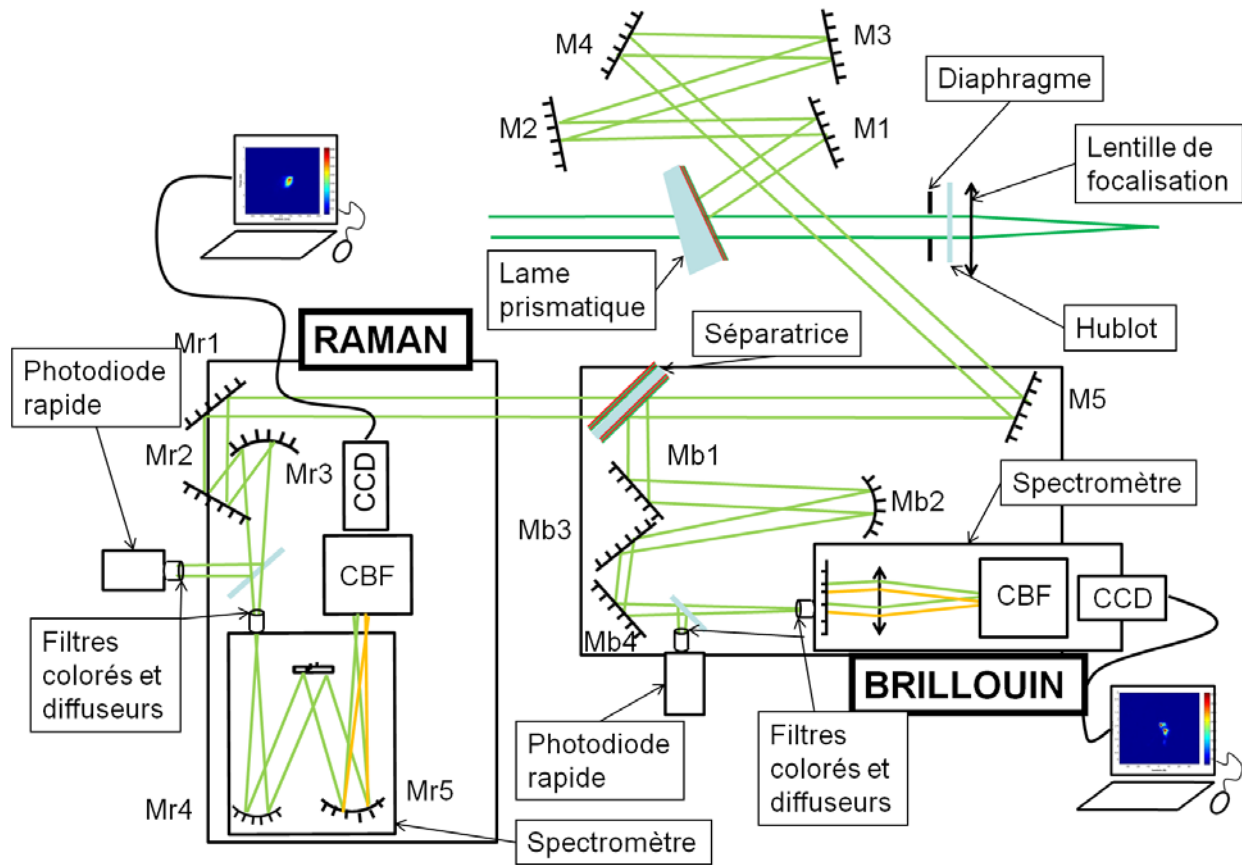


Figure 2.10 – Schéma des diagnostics de rétrodiffusion mis en place en 2006

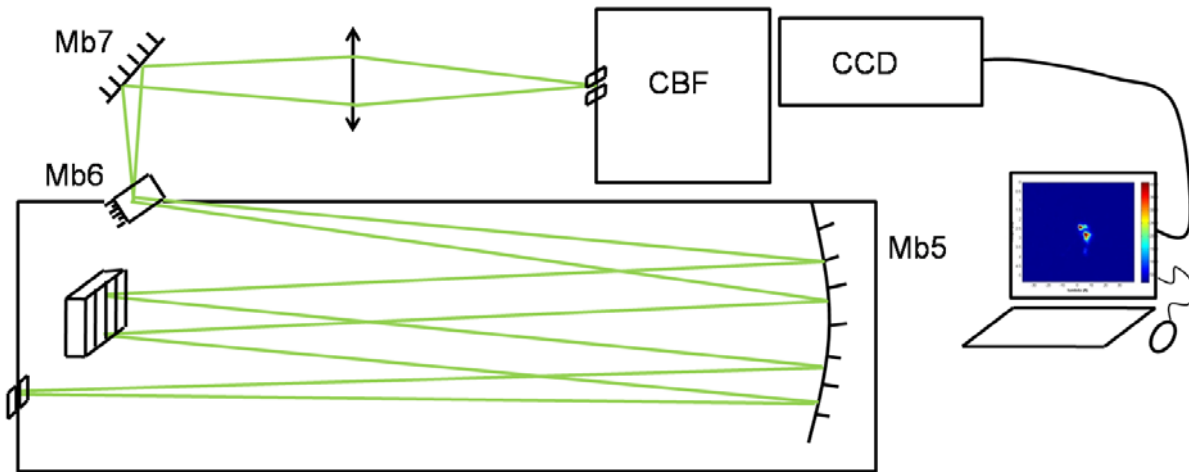


Figure 2.11 – Schéma du système de mesure des spectres Brillouin rétrodiffusés

3ω , on utilise une lentille différente dans chaque cas. L'utilisation de miroir pour le transport d'image permet de limiter les réalignements entre l'utilisation du diagnostic à 2ω et à 3ω .

Sur la figure 2.12, on a schématisé le diagnostic Brillouin sous forme dépliée. On y a reporté les longueurs utiles que l'on utilise par la suite.

Afin de mieux cerner le diagnostic de rétrodiffusion, il est essentiel de détailler les caractéristiques des composants optiques utilisés :

La lentille de focalisation

A 2ω , on utilise une lentille BK7 de focale 800 mm à 2ω traitée antireflet sur les 2 faces à 2ω . A 3ω , la lentille est en silice de focale 800 mm traitée antireflet 3ω sur les deux faces. On peut considérer que pour les deux lentilles la transmission est totale.

La lame prismatique

A 2ω , la lame est en BK7 traitée antireflet 2ω sur la face située côté enceinte. A 3ω , la lame est en silice traitée antireflet 3ω sur la face située côté enceinte. Le prélèvement de faisceau est réalisé à partir d'une réflexion à 4% d'énergie sur la face non traitée (face située côté laser).

Les miroirs plans

Les miroirs plans sont des miroirs en aluminium. Ils réfléchissent 85% de la lumière à 2ω et à 3ω .

Les miroirs sphériques

Il s'agit aussi de miroirs aluminium. Un miroir sphérique de focale 2 m est utilisé pour focaliser la lumière à l'entrée du spectromètre. Un miroir sphérique de focale 1,15 m est utilisé à l'intérieur du spectromètre.

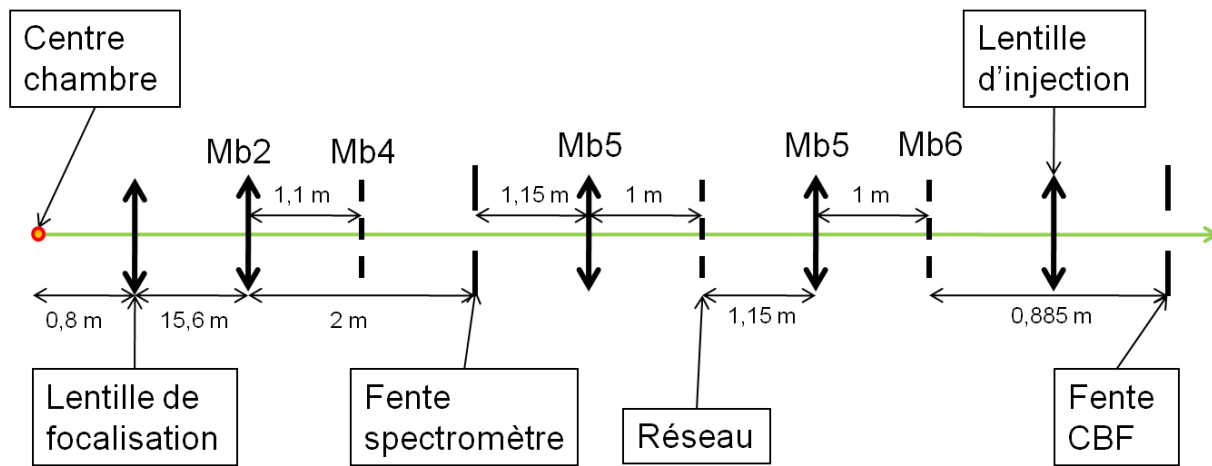


Figure 2.12 – Schéma déplié du diagnostic Brillouin (les longueurs qui sont utilisées dans les calculs réalisés dans ce chapitre sont indiquées)

La lame de verre

Elle induit une réflexion de 4% sur chaque face donc une transmission de 8%. Elle est très fine, par conséquent, les deux réflexions sont approximativement superposées, et le dépointage introduit par la lame est négligeable.

La photodiode

Il s'agit d'une photodiode de type Photek S20. Dans la plage de longueur d'onde utilisée, sa sensibilité est constante, elle a été mesurée à 51 mA/W, elle est associée à une résistance d'impédance 50 Ω . L'ensemble a donc une sensibilité de 2,55 V/W. Un diffuseur est placé devant la photodiode pour que l'impulsion lumineuse qui arrive sur la photodiode couvre bien l'ensemble du capteur et évite des sur intensités saturées.

Le spectromètre

Le réseau fait 1200 traits/mm, il est utilisé dans le deuxième ordre. La dispersion attendue en sortie de spectromètre est de 2,6 $\text{\AA}/\text{mm}$. Il n'induit aucun grandissement entre la fente d'entrée et le miroir de sortie.

La CBF

La CBF est de type Hamamatsu S20, elle est utilisée avec une fenêtre temporelle de 5,35 ns. La photocathode située à l'entrée de la CBF mesure $13,2 \times 17,2$ mm. Une caméra (CCD pour Charge-Coupled Device) est insérée à l'arrière de la CBF. Il faut noter que les capteurs ont une taille de $13 \mu\text{m}^2$.

La lentille située entre le spectromètre et la CBF

La distance choisie entre la sortie du spectromètre et l'entrée de la CBF est de 885 mm. Pour réaliser l'imagerie entre le spectromètre et la fente d'entrée de la CBF, on

	Mb4	Mb5	réseau	Mb5	Mb6	Mb7	Lentille d'in- jection (2ω)	Lentille d'in- jection (3ω)
Diamètre de l'optique ou hauteur×largeur (mm)	150	300× 300	73 × 82	300× 300	5 × 100	120	60	60
Diamètre horizontal du faisceau sur l'optique (mm)	33	55	55	55	0	15	51	45

Tableau 2.1 – Comparaison du diamètre des optiques avec la largeur du faisceau rétrodiffusé sur l'optique pour le diagnostic Brillouin.

utilise à 2ω une lentille silice de focale 198 mm et à 3ω une lentille silice de focale 216,4 mm. Les grossissements attendus sont respectivement de 0,53 à 2ω et de 0,74 à 3ω .

Les filtres colorés

A 2ω comme à 3ω , sur la photodiode et sur le spectromètre, un filtre de type BG39 permet de supprimer les réflexions du laser à ω . Sur la photodiode, un filtre interférentiel de bande passante 10 nm permet de supprimer l'énergie Raman rétrodiffusée. Pour atténuer le signal, on utilise des densités optiques neutres calibrées de type NG. A 3ω un filtre de type UG11 est utilisé sur l'entrée du spectromètre pour supprimer la contribution Raman.

Les contraintes expérimentales Comme dans toute expérience, certains éléments doivent être respectés afin d'obtenir de bons résultats :

1. Etude en champs du diagnostic

Il est nécessaire d'adapter la taille des optiques afin de collecter l'ensemble de la lumière rétrodiffusée. Dans le tableau 2.1 on a comparé la largeur du faisceau sur chaque optique (qui prend en compte l'angle du faisceau sur l'optique) avec la taille de l'optique. Etant donné que la dispersion du spectromètre induit un élargissement de la lumière, on a pris en considération ce phénomène dans le calcul du diamètre du faisceau au niveau de la lentille d'injection. L'étude en champs indique que le faisceau n'est pas coupé avant d'atteindre la CBF.

2. Intensité maximale admissible sur les miroirs

Pour ne pas endommager les miroirs aluminium, l'intensité lumineuse réfléchie ne doit pas dépasser $15\text{mJ}/\text{cm}^2$. Sur le montage, l'intensité maximale est située au niveau du miroir Mb4, pour une rétrodiffusion de 10% (valeur typique de la rétrodiffusion Brillouin en régime saturé) et une énergie incidente de 350 J. En supposant que l'énergie laser est uniformément répartie sur un diamètre de 186 mm, on calcule que intensité sur le miroir Mb4 est de $4,33\text{ mJ}/\text{cm}^2$ et satisfait donc au critère préétabli.

3. La taille des fentes du spectromètre et de la CBF

Les fentes d'entrée du spectromètre et de la CBF doivent être suffisamment ouvertes pour ne pas couper le faisceau. Le grandissement de l'image entre le centre chambre et l'entrée du spectromètre est de 2,5. De plus, nous avons montré dans la section 2.2.4 que la tache focale a un diamètre à 90% de l'énergie de $90 \mu\text{m}$. Par conséquent, la fente du spectromètre doit avoir une ouverture minimale de $225 \mu\text{m}$. Il faut noter que la lentille de reprise induit aussi un grandissement. On calcule que l'ouverture de la fente de la CBF doit être de $113 \mu\text{m}$ à 2ω et de $166 \mu\text{m}$ à 3ω .

La zone d'interaction faisant $500 \mu\text{m}$, si on veut collecter la lumière qui vient d'une zone située $250 \mu\text{m}$ de part et d'autre du point de focalisation, le grandissement longitudinal du diagnostic étant de $2,5^2 = 6,25$, on trouve que la fente du spectromètre doit être d'au moins $303 \mu\text{m}$ et que la fente de la CBF doit avoir une ouverture minimale de $152 \mu\text{m}$ à 2ω et de $223 \mu\text{m}$ à 3ω . Pendant l'expérience, on a utilisé des fentes de spectromètre et de CBF de l'ordre de $500 \mu\text{m}$ à 2ω et à 3ω .

La mise en place du diagnostic

1. L'alignement des optiques

L'alignement des optiques se fait en deux temps : le premier alignement est réalisé en utilisant un laser He-Ne aligné sur l'axe du faisceau rétrodiffusé, par ce procédé, on aligne l'axe des optiques. Le deuxième alignement est réalisé en faisant une image d'une bille, placée en centre chambre, éclairée par une source blanche, sur la CBF utilisée en mode focus. Ce deuxième alignement permet de régler la focalisation des optiques à la longueur d'onde laser. On peut remarquer que, durant les expériences, lors du deuxième alignement, on a ajusté la fente de la CBF pour ne pas couper la lumière venant d'une bille de $200 \mu\text{m}$ (soit $2\times$ la taille de la tache focale), assurant ainsi la collection de l'ensemble de la lumière provenant de la tache focale.

2. La synchronisation de la CBF

Le déclenchement de la CBF doit être synchronisé avec l'arrivée de la lumière rétrodiffusée sur sa fente : afin de connaître le retard (R) à mettre sur le signal de synchronisation, il est nécessaire de définir les délais

- τ_1 entre l'arrivée du laser en centre chambre et l'arrivée du signal de synchronisation sur la CBF, celui-ci est donné par l'équipe d'exploitation du laser.
- τ_2 que met la lumière rétrodiffusée pour aller du centre chambre à la fente d'entrée de la CBF, celui-ci est égal au trajet optique divisé par la vitesse de la lumière.
- le délai interne τ_3 de la CBF, donné par manuel d'utilisation, en fonction de son calibre.

Le retard R à mettre sur le signal de synchronisation est égal à :

$$R = \tau_1 + \tau_2 - \tau_3 \quad (2.12)$$

Expérimentalement, le délai est ajusté avec un miroir positionné à l'arrière de la lame de prélèvement dans le but de simuler la rétrodiffusion. Ensuite, on ajoute le délai correspondant à la différence de chemin optique entre la lumière renvoyée par ce miroir et la lumière rétrodiffusée (qui est égale à deux fois la distance entre le miroir et le centre chambre) au le signal de synchronisation. Les derniers réglages sont effectués lors des premiers tirs laser.

3. La dispersion du spectromètre

La mesure de la dispersion du spectromètre est réalisée au niveau de la CBF utilisée en mode focus : une lampe spectrale est installée devant la fente d'entrée du spectromètre et les différentes raies sont observées sur la CCD placée à l'arrière de la CBF.

A 2ω , on mesure, avec la lampe spectrale la dispersion du spectromètre dans la fenêtre en bougeant le compteur pour pouvoir observer les deux raies du mercure : 576,96 nm et 579,07 nm. Les deux raies étant séparées sur la CCD de 342 pixels et sachant qu'elle est regardée sur 1343 pixels, on a donc 82,8 Å sur la fenêtre. La photocathode faisant 17,2 mm, on mesure une dispersion spectrale $ds_{2\omega,2006}$ de :

$$ds_{2\omega,2006} = 4,82\text{Å}/mm$$

La dispersion attendue au niveau de la sortie du spectromètre étant de 2,6 Å/mm, la lentille de reprise induit donc un grandissement de 0,54.

A 3ω , en observant les raies du mercure : 365,02 nm et 366,22 nm, on mesure une fenêtre spectrale vue par le diagnostic de 69 Å. La dispersion spectrale $ds_{3\omega,2006}$ est donc de :

$$ds_{3\omega,2006} = 4,01\text{Å}/nm$$

On déduit que la lentille de reprise induit un grandissement de 0,65.

Les caractéristiques du diagnostic

1. La résolution du diagnostic

A l'entrée du spectromètre et à l'entrée de la CBF, la taille de la tache focale est plus petite que la taille des fentes, les résolutions spectrale et temporelle du diagnostic sont donc limitées par la taille de la tache focale sur l'entrée du spectromètre et de la CBF. On a trouvé que la résolution spectrale du diagnostic est de 0,585 Å à 2ω et à 3ω , et que la résolution temporelle est de 46 ps à 2ω et de 67 ps à 3ω .

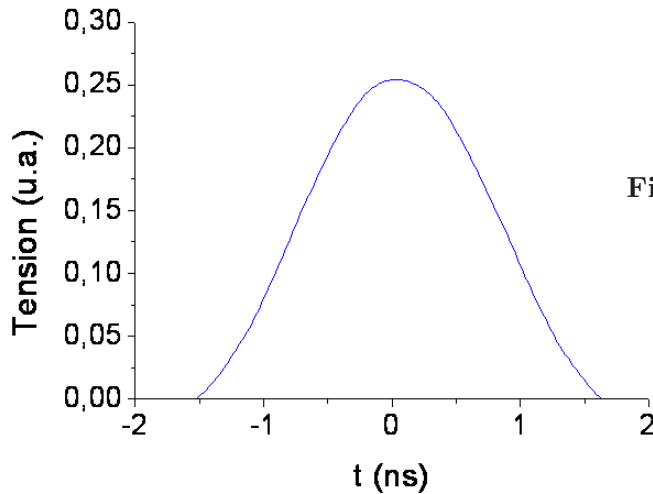


Figure 2.13 – Mesure du temps de montée et de descente du diagnostic de mesure d'énergie à partir de la réponse du système obtenue lors d'un tir de calibration

2. Résolution temporelle du diagnostic de mesure d'énergie

Pour mesurer le temps de montée et le temps de descente du système composé de la photodiode, du câblage et de l'oscilloscope, on utilise le signal obtenu lors d'un tir de calibration. Ce signal est tracé sur la figure 2.13 : on constate que les temps de montée et de descente sont similaires, de l'ordre de 2 ns. Le signal rétrodiffusé a une durée maximum de 1,5 ns, donc, le diagnostic ne permet pas de le résoudre temporellement, par conséquent, la tension maximale obtenue est proportionnelle à l'intégrale de l'impulsion lumineuse, c'est-à-dire à son énergie.

3. Calibration de la photodiode

Elle est réalisée en tirant sur un miroir situé derrière la lame prismatique (voir figure 2.14 a). Cette technique permet de mesurer la tension de la photodiode SBS pour une énergie rétrodiffusée égale à l'énergie laser (transmission de la lentille de focalisation ≈ 1), en s'affranchissant de la mesure précise de l'absorption du faisceau due aux optiques situées entre la lentille de focalisation et la photodiode. Afin de ne pas endommager les différentes optiques, l'énergie laser est largement réduite par des densités calibrées introduites entre le miroir et la lame prismatique.

De plus, ce tir permet d'éviter les incertitudes liées à la calibration de l'énergie laser pour la mesure du taux de rétrodiffusion. En effet, pendant le tir de calibration, la tension $T_{1,calib}$ (respectivement $T_{2,calib}$) obtenue sur la photodiode mesurant l'énergie laser (respectivement l'énergie Brillouin rétrodiffusée) sont proportionnelles à l'énergie laser incidente ($E_{laser,calib}$) :

$$E_{laser,calib} = \alpha T_{1,calib} = \beta T_{2,calib} \quad (2.13)$$

où α et β sont les coefficients de proportionnalité correspondant.

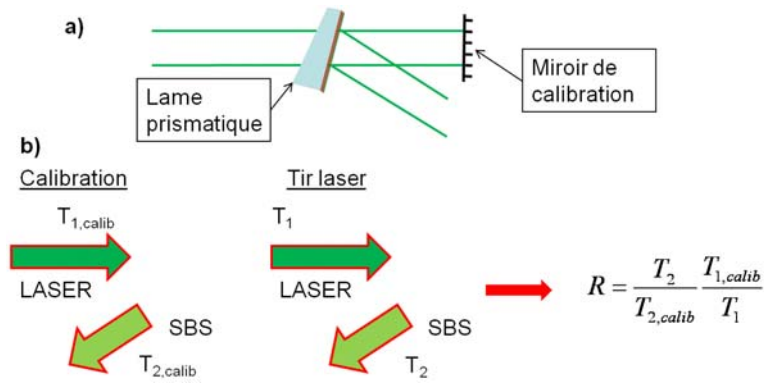


Figure 2.14 – a) Position du miroir de calibration ; b) technique de mesure du taux de rétrodiffusion à partir des résultats obtenus lors du tir de calibration : cette technique permet de s’affranchir des incertitudes de la calibration de l’énergie laser

Par conséquent, lors d’un tir laser, la tension T_1 obtenue sur la photodiode mesurant l’énergie laser est reliée à l’énergie laser incidente (E_{laser}) par :

$$E_{laser} = \alpha T_1 \quad (2.14)$$

De plus, la tension T_2 obtenue sur la photodiode mesurant l’énergie Brillouin rétrodiffusée est reliée à l’énergie Brillouin rétrodiffusée (E_{SBS}) par :

$$E_{SBS} = \beta T_2 \quad (2.15)$$

Le taux de rétrodiffusion R est alors donné par :

$$R = \frac{\beta T_2}{\alpha T_1} = \frac{T_2}{T_{2,calib}} \times \frac{T_{1,calib}}{T_1} \quad (2.16)$$

Le calcul est présenté sur la figure 2.14 b).

A 2ω , les tirs ont été réalisés avec une énergie laser (à la sortie des densités optiques) de 4,6 J sur le miroir. On a mis devant la diode une densité optique de 5, un filtre interférentiel centré sur 526 nm de largeur 10 nm, un filtre coloré de type BG 39 et un diffuseur. On obtient sur l’oscilloscope une tension maximale de 556 mV. La réponse du système de mesure d’énergie est de :

$$E(J) = 8,27U(V) \times 10^{DO-4}$$

où $U(V)$ représente la tension maximale obtenue sur l’oscilloscope et DO est la densité optique mise devant la photodiode.

	$\delta\lambda/\delta x$ ($\text{\AA}/\text{mm}$)	résolution temporelle (ps)	résolution spectrale (\AA)	calibration (J)
2ω	4,82	46	0,585	$8,27 \times U(V) \times 10^{D_O-4}$
3ω	4,01	67	0,585	$1,01 \times U(V) \times 10^{D_O}$

Tableau 2.2 – Synthèse des caractéristiques du diagnostic Brillouin.

A 3ω , on a tiré avec une énergie laser de 0,2 J à la sortie des densités optiques. Devant la diode, on a mis 3 mm d'UG 11, 3 mm de BG 39, un filtre interférentiel centré sur 351 nm et un diffuseur. On a obtenu sur l'oscilloscope une tension maximale de 198 mV. On obtient la réponse du système de mesure :

$$E(J) = 1,01U(V) \times 10^{D_O}$$

Dans le tableau 2.2, on a synthétisé les différentes caractéristiques du diagnostic Brillouin à 2ω et à 3ω .

2.3.2 Le diagnostic Raman de 2008

Ce diagnostic a été développé pour étudier la rétrodiffusion Raman dans un plasma de jet de gaz. En variant la pression de ce dernier, on a modifié la densité électronique initiale du plasma entre 0% et 10% de la densité critique. Par conséquent, en première approximation (en négligeant la température électronique du plasma), les longueurs d'ondes rétrodiffusées attendues sont comprises entre 526 nm et 770 nm (voir équation 5.2). De plus, le plasma étant relativement homogène, le spectre attendu est étroit (40-60 nm).

Le diagnostic a donc été conçu pour répondre aux objectifs suivants :

1. mesurer le spectre rétrodiffusé sur la gamme [526-770] nm pour des spectres étroits de l'ordre de 60 nm.
2. mesurer le taux de rétrodiffusion Raman pour les même spectres.

Présentation du diagnostic La figure 2.15 présente un schéma des diagnostics de rétrodiffusion mis en place en 2008. 4% de la lumière rétrodiffusée est prélevée par une lame prismatique puis transportée par des miroirs plans (M1, M2) jusqu'à un miroir sphérique M3. Ce dernier compense en partie l'effet de la lentille de focalisation qui induit une divergence des longueurs d'ondes rétrodiffusées supérieures à la longueur d'onde du laser. Il est donc placé assez tôt dans le diagnostic pour refocaliser la lumière Raman. Le faisceau est ensuite séparé en deux par une lame séparatrice qui envoie 50% d'énergie vers la table d'analyse Raman et 50% vers la table d'analyse Brillouin. La lumière envoyée vers le diagnostic Raman est transportée jusqu'à un miroir de focale 1,2 m qui focalise le faisceau sur la fente d'entrée

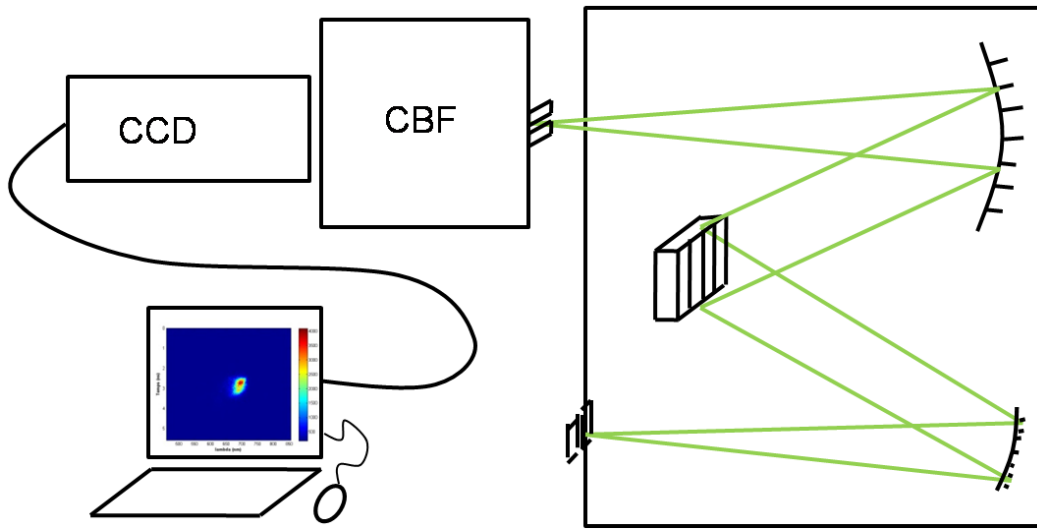


Figure 2.16 – Schéma du système de mesure des spectres Raman rétrodiffusés

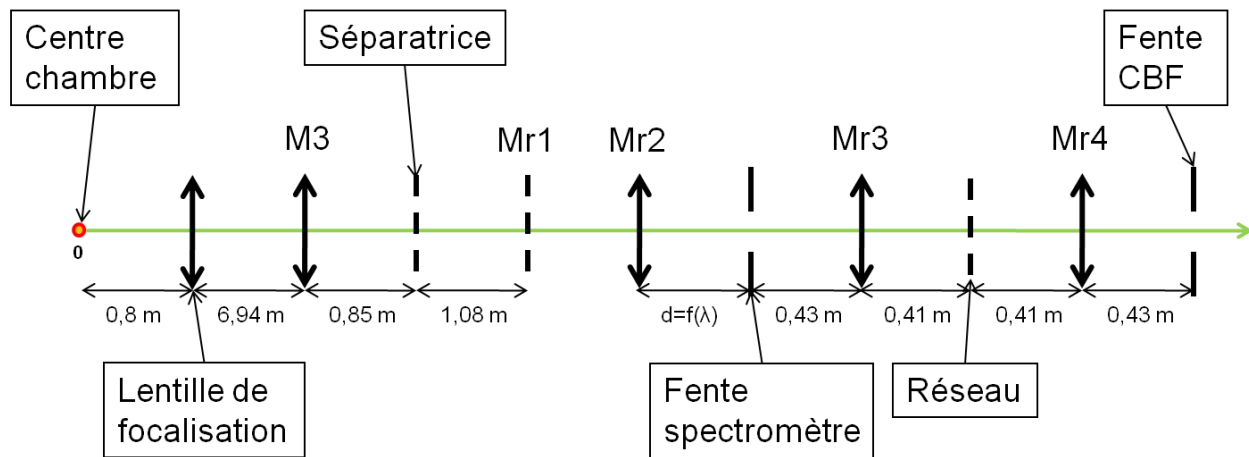


Figure 2.17 – Schéma déplié du diagnostic Raman. On a indiqué les longueurs qui sont utilisées dans les calculs réalisés dans ce chapitre

où n désigne l'indice optique BK7. Cet indice est donné par la loi de Sellmeier :

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{B1\lambda^2}{\lambda^2 - C1^2} + \frac{B2\lambda^2}{\lambda^2 - C2^2} + \frac{B3\lambda^2}{\lambda^2 - C3^2} \quad (2.18)$$

Ici, B1, B2, B3, C1, C2, C3 sont les coefficients de Sellmeier associé au matériau utilisé, λ est exprimé en micron. Pour le BK7, C1 = 1,03961212; B1 = 0,00600069867; C2 = 0,231792344; B2 = 0,0200179144; C3 = 1,01046945; B3 = 103,560653.

La lame prismatique

Elle est en BK7 traitée antireflet sur la face située côté laser. L'angle entre les deux faces fait 4 degrés. Le prélèvement est effectué sur la face traitée antireflet. Le coefficient de réflexion est approximativement de 1%.

Miroirs plan

Les miroirs plans sont réalisés en aluminium. Leur coefficient de réflexion est de 85% sur toute la gamme de longueur d'onde Raman.

Les miroirs sphériques

Ils sont aussi réalisés en aluminium. Le premier miroir a une focale de 3,67 m, le deuxième une focale de 1,2 m, les deux miroirs situés dans le spectromètre ont une focale de 43 mm.

La lame séparatrice

Elle est en BK7, la face arrière est traitée antireflet. Elle réfléchit 50% de la lumière à 2ω et 10% de la lumière sur le reste du spectre Raman. Elle transmet donc 50% de la lumière à 2ω et 90% de la lumière sur le reste du spectre Raman.

La lame de verre

Elle a une réflexion de 8% à toutes les longueurs d'ondes donc une transmission de 92% (voir section 1.2.3.1).

La photodiode

Il s'agit d'une photodiode Photek S1. Sa sensibilité varie avec la longueur d'onde. Sa sensibilité à 2ω a été mesurée et fait 0,37 mA/W. Elle est associée à une résistance 50 Ω , l'ensemble a donc une sensibilité de 18,5 mV/W. Un diffuseur est placé devant la photodiode pour que l'impulsion lumineuse qui arrive sur la photodiode couvre bien l'ensemble du capteur.

Le spectromètre

Le réseau installé a 100 traits/mm. La dispersion attendue est de 23,2 nm/mm. Il n'induit aucun grandissement entre la fente d'entrée et la sortie du spectromètre.

La CBF

La CBF est de type Hamamatsu S1. Elle est utilisée avec une fenêtre temporelle de 5,57 ns. La photocathode située à l'entrée de la CBF mesure $13,7 \times 17,2$ mm.

	λ	Lentille de focalisation	M1	M2	M3	Séparatrice	Mr1	Mr2	Mr3
Diamètre de l'optique ou hauteur \times largeur (mm)		200	250	250	250	200	150	150	40 \times 60
Diamètre horizontal du faisceau sur l'optique (mm)	526	200	203	203	201	217	95	66	52
Diamètre horizontal du faisceau sur l'optique (mm)	770	200	211	220	229	253	116	85	54

Tableau 2.3 – Comparaison du diamètre des optiques avec la largeur du faisceau rétrodiffusé sur l'optique pour le diagnostic Raman

Les filtres colorés

Sur le spectromètre et la photodiode, on utilise de l'OG570 pour supprimer la lumière Brillouin rétrodiffusée sauf à 12 bars et 22 bars où on utilise de l'OG550. On utilise des densités optiques neutres de type NG pour atténuer le signal.

Les contraintes expérimentales On détaille ici trois contraintes expérimentales que l'on a dû respecter :

1. Etude en champ du diagnostic

Comme pour le diagnostic Brillouin étudié précédemment, on réalise une étude en champ du diagnostic. La divergence du faisceau induite par la lentille de focalisation augmentant avec la longueur d'onde, on réalise l'étude en champ pour les deux longueurs d'ondes extrêmes : 526 et 770 nm. Dans le tableau 2.3, on compare la largeur du faisceau sur chaque optique avec la taille de l'optique. On prend la largeur du faisceau car elle prend en compte l'angle du faisceau sur l'optique et c'est donc elle qui contraint la taille de l'optique. L'étude en champs indique que deux optiques coupent le faisceau : la séparatrice et le miroir Mr3. La lumière qui arrive sur la photodiode est uniquement coupée par la séparatrice. Sur la figure 2.18, on a tracé la transmission de la lumière au niveau de la séparatrice en fonction de la longueur d'onde. La lumière reçue par la CBF est coupée par deux optiques : la séparatrice et le miroir Mr3. Puisque les deux optiques diaphragment le faisceau dans la même direction, c'est l'optique coupant le plus le faisceau qui détermine la taille finale du faisceau. Il s'agit dans le cas présent du miroir Mr3 qui induit approximativement une perte de 75% en énergie pour toutes les longueurs d'ondes.

2. Intensité maximale sur les miroirs

Une deuxième contrainte réside dans la limitation de l'intensité laser sur les miroirs. Le fabricant indique que les miroirs peuvent supporter une intensité maximale de 15

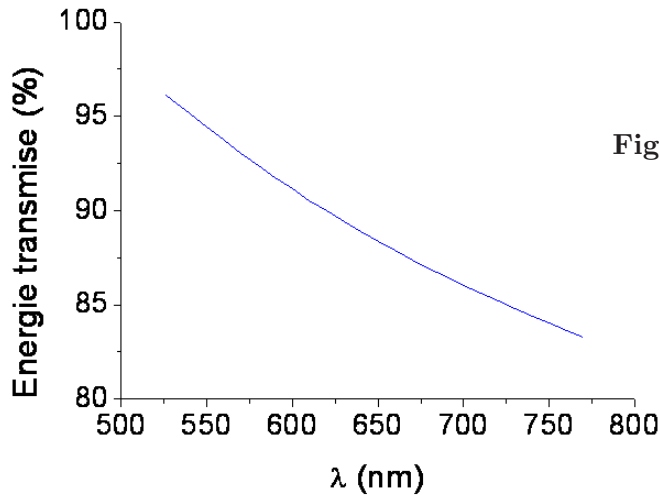


Figure 2.18 – Tracé du pourcentage d'énergie transmise au niveau de la lame séparatrice en fonction de la longueur d'onde. Ce calcul prend uniquement en compte la coupure du faisceau due à la lame

mJ/cm^2 . Sur le montage, l'intensité maximale a lieu au niveau du miroir Mr2. En effet, au niveau de la fente du spectromètre, le faisceau est atténué par des filtres et c'est sur ce miroir que la tache laser est la plus petite avant le spectromètre. En supposant que l'énergie rétrodiffusée soit de 10% et que l'énergie incidente est de 350 J, on trouve une énergie de $6,5 mJ/cm^2$ à 770 nm et de $10 mJ/cm^2$ à 526 nm.

3. La position du miroir Mr2

Le miroir Mr2 doit être positionné pour permettre une focalisation du faisceau sur la fente d'entrée du spectromètre (voir figure 2.19 a). Etant donné que la longueur focale de la lentille de focalisation varie avec la longueur d'onde, on doit adapter la position du dernier miroir en fonction de la densité électronique du plasma de jet de gaz pour que le faisceau focalise à l'entrée du spectromètre. Cette distance focale doit tenir compte de la défocalisation induite par les filtres placés devant la fente d'entrée du spectromètre (voir figure 2.19 b). En effet, on peut calculer que pour un faisceau arrivant sur les filtres avec une faible incidence, le point focal est reculé d'une distance Δl :

$$\Delta l = l_{filtre} \left(\frac{1}{n} - 1 \right) \quad (2.19)$$

où l_{filtre} représente l'épaisseur du filtre et n son indice optique. Pendant notre expérience, on a utilisé une épaisseur de filtre moyenne de 9 mm ayant un indice optique de 1,5. On avait donc une défocalisation moyenne de 3 mm. La figure 2.20 présente le déplacement du miroir à effectuer pour que l'image de l'énergie Raman rétrodiffusée focalise au niveau de la fente du spectromètre en fonction de la longueur d'onde. Les distances utilisées en fonction de la pression du jet de gaz sont indiquées dans le tableau 2.4.

4. la taille des fentes du spectromètre et de la CBF

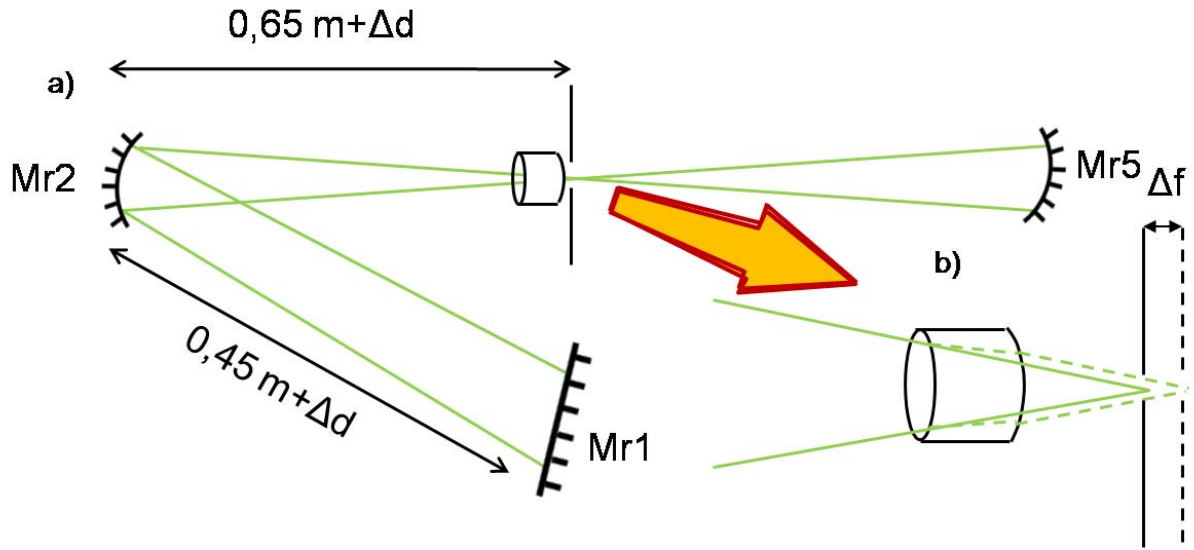


Figure 2.19 – a) Représentation du déplacement réalisé sur le miroir Mr2; b) zoom sur la défocalisation induite par les filtres

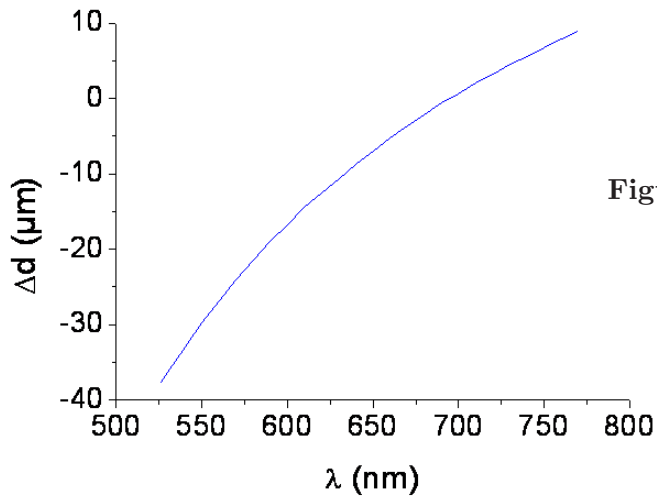


Figure 2.20 – Déplacement Δd à effectuer sur le miroir Mr2 pour focaliser l'image de la tache focale ($z = 0$) sur la fente d'entrée du spectromètre

Cas	1	2	3	4
d (mm)	63	63	64,5	65,6
Fente du spectromètre (μm)	700	1500	1500	1500
Fente de la CBF (μm)	600	1700	1700	1700

Tableau 2.4 – Taille des fentes d’entrée du spectromètre et de la CBF et des distances utilisées pendant ces expériences

Enfin, les fentes d’entrée du spectromètre et de la CBF doivent être suffisamment ouvertes pour ne pas couper la tache focale. Le grandissement de l’image entre le centre chambre et l’entrée du spectromètre varie entre 2 et 2,5 selon la longueur d’onde rétrodiffusée. Il a été vu dans la section 2.2 que la tache focale a un diamètre à 90% de l’énergie de $180 \mu\text{m}$. Puisque le spectromètre n’induit pas de grandissement, la fente du spectromètre et la fente de la CBF doivent avoir une ouverture minimale de $450 \mu\text{m}$. En pratique, on verra par la suite que la taille de la tache sur la fente d’entrée du spectromètre varie en fonction de la longueur d’onde. La taille des fentes doit donc être plus ouverte pour que le diagnostic ne coupe pas la lumière sur une certaine gamme de longueur d’onde. Les tailles de fente utilisées sont données dans le tableau 2.4.

La mise en place du diagnostic

1. L’alignement des optiques

L’alignement du diagnostic se fait en deux temps. Un premier alignement est réalisé en utilisant un laser He-Ne aligné sur l’axe du faisceau rétrodiffusé. Un deuxième alignement est fait en réalisant une image d’une bille placée en centre chambre sur la CBF éclairée par l’He-Ne.

2. La mise en place de la photodiode

La photodiode est installée de sorte que la tache de l’image de la bille située en centre chambre fasse approximativement 6 mm de diamètre sur le détecteur qui mesure 10 mm de diamètre. En effet, si l’image de la bille est trop petite sur le détecteur, il y a risque de saturation et la réponse de la photodiode ne sera pas linéaire avec l’intensité du faisceau incident. De plus, on a choisi d’avoir une image qui a un rayon de 2 mm de moins que le rayon du détecteur. En effet, on verra par la suite que la position de l’image du centre chambre est modifiée avec la longueur d’onde. Avec cette configuration, pour chaque longueur d’onde, l’intégralité du signal rétrodiffusé est collectée par la photodiode.

3. La synchronisation de la CBF

La synchronisation de la CBF se fait de la même façon que pour la table Brillouin.

4. La dispersion du spectromètre

La mesure de la dispersion du spectromètre s'effectue au niveau de la CBF utilisée en mode focus. Une lampe spectrale est installée au niveau de la fente d'entrée du spectromètre. Pour réaliser la mesure de la dispersion du spectromètre, on observe les deux raies du mercure : 435,8 nm et 546,1 nm. Les deux raies sont séparées de 368 pixels. La photocathode faisant 17,2 mm et sachant qu'elle est regardée sur 1280 pixels, on a donc 383,6 nm sur la fenêtre. On mesure alors une dispersion spectrale ds_{2008} de :

$$ds_{2008} = 22,3nm/mm$$

Les spectres attendus étant compris entre 526 nm et 770 nm, on ajuste le compteur du spectromètre pour que la photocathode regarde le spectre situé entre 458 nm et 841 nm

Les caractéristiques du diagnostic

1. La coupure due aux fentes d'entrées du spectromètre et de la CBF

On a vu précédemment que l'on a utilisé quatre combinaisons de tailles de fentes, et de distance entre le miroir Mr2 et la fente du spectromètre indiquées dans le tableau 2.4. Pour chaque cas, les fentes du spectromètre et de la CBF vont couper une partie de l'énergie laser en fonction de la longueur d'onde. Sur la figure 2.21, on a tracé, pour chaque cas, le pourcentage d'énergie laser transmis à travers les fentes du spectromètre et de la CBF en fonction de la longueur d'onde.

2. La résolution du diagnostic

La résolution du diagnostic est limitée :

- soit par la taille de la tache focale si celle-ci est plus petite que la taille des fentes,
- soit par la taille des fentes dans le cas contraire.

Pour le calcul de la résolution du diagnostic, on utilise la taille de la tache focale à 65% de l'énergie, soit 128 μm . La résolution temporelle et spectrale du diagnostic en fonction de la longueur d'onde est tracée dans chaque cas sur les figures 2.22 a) et b).

3. La réponse globale du diagnostic de mesure des spectres

La réponse spectrale globale du système est déterminée d'une part par la réponse spectrale de la CBF et, d'autre part, par la transmission du système de mesure. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.23 a).

4. La calibration de la photodiode à 526 nm

La calibration de la photodiode se fait de la même façon que pour le diagnostic Brillouin. On a obtenu avec un diffuseur et une densité de 4 une tension de 576 mV pour une énergie laser incidente de 4 J à 526 nm.

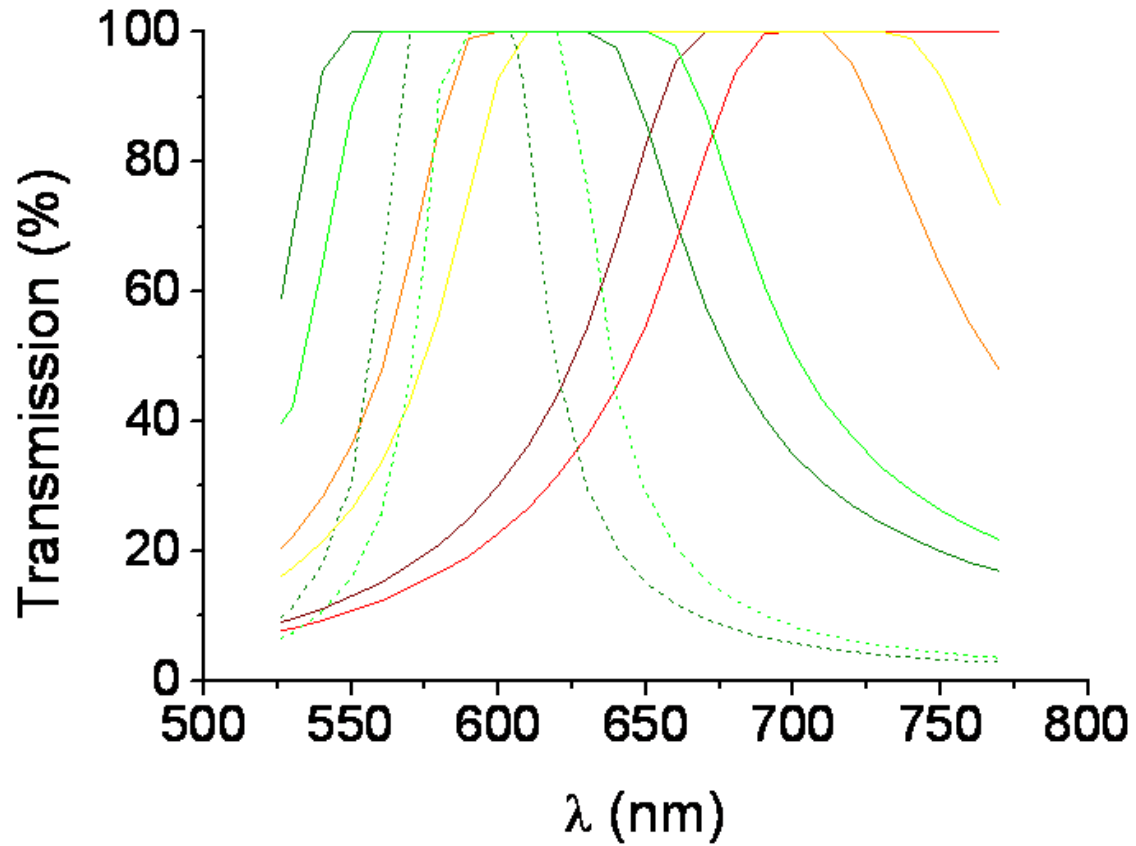


Figure 2.21 – Transmission de l'énergie spectrale transmise au niveau de la fente d'entrée du spectromètre en fonction de la longueur d'onde pour les différents cas répertoriés dans le tableau 2.4. Le cas 1 est représenté en ligne verte pleine, le cas 2 en ligne verte pointillée, le cas 3 en orange et le cas 4 en rouge. La rétrodiffusion venant de $z = 0$ est tracée en couleur foncée et celle venant de $z = 1$ mm en couleur claire

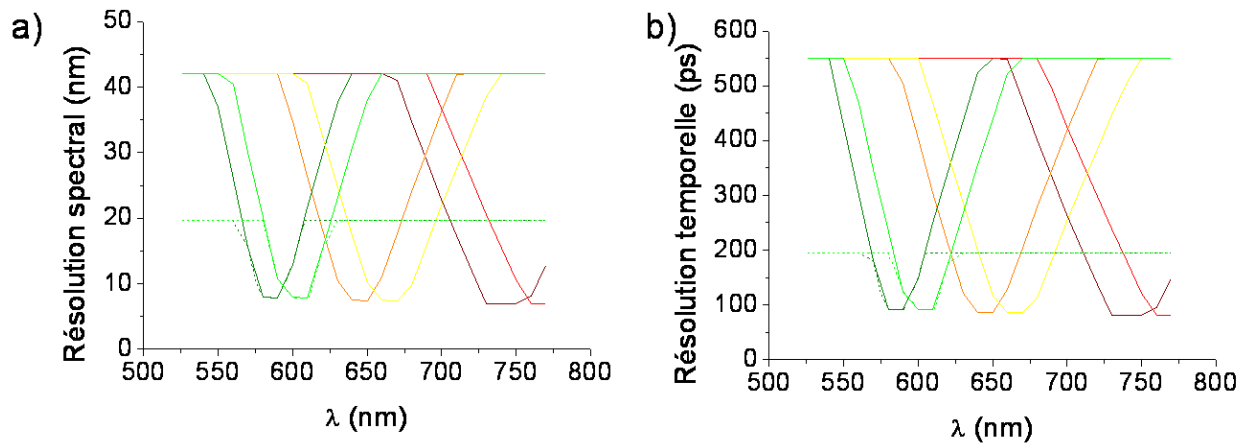


Figure 2.22 – a) Résolution spectrale du diagnostic de mesure des spectres Raman rétrodiffusés en fonction de la longueur d’onde ; b) résolution temporelle du diagnostic de mesure des spectres Raman rétrodiffusés en fonction de la longueur d’onde. On utilise la même convention de représentation que pour la figure précédente

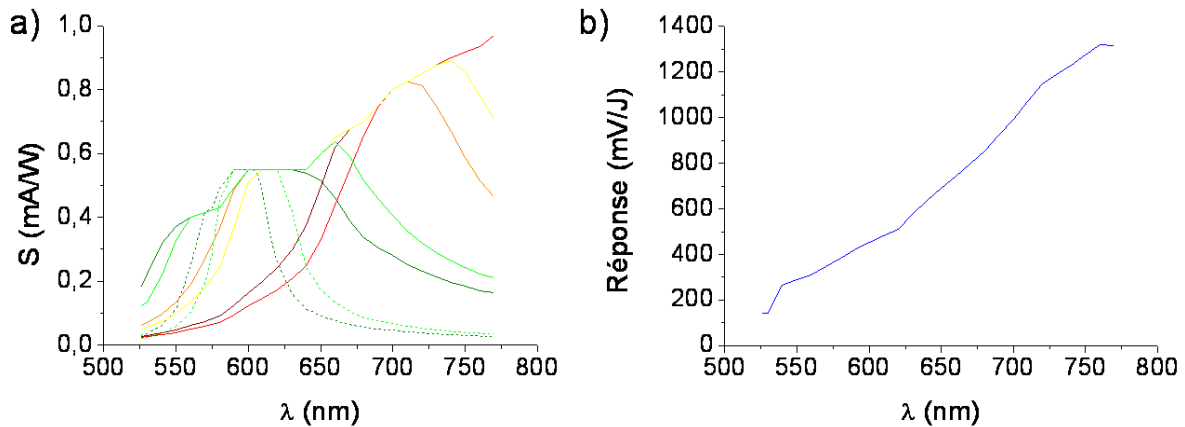


Figure 2.23 – a) Multiplication de la sensibilité spectrale de la CBF S1 avec la transmission du diagnostic de mesure des spectres. Cette courbe est représentative de la réponse spectrale du système de mesure de spectre. On utilise la même convention de représentation que pour la figure précédente ; b) réponse du système de mesure d’énergie avec une densité optique de 4 devant la photodiode

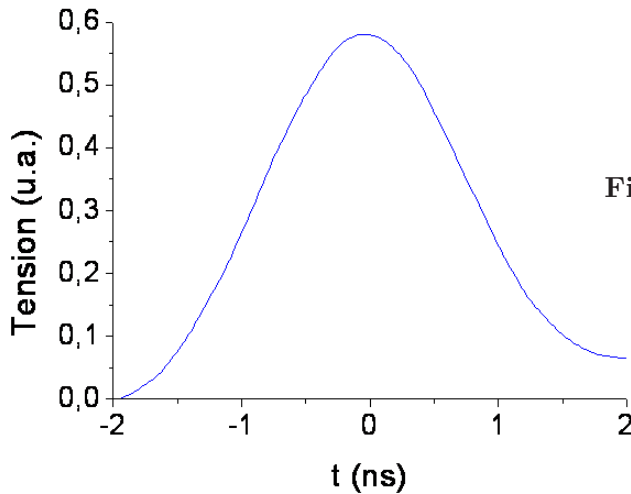


Figure 2.24 – Mesure des temps de montée et de descente du diagnostic de mesure d'énergie à partir de la réponse du système obtenu lors d'un tir de calibration

5. Mesure de la résolution temporelle du diagnostic de mesure d'énergie

De même que pour le diagnostic Brillouin, on utilise un tir de calibration pour mesurer le temps de montée et le temps de descente du système. Le signal obtenu est représenté sur la figure 2.24. On trouve de même des temps caractéristiques de l'ordre de 2 ns. La tension maximale obtenue va donc être proportionnelle à l'intégrale de l'impulsion lumineuse soit l'énergie de l'impulsion lumineuse.

6. La réponse globale du diagnostic de mesure d'énergie

La réponse globale du diagnostic de mesure d'énergie prend en compte la réponse spectrale de la photodiode et la transmission du faisceau au niveau de la séparatrice. Le résultat est présenté sur la figure 2.23 b).

7. Incertitude sur la mesure d'énergie

Pour le tir de calibration, on n'a pas obtenu la mesure de la tension de la photodiode mesurant l'énergie laser. Par conséquent, la précision de la mesure est égale à l'incertitude sur la valeur de l'énergie laser : 8%. La précision relative du taux de rétrodiffusion entre chaque tir est bien meilleure.

3 Dispositif expérimental LIL

En 2007, on a mené une campagne d'expériences sur le laser multikilojoule de la LIL dans le cadre de l'ouverture de cette installation CEA/DAM à la communauté académique.

Dans cette partie, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé. Nous commençons par présenter le laser et les impulsions que l'on a obtenues. Nous exposons ensuite la tache focale en expliquant le lissage spatio-temporel particulier utilisé sur cette installation et en donnant une caractérisation théorique et expérimentale de la tache focale. Enfin les nombreux

diagnostics utilisés pendant l'expérience sont détaillés.

3.1 L'installation laser

Dans cette partie, on décrit d'abord l'installation laser et la création de l'impulsion lumineuse. Les caractéristiques des faisceaux laser utilisés pendant l'expérience sont ensuite données.

3.1.1 La création et la focalisation du quadruplet

La LIL est le prototype à l'échelle 1 d'un des futurs quadruplets laser du Laser MegaJoule (LMJ), mis en œuvre par le CEA. La chaîne laser mesure 125 m de long et repose sur un bâti de 3,5 m de haut. L'impulsion laser est d'abord créée par un laser pilote. Elle passe par un miroir déformable qui corrige le front d'onde du faisceau, puis par un polariseur et une cellule de Pockels qui permet de découper temporellement le faisceau. L'impulsion est ensuite amplifiée dans deux chaînes amplificatrices. Une fois l'impulsion amplifiée à 1ω , elle est convertie à 3ω par deux cristaux de KDP. Un réseau à 3ω est utilisé pour focaliser l'impulsion laser. L'utilisation de deux réseaux (1ω et 3ω) permet de lisser longitudinalement le faisceau laser. Ce point sera décrit en détail par la suite. Enfin l'impulsion passe par une RPP qui lisse spatialement transversalement l'impulsion et par une lame pare-éclats. La propagation du faisceau dans la chaîne laser, la conversion du faisceau à 3ω ainsi que la focalisation du faisceau en centre chambre sont schématisées sur la figure 2.25. En sortie de chaîne laser 4 faisceaux lasers de forme carrée sont regroupés pour créer une même tache focale. L'ensemble de ces quatre faisceaux est appelé « quadruplet ». Sur la figure 2.26 a), on a schématisé les sections de sortie des quatre faisceaux lasers en précisant leurs angles d'incidence sur la cible. La distance focale étant de 8 m, l'ouverture du quad fait approximativement $f/8$. Pour l'expérience présentée, on a choisi une impulsion laser ayant une forme temporelle carrée, une durée de 2,7 ns et une énergie de 10 kJ.

3.1.2 Les impulsions obtenues

Pendant cette expérience, on a choisi d'utiliser des impulsions laser carrées faisant 2,7 ns. Les profils temporels obtenus pour chaque tir sont tracés sur la figure 2.26 b). Les énergies obtenues pendant les différents tirs sont présentées dans le tableau 2.5.

3.2 La tache focale

Dans un premier temps, on présente le lissage particulier de l'impulsion laser. Ensuite la tache focale utilisée pendant l'expérience est décrite. En particulier, on expose une ca-

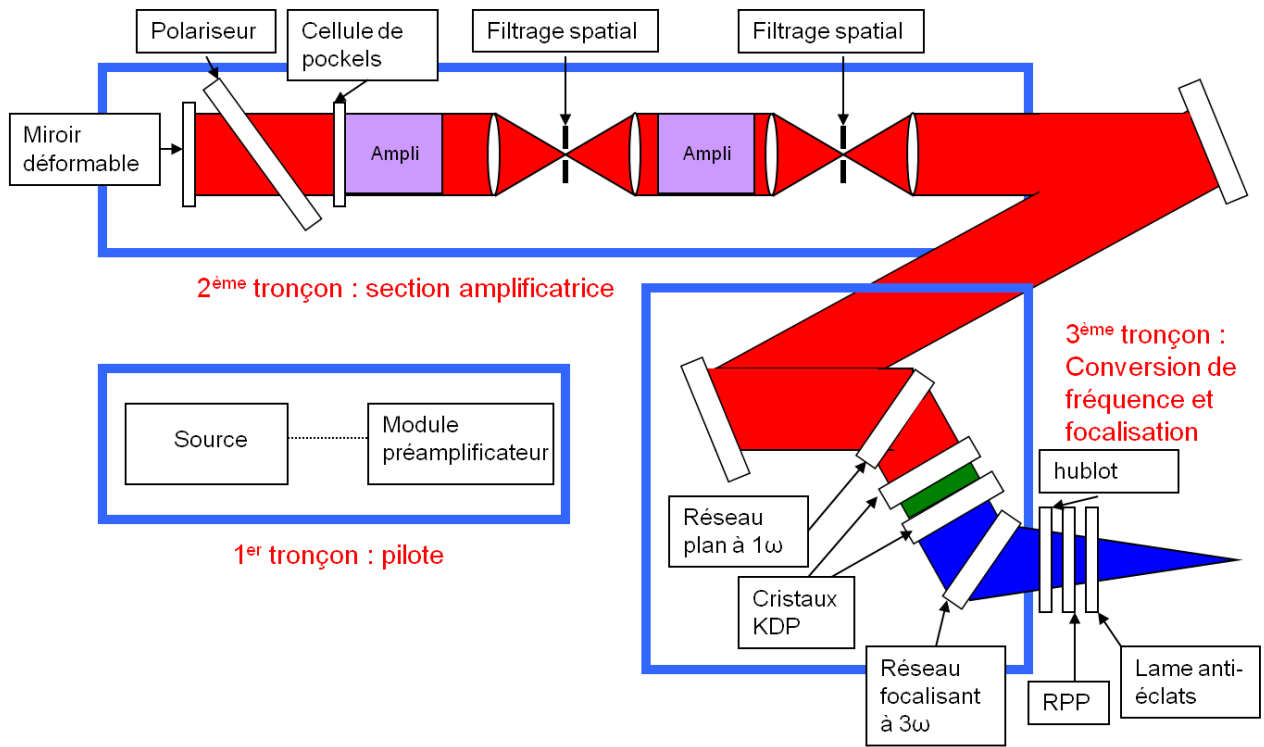


Figure 2.25 – Schéma de la chaîne de création de l'impulsion laser de la LIL

Nom du tir	Prepa 1	Prepa 2	ILP 1	ILP 2	ILP 3	ILP 4
Energie (J)	12853	12604	12061	11703	11385	10944

Tableau 2.5 – Energie laser obtenues pendant les tirs

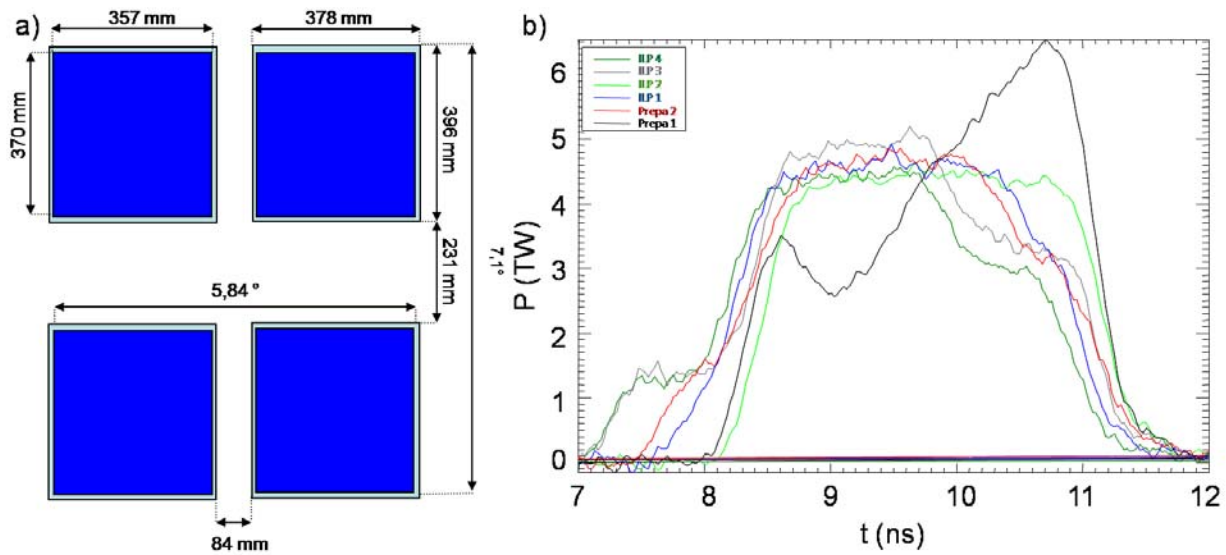


Figure 2.26 – a) Schéma du quadruplet de la LIL, des faisceau (en bleu) et des ouvertures par lesquelles passent les faisceaux (en bleu ciel). Les angles indiqués correspondent à l'ouverture des faisceaux, les proportions sont respectées. b) Profils temporels des impulsions laser obtenus pendant l'expérience sur la LIL

ractérisation expérimentale de la tache focale.

3.2.1 Le lissage par SSD

Les données relatives au lissage optique mentionnées ici sont extraites de la référence [84]. Le faisceau laser de la LIL est lissé par deux méthodes : (i) le lissage spatial de l'impulsion par RPP, (ii) le Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale (LDSL). Le lissage par RPP a déjà été étudié dans la section 2.2. Sur ce laser, la lame de phase est constituée par la juxtaposition de cellules carrées de 1 cm de côté. On déduit les paramètres de la tache focale induits par la RPP :

$$\phi = 342,5\mu m, L = 5,5mm, \rho_0 = 2,71\mu m, l_0 = 135\mu m$$

Le LDSL est utilisé dans le but de créer une tache focale qui, d'une part, est composée d'un ensemble de taches focales de type RPP décalées longitudinalement, et, d'autre part, a une répartition d'intensité qui change rapidement dans le temps. Le schéma du LDSL réalisé sur la LIL est présenté sur la figure 2.27.

On va maintenant détailler la fonction de chacun des composants qui apparaissent dans ce schéma en réalisant les applications numériques pour le laser de la LIL :

Le pilote

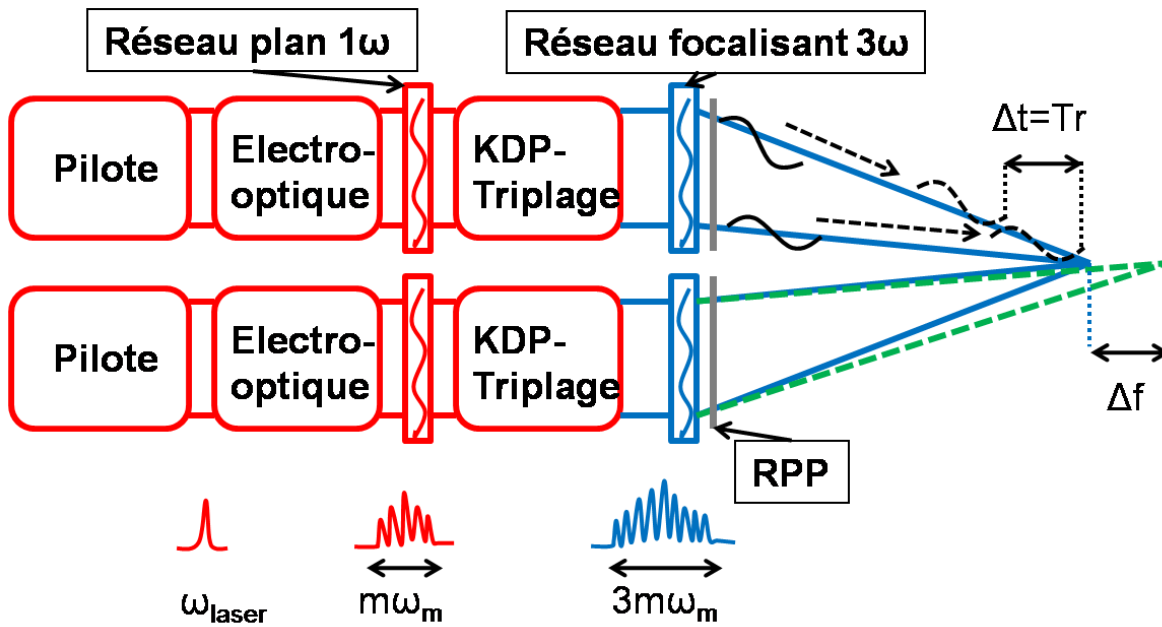


Figure 2.27 – Schéma du lissage optique réalisé sur le laser de la LIL. On a indiqué l'élargissement spectral de l'impulsion durant la propagation de l'impulsion laser dans la chaîne de création

Le pilote crée l'impulsion laser à $1,053 \mu\text{m}$. La pulsation associée est :

$$\omega_{laser} = 1,8 \times 10^{15} \text{s}^{-1}$$

Le modulateur Electro-Optique (E-O)

Le E-O module temporellement la phase du champ électrique associé au laser, on obtient alors :

$$\phi(t) = \omega t + m \sin(\omega_m t)$$

où ω_m est la pulsation du modulateur qui se déduit de la fréquence du modulateur f_m par : $\omega_m = 2\pi f_m$. En décomposant la phase avec les fonctions de Bessel, on démontre que la pulsation du laser obtenue est alors un peigne de pulsations composé des pulsations $\omega + n\omega_m$ avec $n < m$. L'élargissement du spectre peut donc s'écrire $2m\omega_m$. Pour le laser de la LIL, on a :

$$f_m = 14,25 \text{GHz}, m = 5, \omega_m = 8,9 \times 10^{10} \text{s}^{-1}, \Delta\omega = 8,9 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$$

Les cristaux de KDP

Les deux cristaux de KDP triplent la fréquence du faisceau. On obtient alors :

$$\phi(t) = 3\omega t + 3m \sin(\omega_m t)$$

La largeur du peigne est donc multipliée par 3. On peut alors en déduire l'élargissement du spectre qui est donné par : $\Delta\lambda = \lambda(\Delta\omega/\omega)$. L'application numérique donne :

$$\Delta\omega = 2,67 \times 10^{12} s^{-1}, \Delta\lambda = 0,17 nm$$

Le réseau focalisant à 3ω

Le réseau focalisant a une double utilité :

1. il sépare longitudinalement les fréquences.

En effet, la distance focale du réseau varie avec la longueur d'onde, donc chaque fréquence du peigne de fréquences va créer une figure de *speckle* qui sera séparée longitudinalement de la figure de *speckle* associée à une autre fréquence. Pour le laser de la LIL, sachant que pour une différence de longueur d'onde de 0,1 nm, la distance de focalisation va varier de 2,3 mm, on peut calculer le dépointage maximum :

$$\Delta f_{max} = 3,9 mm$$

2. il décale temporellement les rayons lumineux en fonction de leur incidence.

Contrairement à une lentille, avec une focalisation par réseau, les rayons lumineux issus du centre du réseau vont avoir une distance optique plus courte que les rayons issus des bords du réseau. Les peignes de fréquence vont alors interférer avec des peignes de fréquence décalés temporellement, le décalage étant plus ou moins grand suivant l'incidence du rayon lumineux. La tache focale qui résulte de l'interférence de l'ensemble des peignes va donc être modifiée dans le temps. Il est à noter que les mouvements de la tache focale vont être aléatoires pendant la période de modulation $T_m = 1/f_m$. Au delà, les mouvements se répètent et le lissage ne progresse plus. Le retard temporel longitudinal (T_r) qui est défini comme le décalage temporel maximum qui a lieu entre les rayons issus des bords du réseau et les rayons issus du centre du faisceau mesure, pour le laser de la LIL :

$$T_r = 86 ps$$

L'évolution temporelle de l'intensité d'un point chaud varie donc en fonction du temps. On définit alors le temps de corrélation (τ_c) comme la largeur à mi-hauteur de l'évolution temporelle de l'intensité du point chaud. Quand m est grand devant 0,56, le temps de corrélation est alors donné par :

$$\tau_c = 0,71 \frac{1}{2mf_m} \quad (2.20)$$

Pour le laser de la LIL, on obtient un temps de corrélation de :

$$\tau_c = 1,7ps$$

3.2.2 Caractérisation de la tache focale

Pendant l'expérience, la cible était située à 5,5 mm du centre chambre en direction du laser. Par conséquent, les taches focales des quatre faisceaux laser étaient légèrement séparées au niveau de la cible. La longueur de Rayleigh du quad est égale à 1,3 cm. Or des simulations ont été réalisées qui ont montré que la distance à partir de laquelle on peut considérer que les quatre faisceaux sont complètement séparés (stade de la propagation où le décalage du centroïde de chaque faisceau dépasse le rayon moyen d'un faisceau) est légèrement supérieure à la longueur de Rayleigh du quad. Par conséquent, au niveau de la cible les quatre faisceaux n'étaient pas complètement séparés. La tache focale va donc être composée de *speckle* de taille importante (*speckle* créés par un seul faisceau) :

$$\rho_{0,grosspeckle} = 6,8\mu m, l_{0,grosspeckle} = 486\mu m$$

et de *speckle* de taille plus petite (*speckle* créés par le quad) :

$$\rho_{0,petitspeckle} = 2,7\mu m, l_{0,petitspeckle} = 135\mu m$$

Par conséquent, puisque de plus les faisceaux sont légèrement séparés, la répartition d'intensité dans la tache focale va présenter des structures de longueur importante.

La forme de la tache focale a été caractérisée expérimentalement par une mesure à bas flux. Le résultat est présenté sur la figure 2.28 a). On peut voir que les quatre faisceaux sont relativement séparés. La tache focale a aussi été caractérisée pendant le tir réalisé sur cible de cuivre seule avec la sténopé X-dur qui a mesuré l'émission du cuivre en face avant. Le résultat est présenté sur la figure 2.28 b). On mesure un diamètre de la tache focale à mi-hauteur en intensité de l'ordre de 900 μm . On déduit donc l'intensité moyenne du laser :

$$I_0 = 3.8 \times 10^{14} W/cm^2$$

3.3 Les diagnostics LIL

Sur la chambre d'expérience du laser de la LIL est implantée une grande variété de diagnostics. Les dispositions des différents diagnostics autour de la chambre d'expérience

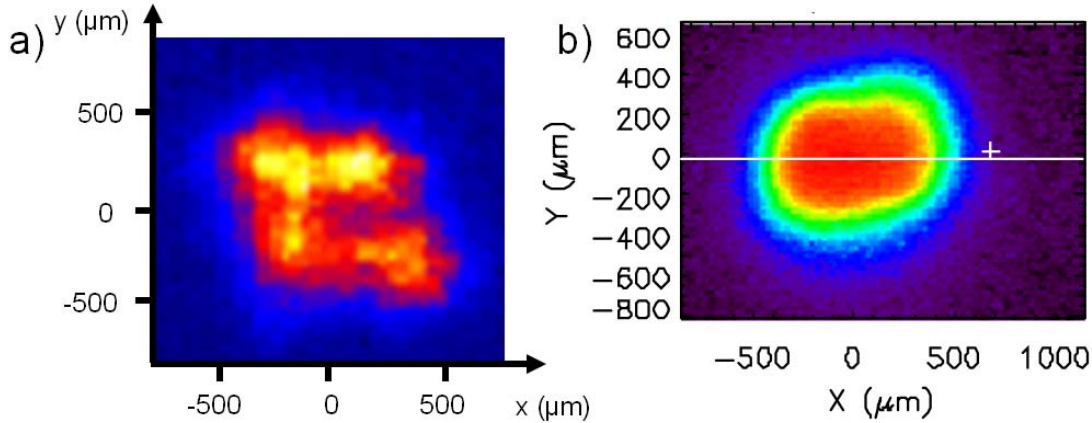


Figure 2.28 – a) Mesure à bas flux de la tache focale du laser de la LIL défocalisée de 5,5 mm ;
 b) émission du cuivre mesurée à l'aide de la sténopé X-dur lors d'un tir réalisé sur cuivre seul

sont présentés sur la figure 2.29. Sur la figure 2.30, on a schématisé les différents diagnostics utilisés. On va maintenant donner les caractéristiques des différents diagnostics mis en marche pendant cette expérience.

3.3.1 La mesure d'énergie Raman-Brillouin rétrodiffusée

La lumière rétrodiffusée est focalisée par les réseaux focalisant sur des fibres optiques qui, d'une part, envoient la lumière sur les fentes de deux spectromètres Raman-Brillouin couplés à deux caméras à balayage de fente qui permettent d'obtenir une image spatio-temporelle de la lumière rétrodiffusée de type Raman (360 à 700 nm) et Brillouin (349 à 353 nm). D'autre part, la lumière est envoyée sur quatre photodiodes (deux pour le Raman et deux pour le Brillouin). La multiplication des photodiodes permet d'effectuer des filtrages différents augmentant ainsi la dynamique de détection. Les images obtenues des spectres Raman doivent être traitées numériquement afin de prendre en compte la dispersion de la fibre optique. Les photodiodes ont été calibrées en énergie. On a :

$$E_{SBS,voiedirecte}(J) = 2,47U(Vns)10^{DO}$$

$$E_{SBS,voieindirecte}(J) = 25,4U(Vns)10^{DO}$$

$$E_{SRS,voiedirecte}(J) = 0,926U(Vns)10^{DO}$$

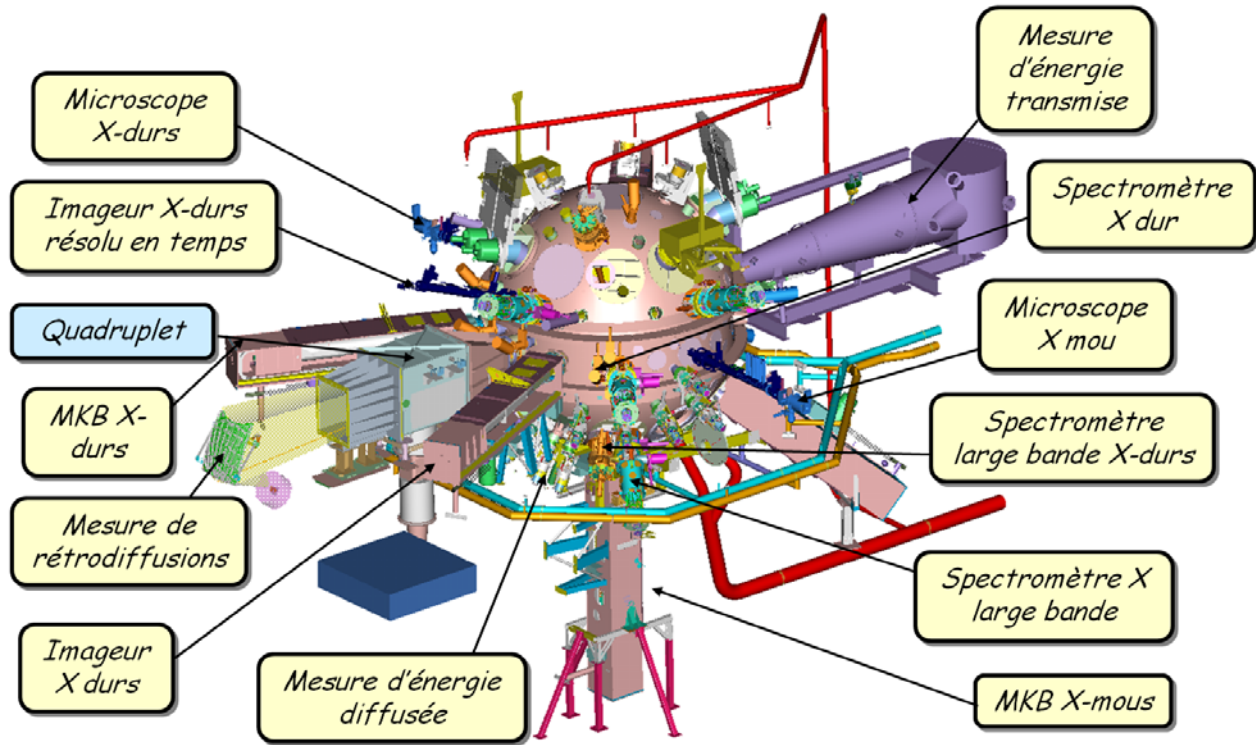


Figure 2.29 – Positionnement des diagnostics autour de la chambre d’expérience de la LIL

$$E_{SRS,voieindirecte}(J) = 0,0926U(Vns)10^{DO}$$

où $U(Vns)$ représente l’intégrale du signal obtenu sur l’oscilloscope et DO représente la densité optique comprenant :

- la densité optique du barillet,
- l’atténuation électrique sur l’oscilloscope.

La fenêtre spectrale de la table d’analyse Raman regarde une zone comprise entre 270 nm et 800 nm. La fenêtre spectrale de la table d’analyse Brillouin est comprise entre 3491,1 Å et 3528,9 Å.

3.3.2 La mesure de l’énergie rétro-déviée et transmise déviée

La lumière déviée hors cône en transmission ou en rétrodiffusion avec un angle de déviation faible est mesurée par l’intermédiaire de deux diffuseurs regardés par deux caméras CCD. Le diffuseur en rétrodiffusion est situé à 1825 mm du centre chambre et le diffuseur situé en transmission est situé à 1833 mm du centre chambre. Les caractéristiques des deux diffuseurs sont résumées sur les figures 2.31 a), b) et c). 8 photodiodes sont aussi associées à ces diffuseurs afin de les calibrer en énergie.

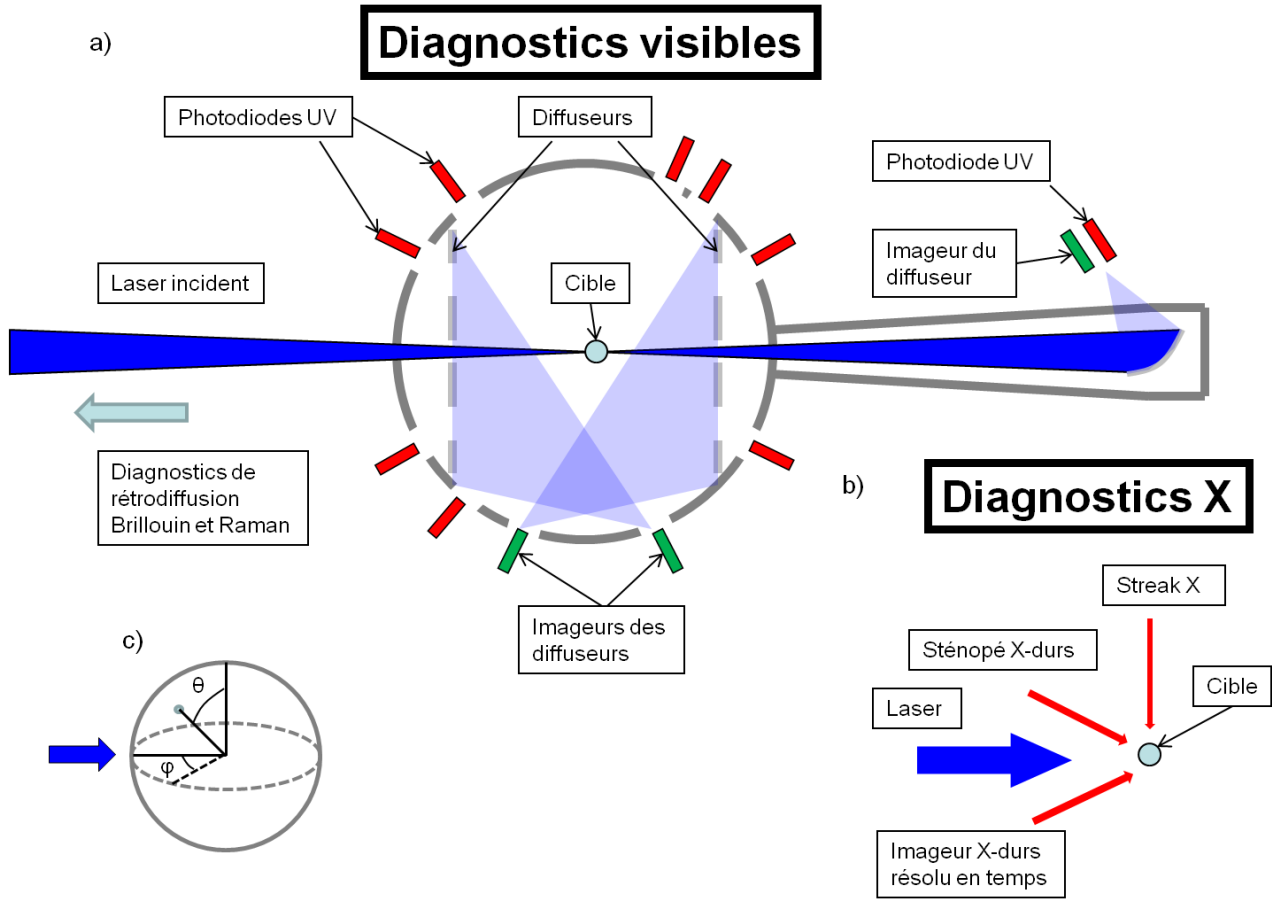


Figure 2.30 – Schéma des diagnostics utilisés pendant ces tirs laser : a) les diagnostics visibles ; b) les diagnostics X ; c) définition des angles θ , ϕ et α

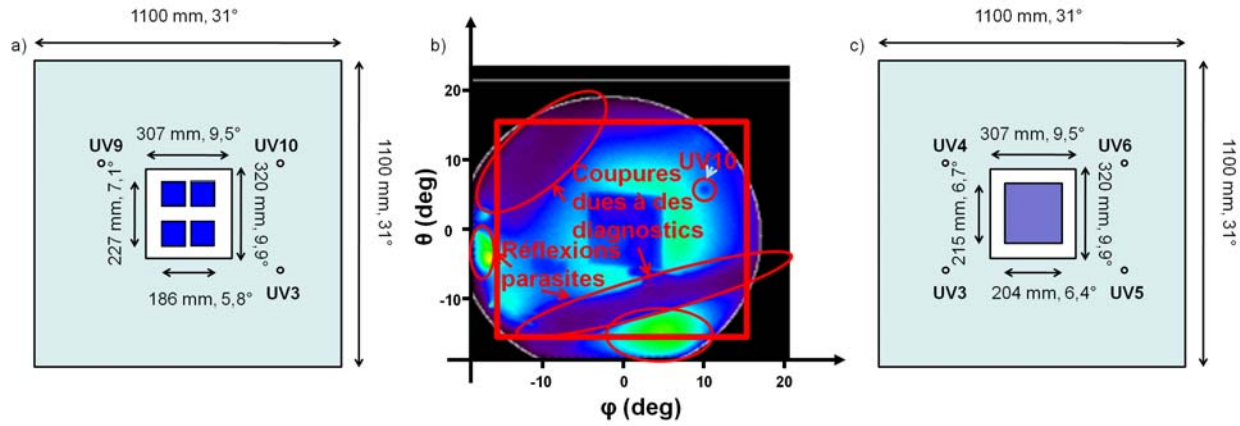


Figure 2.31 – Schéma des diffuseurs disposés autour du faisceau laser : a) le diffuseur rétro-dévié ; b) exemple d’image obtenue sur le diffuseur rétro-dévié (la carré rouge représente la taille du diffuseur, on a aussi représenté la position de la photodiode UV10, les coupures dues aux diagnostics situés entre la caméra et le diffuseur et les réflexions parasites) ; c) le diffuseur transmis-dévié. Les angles indiqués représentent les angles d’incidences au niveau de la tache focale. Les différentes proportions sont respectées sur les figures a) et c)

3.3.3 La mesure d’énergie transmise

L’énergie laser transmise à travers la cible est mesurée grâce à un diffuseur de forme ellipsoïdale qui permet de focaliser le faisceau transmis sur un module de détection. Ce module est composé d’un imageur qui permet de faire une image du diffuseur et de deux photodiodes qui mesurent l’énergie transmise. L’angle de collection du diffuseur fait $1,315 \times 10^{-2}$ sr. Sur la figure 2.31 c), on a tracé l’ouverture du diffuseur situé en transmission au niveau du diffuseur qui mesure l’énergie transmise déviée. La mesure d’énergie transmise a été calibrée de manière absolue. Pour la photodiode qui utilise l’oscilloscope IN 7100, on a :

$$E_{transmise}(J) = 22,68 \times 10^{DO} \times U(Vns)$$

Ce système de mesure d’énergie a un temps de montée et un temps de descente de l’ordre de 100 ps permettant une étude temporelle du signal transmis. Pour la photodiode TDS964C, on a :

$$E_{transmise}(J) = 90,4 \times 10^{\frac{dB}{10}} \times 10^{DO} \times U(V)$$

U(V) représente la tension maximale obtenue sur la l’oscilloscope.

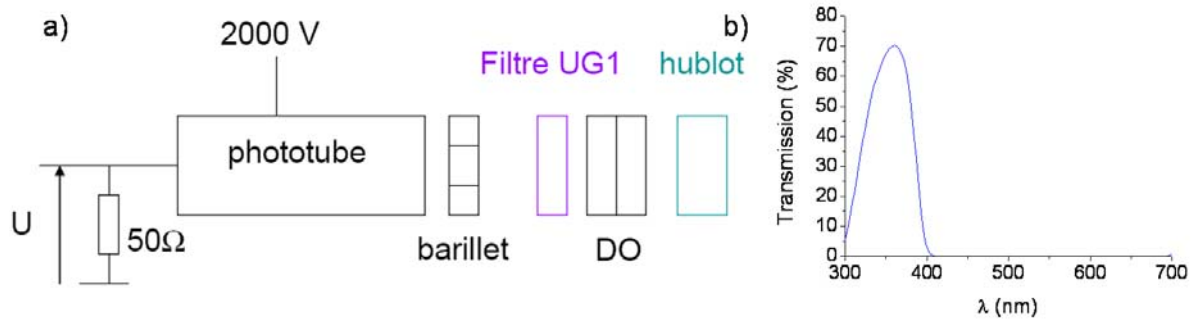


Figure 2.32 – a) Schéma du système de mesure de l'énergie diffusée; b) transmission du filtre UG1. On voit que seule la lumière Brillouin diffusée est collectée par le phototube

3.3.4 La mesure d'énergie diffusée

Douze modules de détection, dix faisant partie du diagnostic plasma 1.02 et deux du diagnostic plasma 1.03 (UV9 et UV10) sont disposés dans l'espace afin de mesurer l'énergie diffusée par la cible du côté du laser. Parmi ces photodiodes, trois sont installées à l'intérieur du diffuseur rétro-dévié afin de le calibrer en énergie, elles sont schématisées sur la figure 2.31 a). Les modules sont composés d'un phototube qui détecte la lumière UV et trois détecteurs X. Les phototubes sont disposés derrière différentes densités optiques. L'ensemble est schématisé sur la figure 2.32 a). La réponse de l'ensemble du système est calculée à partir de la sensibilité du phototube, de la section d'entrée du phototube, et de la transmission des optiques afin de calibrer la mesure d'énergie. On a :

- le hublot a une transmission de 72%.
- la densité optique mesure 3,86 pour le DP1.02 et 3,43 pour le DP 1.03.
- le filtre UG1 a une densité optique de 0,17 à 351 nm.
- pour le Diagnostic Plasma (DP) 1.02, la densité optique du barillet est de 0 en position 1, de 0,46 en position 2 et de 0,86 en position 3. Pour le DP 1.03, la densité est de 2 en position 5.
- le phototube a une réponse qui diffère suivant le capteur considéré (voir tableau 2.6) et collecte la lumière sur $5,56 \times 10^{-6}$ str.
- une atténuation de 10,12 dB est mise à la suite de ce dispositif.

Sur la figure 2.32 b), la transmission du filtre UG1 a été tracée en fonction de la longueur d'onde. On observe que seule la diffusion due à l'instabilité Brillouin est collectée.

8 phototubes sont disposés dans l'enceinte pour mesurer l'énergie diffusée en avant de la cible dont 4 sont installés sur le diffuseur transmis-dévié et schématisés sur la figure 2.31 c).

Diagnostic Plasma	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.03	1.03
Phototube	UV1	UV2	UV3	UV4	UV5	UV6	UV7	UV8	UV9	UV10	UV9	UV10
θ (°C)	112	144	96	112	112	122	155	112	112	112	84	84
ϕ (°C)	18	288	350	324	306	342	0	54	36	72	10	350
α (°C)	28,1	79,5	11,6	41,4	57	36,2	65	57	41,4	73	11,6	11,6
Sensibilité (mA/W)	15,5	25,1	22,9	33,6	26,6	18,8	31,8	27,9	26,3	27,6	18,5	18,4

Tableau 2.6 – Tableau donnant la disposition des phototubes dans la chambre d’expérience et leurs sensibilités. θ , ϕ et α représentent les angles indiqués sur la figure 2.30 c)

3.3.5 Les imageurs X

L’imageur statique à sténopé

Ce détecteur permet d’obtenir une image X en face avant du plasma intégrée sur la durée de l’interaction.

Le multi-imageur à microscope X

Les deux multi-imageurs à microscope X permettent d’obtenir 8 images X en face avant de la cible avec une résolution temporelle de 100 ps sur une caméra à image intégrale. Pour ces expériences on a utilisé l’imageur X. Celui-ci a une plage de mesure qui s’étend de 1 keV à 5 keV, possède une résolution spatiale de 30 μm dans un champ d’observation de 2 mm et un grandissement de 4. Cet imageur a permis de faire plusieurs images de l’émission X du cuivre placé en arrière de la mousse pour différents temps. Une description de ce diagnostic est présentée dans la référence [88].

L’imageur à microscope X

Celui-ci utilise un microscope X pour former une image de l’émission X transverse de la cible sur une CBF de résolution temporelle 30 ps. La résolution spatiale de ce diagnostic est de 30 μm dans un champ d’observation de 3 mm avec un grandissement de 5,5. Ce diagnostic a été utilisé pour mesurer la vitesse d’ionisation de la mousse.

Les filtres X utilisés

L’émission X mesurée est due :

- au carbone et à l’oxygène qui constituent la mousse,
- au dopant chlore de la mousse,
- à la feuille de cuivre.

Sur la figure 2.33, on a exposé les gammes d’émission relatives aux différents éléments. Afin d’atténuer le signal X mesuré sur le multi-imageur à microscope X et sur l’imageur à microscope X, nous avons utilisé différents types de filtrations. Les transmissions spectrales des filtres utilisés sont représentées sur les figures 2.34 a), b), c) et d). Dans

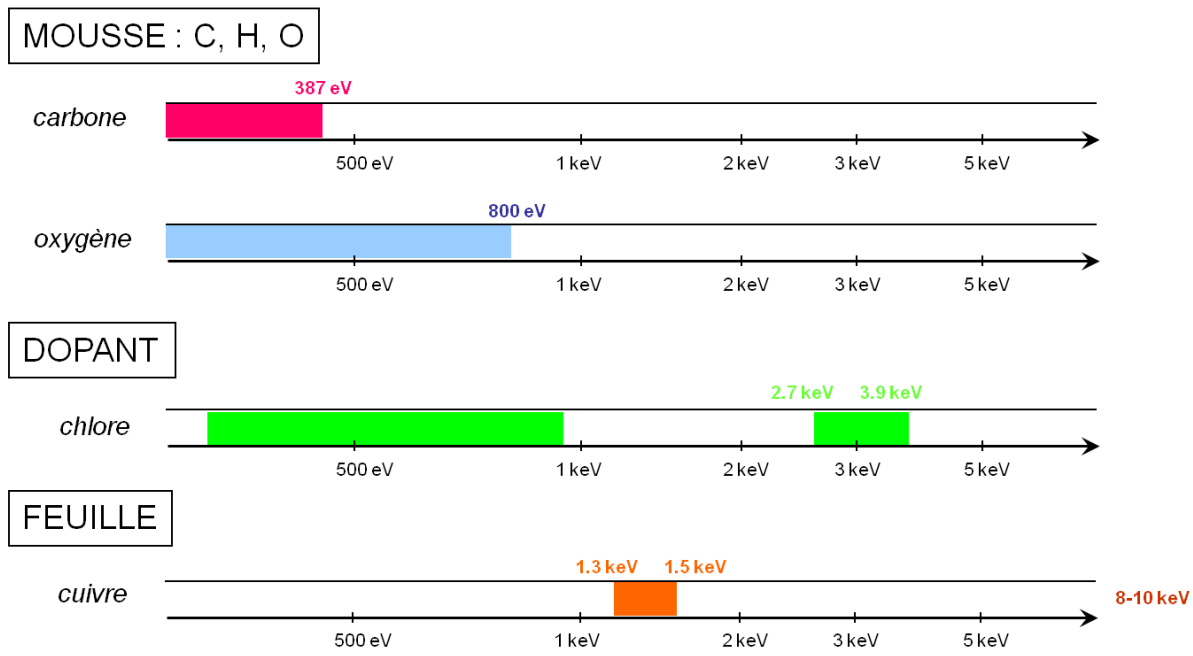


Figure 2.33 – gamme d’émission X de l’oxygène et du carbone qui constituent la mousse, du dopant chlore présent dans la mousse, de la feuille de cuivre

le cas du multi-imageur X, le diagnostic coupe le signal X en dessous de 1 keV et dans le cas de l’imageur à microscope X, le signal dû au carbone et à l’hydrogène peut être négligé car l’émission du dopant chlore est beaucoup plus intense. On a donc représenté la transmission spectrale dans chaque cas à partir de 1 keV.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les laser et les diagnostics utilisés pendant les expériences réalisées sur les installations de la LIL et du LULI 2000. Plus précisément, nous avons exposé les configurations laser utilisées et les taches focales obtenues (en distinguant le cas des faisceaux lissés ou non lissés). Nous avons précisément détaillé les deux diagnostics de rétrodiffusion mis en place sur le LULI 2000 en indiquant leurs calibrations et leurs précisions et en montrant qu’ils sont adaptés aux mesures que l’on a voulu effectuer. Les caractéristiques des diagnostics utilisés sur la LIL ont été exposées.

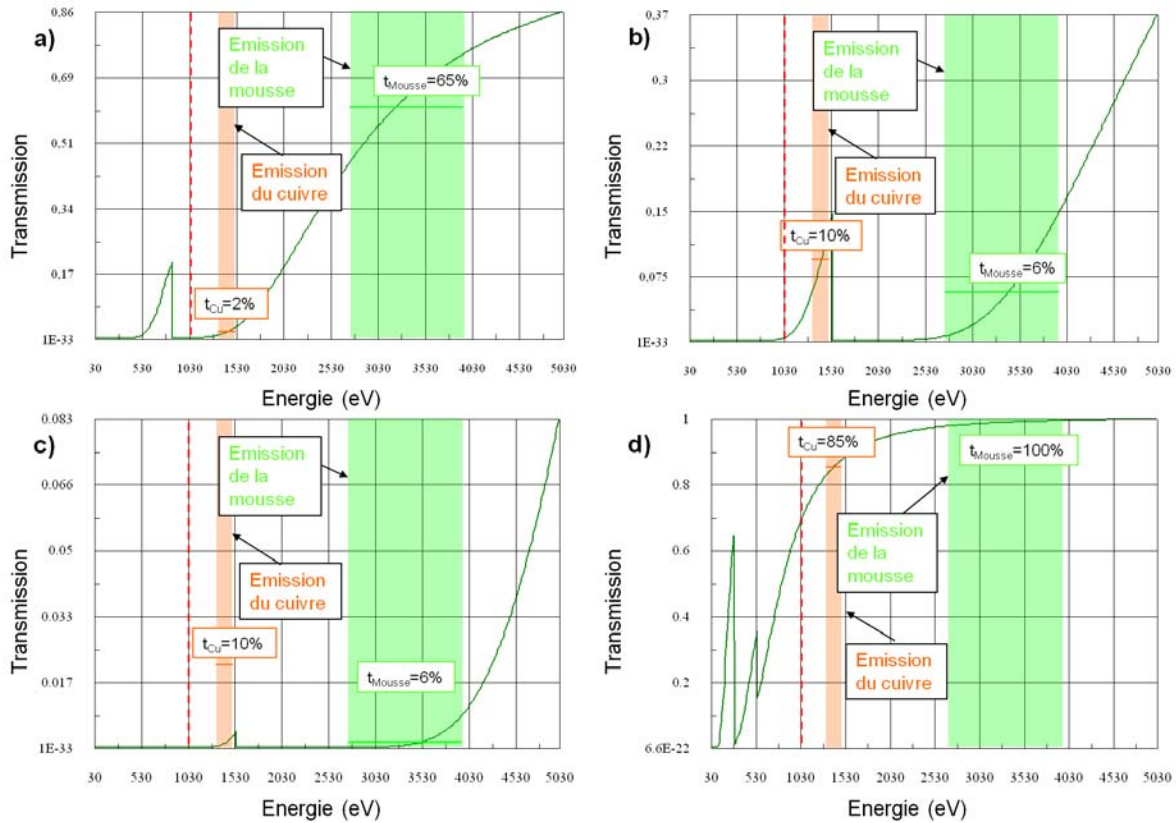


Figure 2.34 – transmissions spectrales : a) d'1 μm de Nickel ; b) de 20 μm d'Aluminium ; c) de 3 μm de Mylar + 25 μm d'Aluminium ; et d) de 1 μm de Mylar. Sur la courbe, on a indiqué les transmission moyennes des émission du cuivre et de la mousse. On a aussi indiqué en trait rouge pointillé le seuil approximatif de coupure du multiimageur à microscope X et de l'imageur à microscope X (cette coupure est due aux miroirs qui acheminent la lumière jusqu'à l'imageur)

Chapitre 3

Caractéristiques des plasmas mis en œuvre

1 Introduction

Un plasma est défini ici comme de la matière totalement ionisée. Il est donc uniquement composé d'ions et d'électrons non liés. Différents paramètres physiques permettent de caractériser un plasma. Les plus importants pour l'interaction sont :

- les profils de températures électronique et ionique,
- le profil de densité électronique,
- le profil de vitesse d'expansion des particules.

Le plasma dépend du type de cible que l'on utilise. On peut distinguer les cibles complexes (*hohlraum*, *gas bag*) et les cibles simples constituées d'un seul matériau. Avec ces dernières, on obtient des plasmas plus faciles à modéliser et des résultats *a priori* plus simples à analyser. Parmi les cibles simples, on peut citer :

- la feuille épaisse : le plasma a un profil de densité électronique approximativement exponentiel jusqu'à la densité critique.
- la feuille mince : le plasma est rapidement sous critique, explose et a un profil de forme parabolique inversée.
- le jet de gaz : le plasma est relativement homogène en densité et a une densité électronique initiale ajustable. La vitesse d'expansion des particules est relativement faible car il n'y a pas de phénomène d'ablation pendant l'ionisation
- la mousse ionisée de façon supersonique : le plasma est très homogène en densité et en température, la vitesse d'expansion est approximativement nulle

Ces études sont d'autant plus utiles que les plasmas de FCI peuvent être décomposés en plasmas simples. En effet :

- le plasma type feuille épaisse correspond, dans le schéma d’attaque indirecte, au plasma créé au niveau des parois du *hohlraum* et dans le cas de l’attaque directe, au plasma qui se forme devant la cible.
- le plasma type jet de gaz permet de modéliser le plasma de gaz de cavité.

Le matériau composant la cible détermine le numéro atomique et la charge du plasma obtenu. On peut noter que les plasmas de cible envisagés dans le cadre de la FCI ont *a priori* des numéros atomiques faibles (voir section i). Enfin, le plasma peut être préformé, c’est à dire que l’on utilise un faisceau laser arrivant sur la cible avant le faisceau principal (ce faisceau est appelé « faisceau de création »), afin que le plasma soit déjà créé quand l’impulsion laser principale arrive sur la cible. Ceci permet de réaliser les mesures dans un plasma chaud et complètement ionisé dont les caractéristiques initiales sont indépendantes du faisceau d’interaction.

Le plasma dépend aussi des caractéristiques du laser (énergie laser, intensité, tache focale,...). La configuration du laser doit donc être définie en fonction du plasma désiré.

Afin de comprendre les résultats obtenus et d’analyser les processus physiques associés, il est nécessaire d’avoir une connaissance précise des paramètres du plasma. Trois moyens sont utilisés pour déterminer les caractéristiques du plasma :

- les calculs théoriques et les lois d’échelles établies suivant le type de cible utilisé,
- la simulation de l’hydrodynamique du plasma,
- par déduction à partir des mesures réalisées : cette technique sera employée dans les chapitre 4, 5, 6 et permettra de valider les résultats des simulations numériques.

Pour nos expériences, les cibles utilisées étaient les suivantes :

- des feuilles épaisses de parylène (CH) préformées à la longueur d’onde du laser d’interaction pour comparer les taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation à 2ω et à 3ω ,
- des jets d’éthylène préformés à la longueur d’onde du laser d’interaction pour étudier la rétrodiffusion Raman en fonction de la densité électronique,
- des mousses ionisées de façon supersonique pour l’étude de la réduction de l’*imprint*.

Dans la première partie, nous présentons les plasmas utilisés en détaillant les choix de cible et de configuration laser que l’on a faits pour chaque expérience en fonction de son objectif. Pour ce faire, on s’est servi de lois théoriques et de lois d’échelle pour estimer les caractéristiques des plasmas. Par ailleurs, on a caractérisé un jet d’éthylène par interférométrie et les résultats sont exposés. La seconde partie traite des simulations numériques des différentes expériences ainsi que des résultats correspondants.

2 Le choix des plasmas utilisés

Dans les deux premières parties, nous expliquons les motivations des choix de cible et de configuration laser que l'on a faits pour les expériences menées sur le LULI 2000. Nous détaillons aussi les premières estimations des paramètres des plasmas calculées à l'aide de lois théoriques et de lois d'échelle. La troisième partie est consacrée à la caractérisation par interférométrie du jet d'éthylène utilisé lors des expériences faites sur le LULI 2000. Nous précisons dans une quatrième partie les paramètres de cible retenus pour les expériences réalisées sur la LIL.

2.1 La feuille de CH préformée

Pour cette expérience, le choix de la cible et des paramètres laser a été motivé par trois raisons :

- avoir des paramètres plasma similaires à 2ω et à 3ω ,
- être dans un contexte de FCI,
- réaliser une comparaison la plus générale possible en ayant un profil de densité complet jusqu'à la densité critique.

Dans cette partie nous expliquons d'abord le choix de la cible puis nous détaillons les paramètres du faisceau de création retenus.

2.1.1 Les raisons du choix du plasma

1. **Ne pas privilégier le développement de l'instabilité sur une densité électronique particulière.** En effet, contrairement à l'instabilité Raman, l'instabilité Brillouin peut se développer sur toutes les densités électroniques jusqu'à la densité critique donc ce critère permet de se placer dans des conditions générales. Afin de répondre à ce critère, on a utilisé un plasma de feuille épaisse préformé à la longueur d'onde du faisceau d'interaction : en utilisant un plasma de feuille épaisse, on obtient un profil de densité approximativement exponentiel, de plus, la densité critique dépend de la longueur d'onde du laser (voir équation 1.5), donc, en préformant le plasma à la même longueur d'onde que celle du faisceau d'interaction, le plasma préformé contient la densité critique du faisceau d'interaction.
2. **Avoir un plasma totalement ionisé.** L'irradiation d'une cible solide par une impulsion laser dont l'éclairement dépasse $10^{14}W/cm^2$ conduit à un plasma que l'on peut considérer comme totalement ionisé si le matériau de l'ablateur est de numéro atomique faible ($Z < 13$) [1, page 191]. Par conséquent, l'utilisation d'une feuille composée de carbone ($Z = 6$) et d'hydrogène ($Z = 1$) assure d'obtenir un plasma totalement ionisé.

3. **Avoir des paramètres plasma indépendants des paramètres du faisceau laser.** En utilisant un plasma préformé, les paramètres du plasma dépendent des paramètres du faisceau de création, les paramètres du plasma sont donc indépendants des paramètres du faisceau d'interaction. Ceci permet de réaliser une étude en ne variant qu'un seul paramètre tel que l'intensité du faisceau d'interaction.

2.1.2 Les paramètres du faisceau de création retenus

L'intensité du faisceau de création est un paramètre qui détermine la température électronique et la longueur caractéristique du gradient de densité du plasma. Afin d'obtenir des plasmas comparables à 2ω et à 3ω , on a envisagé 3 possibilités :

1. Garder le taux de masse ablatée

Le taux de masse ablatée ($\frac{dm}{dt}$) est donné, dans un plasma de CH, pour une intensité laser supérieure à 10^{13} par [89, 90] et [2, page 225] :

$$\frac{dm}{dt}(g/s.cm^2) = 1,11 \times 10^5 \frac{I(10^{14}W/cm^2)^{1/3}}{\lambda(\mu m)^{4/3}} \quad (3.1)$$

Donc pour conserver le taux de masse ablatée, il faut avoir $I_{3\omega} = 0,2I_{2\omega}$. Dans ce cas, l'intensité à 2ω est très supérieure à l'intensité à 3ω .

En écrivant l'égalité du flux absorbé avec le flux thermique, en supposant que l'absorption ait lieu à une densité électronique particulière, on peut déduire une estimation de la température électronique [1, page 191] :

$$T_e(eV) = 600 \left(\frac{1}{f} I(10^{14}W/cm^2) \lambda_{laser}(\mu m)^2 \frac{n_e}{n_c} \right)^{2/3} \quad (3.2)$$

où f est un facteur appelé « flux limite », il est souvent pris égal à 0,05. Par conséquent, en utilisant le critère précédent, la température électronique est très différente entre les deux plasmas. Or la température électronique est un paramètre clé pour le développement et la saturation de l'instabilité Brillouin : ce critère ne permet pas de réaliser une bonne comparaison et n'est donc pas retenu.

2. Conserver la température électronique

En supposant une détente du plasma à symétrie sphérique, pour calculer la longueur caractéristique (L) du profil de densité électronique, on utilise l'expression [1, page 146] :

$$L(\mu m) = 10 \sqrt{\frac{\langle Z \rangle}{\langle A \rangle}} T_e(eV)^{1/2} \tau(ns) \quad (3.3)$$

Conserver la température électronique présente donc l'avantage de conserver le profil de densité du plasma. Seulement, d'après l'équation 3.2, conserver la température électronique implique que $I_{3\omega} = 2, 2I_{2\omega}$. Le taux de masse ablatée est alors très différent entre les deux plasmas et les plasmas ne vont pas être comparables. Cette solution n'est donc pas acceptable.

3. Conserver l'intensité laser

Si l'on conserve l'intensité laser, en utilisant les différentes équations précédentes, on calcule :

$$T_e(3\omega) = 0, 58T_e(2\omega), L(3\omega) = 0, 76L(2\omega), \frac{dm}{dt}(3\omega) = 1, 7\frac{dm}{dt}(2\omega)$$

Cette solution est donc intermédiaire entre les deux solutions précédentes et c'est cette solution que nous avons adoptée.

En supposant que la longueur caractéristique soit conservée entre les deux profils (ce qui est approximativement le cas), on a tracé, sur la figure 3.1, les deux profils de densité électronique. L'intégrale de ces profils représente la quantité de plasma ayant une densité électronique inférieure à la densité critique. On calcule que cette intégrale est égale à $n_c L$ donc est proportionnelle à $\lambda_{laser}^{-4/3}$. Puisque cette intégrale est égale à l'intégrale du taux de masse ablatée pendant la création du plasma, on retrouve ici la dépendance du taux de masse ablatée en fonction de λ_{laser} .

Nous verrons dans la suite que les simulations hydrodynamiques donnent des profils de densité électronique et de température électronique comparables à 2ω et à 3ω .

2.2 Le jet d'éthylène préformé

Le choix de la cible a dû répondre à deux objectifs. D'une part, les conditions devaient permettre d'étudier l'instabilité Raman en régime saturé, d'autre part, on devait avoir une certaine flexibilité pour étudier le développement de l'instabilité en fonction des paramètres plasma.

Concernant l'objectif de saturation, un rapide calcul de gain convectif pour les intensités typiques dont nous disposons ($I_{Max} \approx 10 \times 10^{14} W/cm^2$), en supposant que l'amplification spatiale ait lieu sur la longueur d'un *speckle* et que la température électronique est de l'ordre de 500 eV, indique que n_e doit être supérieure à 7% de la densité critique pour obtenir $G > 15$.

Dans la suite, nous reprenons de façon plus complète les différentes raisons pour lesquelles nous avons choisi d'utiliser un jet de gaz, un gaz de type hydrocarbure et l'hydrocarbure éthylène.

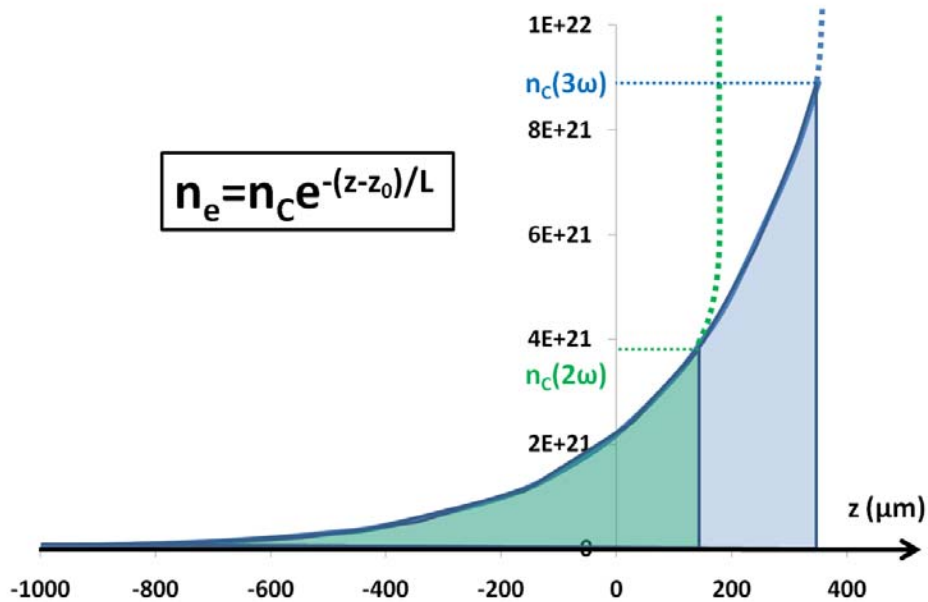


Figure 3.1 – Représentation superposée à 2ω et à 3ω des profils de densités électroniques en supposant qu'ils aient la même longueur caractéristique

2.2.1 L'utilisation d'un jet de gaz préformé

1. **Obtenir un plasma relativement homogène en densité électronique.** En effet, la longueur d'amplification de l'instabilité Raman est déterminée par la longueur caractéristique du profil de densité électronique (voir section 2.4), donc dans un plasma homogène en densité électronique, l'instabilité Raman est susceptible d'être en régime saturé. L'utilisation d'un jet de gaz permet d'obtenir un tel plasma car nous verrons dans la section 2.3 que le profil de densité initial du jet de gaz est très homogène.
2. **Etudier l'instabilité Raman dans un plasma ayant une densité électronique choisie.** En effet, en changeant la pression du gaz en entrée de buse, on modifie la densité électronique initiale du jet de gaz et donc la densité électronique moyenne du plasma. La variation de la densité du jet en fonction de la pression en entrée de buse découle de la « caractérisation du jet de gaz » et peut être mesurée expérimentalement. A l'issue de cette caractérisation, on peut donc choisir la densité électronique moyenne du plasma.
3. **Avoir des paramètres plasma indépendants des paramètres du faisceau laser.** De même que précédemment, en utilisant un plasma préformé, les paramètres du plasma sont indépendants des paramètres du faisceau d'interaction. Ceci permet de ne

varier qu'un seul paramètre tel que l'intensité du faisceau d'interaction ou la densité du plasma.

2.2.2 L'utilisation d'un hydrocarbure

1. **Obtenir une densité électronique suffisante pour saturer le Raman.** En effet, si la densité électronique du plasma est faible, l'amortissement Landau est très important et l'instabilité Raman ne peut pas se développer (voir équation A.35). La pression d'utilisation de la buse étant limitée à 70 bars (nous verrons dans la section 2.3 que pour la buse utilisée, si $Z = 1$, on obtient $n_e/n_c = 0,01$ à 70 bar dans ce cas, l'amortissement Landau est extrêmement grand), puisque la densité électronique du jet de gaz est égale à $Z \times n_{jetdegaz}$ où $n_{jetdegaz}$ représente la densité moléculaire du jet de gaz, on utilise un gaz ayant un numéro atomique assez élevé pour obtenir des densités électroniques suffisantes pour saturer l'instabilité. L'hydrogène et l'hélium n'ont donc pas été choisis.
2. **Avoir un plasma totalement ionisé.** Pour cela, on utilise un gaz ayant un numéro atomique assez faible.
3. **Etre dans des conditions représentatives de l'attaque indirecte.** Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, l'utilisation d'un hydrocarbure sera représentative du gaz qui entoure la cible située au centre du *hohlraum* (voir section i).

2.2.3 Le choix de l'éthylène

Le choix de l'hydrocarbure a uniquement été motivé par le fait d'obtenir un jet de gaz ayant une densité atomique maximale à 70 bar. Pour cela nous avons distingué deux critères auxquels ce gaz doit satisfaire :

1. il doit être gazeux à température ambiante jusqu'à une pression de 70 bars,
2. ses atomes doivent posséder le plus grand nombre d'électrons possible.

Dans le tableau 3.1, les hydrocarbures susceptibles de répondre à ces deux critères sont répertoriés. La température critique représente la température à partir de laquelle le gaz reste à l'état gazeux quelle que soit sa pression. La pression de vapeur saturante est définie comme la pression maximale que peut atteindre le gaz à une température donnée : au delà, il se transforme en liquide. Sur la figure 3.2, on a représenté de façon schématique un diagramme de phase typique d'un gaz. On a donc choisi l'éthylène car c'est l'hydrocarbure qui possède le plus d'électrons par molécule tout en restant gazeux à 70 bars.

Il est à noter que ce gaz est explosible et des précautions d'emploi particulières ont donc été prises (analyse ATEX).

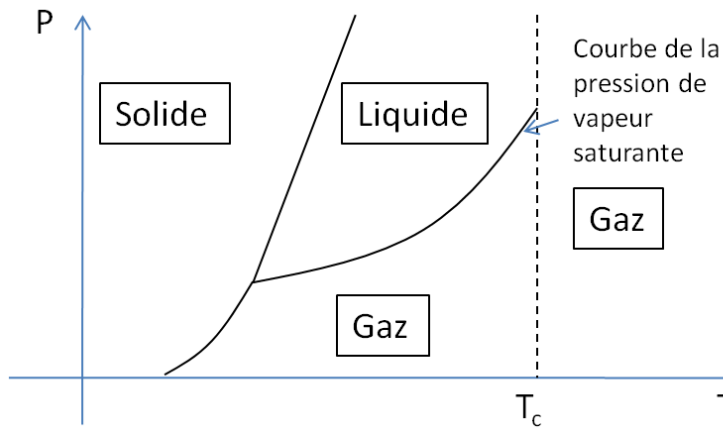


Figure 3.2 – Représentation schématique d'un diagramme de phase d'un gaz

Gaz	Acétylène	Ethane	Ethylène	Méthane	Propane	Propylène
Formule	C_2H_2	C_2H_6	C_2H_4	CH_4	C_3H_8	C_3H_4
Nombre d'électron	14	18	16	10	26	22
Température critique (°C)	35,1	32,2	9,5	-82,7	96,6	91
Pression de vapeur saturante (bar à 20°C)	44	38,3	surcritique	surcritique	8,7	10,3

Tableau 3.1 – Tableau des différentes caractéristiques des hydrocarbures envisagés pour notre expérience.

2.3 La caractérisation du jet d'éthylène

Dans cette partie, on présente une caractérisation expérimentale de la densité du jet de gaz en fonction de la pression du gaz en entrée de buse. Elle est réalisée à l'aide d'un montage optique qui utilise un interféromètre de type Mach-Zehnder [91].

Nous commençons par expliquer la technique de mesure. Ensuite nous montrons les résultats obtenus.

2.3.1 La technique de caractérisation du jet

Le système interférométrique utilisé est schématisé sur la figure 3.3 a). Lorsque le jet de gaz est inactif, la lumière passant dans chaque bras de l'interféromètre suit le même trajet optique. Des franges d'interférence sont obtenues en tournant légèrement un des miroirs comme indiqué sur la figure 3.3 b). Ce dernier est ajusté de sorte que les franges d'interférences soient parallèles à la partie supérieure de la buse, celle-ci étant imagée à l'aide d'une lentille sur un système composé d'une caméra et d'un *shutter*.

Quand le jet de gaz est ouvert, l'indice optique du gaz ($n_{jetdegaz}$) introduit une différence de marche ($\delta(x, y)$) entre les deux bras de l'interféromètre :

$$\delta(x, y) = L(x, y)(n_{jetdegaz} - 1) \quad (3.4)$$

où $L(x, y)$ représente la longueur de gaz traversée. Cette différence de marche induit un déphasage de la lumière qui se traduit par un décalage des franges d'interférence : un décalage d'une frange correspond à un déphasage de 2π donc à une différence de marche de λ_{laser} . En supposant que le jet ait une symétrie cylindrique, en utilisant une inversion d'Abel, on peut alors calculer l'indice du jet de gaz en tout point de l'espace.

La loi de Gladstone-Dale permet de calculer la densité d'un jet de gaz en fonction de son indice optique :

$$n_{jetdegaz} = K\rho \quad (3.5)$$

où K est un facteur dont la valeur varie en fonction du gaz utilisé et ρ représente la densité du gaz. Pour l'éthylène, on a $K = 5.3 \times 10^{23} \text{ cm}^3/\text{g}$. A partir de la caractérisation de l'indice optique réalisée précédemment, on calcule donc la densité du jet en tout point de l'espace.

Un résumé de la structure du programme informatique est présenté sur la figure 3.4.

2.3.2 Les résultats obtenus

Sur la figure 3.5 a), le profil spatial transverse de la densité électronique mesuré à 1 mm au-dessus de la buse est tracé pour les pressions de 30, 40 et 50 bars. Les tirs ayant été

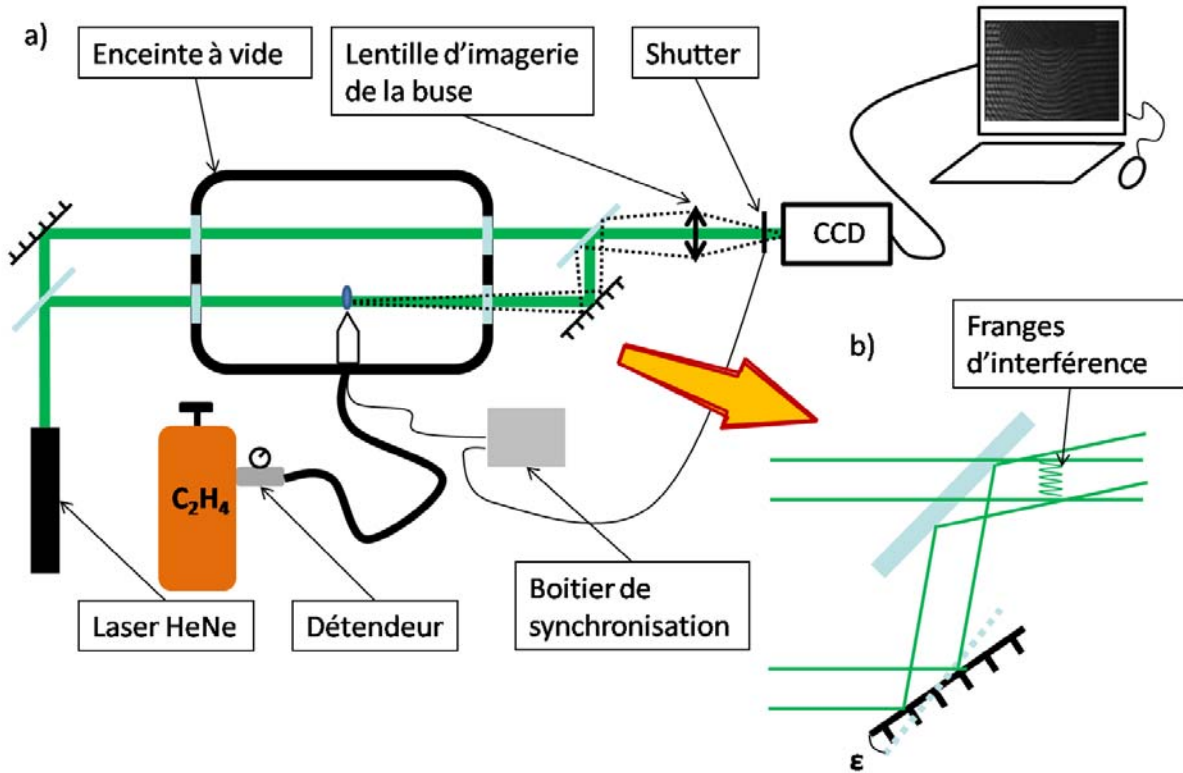


Figure 3.3 – a) Schéma du système interférométrique utilisé pour la caractérisation du jet d'éthylène; b) zoom sur le miroir à partir duquel les franges d'interférences sont créés

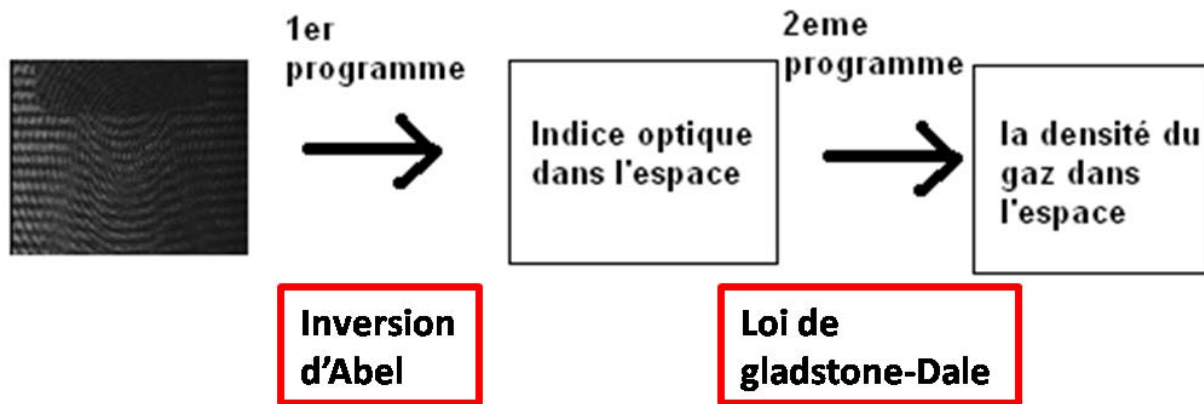


Figure 3.4 – Principe du programme de calcul de la densité atomique du jet de gaz par déconvolution des spectres

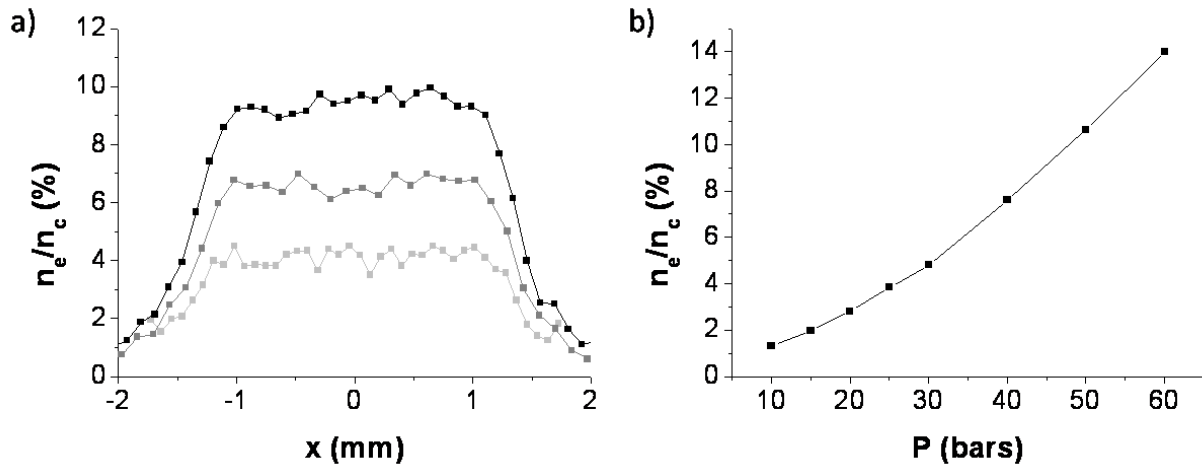


Figure 3.5 – Caractérisation par interférométrie du jet d'éthylène à 1 mm au dessus de la buse en fonction de la pression du gaz en entrée de buse : a) profils spatiaux ; b) tracé de la densité électronique du jet d'éthylène sur la densité critique calculées à 2ω mesurée au centre du jet

réalisés à 1 mm au dessus de la buse lors de l'expérience, la caractérisation a été faite à cet endroit. Dans les profils présentés, la densité moléculaire du jet de gaz a été convertie en termes de densité électronique initiale du jet de gaz, qui correspond à la densité électronique du jet en supposant qu'il soit totalement ionisé, divisé par la densité critique du plasma calculée à 526 nm. Les profils obtenus ont une forme identique aux différentes pressions : ils sont plats au centre du jet sur 2,2 mm et décroissent sur les bords du jet jusqu'à la densité nulle sur une distance approximative de $400 \mu\text{m}$. La figure 3.5 b) montre la variation de la densité du plateau en fonction de la pression du gaz en entrée de buse. La courbe obtenue est approximativement linéaire pour les fortes pressions.

2.4 Les paramètres des mousses utilisées

Pour l'expérience menée sur le laser de la LIL, on a utilisé des cibles composées de mousses sous dense avec feuille de cuivre et sans feuille de cuivre à l'arrière. Une image de la mousse obtenue au microscope électronique est présentée sur la figure 3.6 a) et une image du support de mousse est présentée dans la figure 3.6 b). On mesure que la longueur caractéristique des structures est inférieure à $1 \mu\text{m}$. La taille des structures étant de l'ordre de la longueur d'onde du laser, on obtient un plasma, une fois ionisé, rapidement homogène en densité électronique.

Les mousses utilisées étaient les suivantes :

- mousses fabriquées par Nazarov de formule chimique $C_{15}H_{20}O_6$, de densité 10 mg/cm^3 et de longueur $500 \mu\text{m}$ et $950 \mu\text{m}$ dopées Cl (1%),

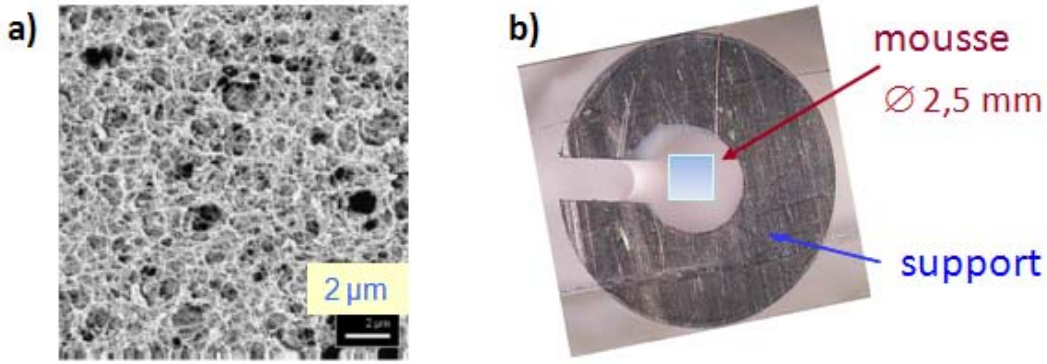


Figure 3.6 – a) Image obtenue à l’aide d’un microscope électronique de la mousse de type « Lebedev » ; b) image du support de la mousse

– mousses fabriquées à l’institut Lebedev (Russie) de formule chimique $C_{12}H_{16}O_8$, de densité 7 mg/cm^3 et de longueur $1000 \text{ }\mu\text{m}$.

A partir de la densité et de la composition de la mousse, on peut calculer sa densité électronique initiale :

$$\left(\frac{n_e}{n_c(3\omega)}\right)_{initiale} = 602,2 \times \rho(\text{g/cm}^3) \times \lambda_{laser}(\mu\text{m})^2 \times \frac{Z_t}{M_t} \quad (3.6)$$

où Z_t représente la charge totale de la molécule et M_t sa masse molaire totale.

Pour la mousse de type « Nazarov », on calcule :

$$\left(\frac{n_e}{n_c(3\omega)}\right)_{initiale, Nazarov} = 0,376$$

et pour la mousse de type « Lebedev » :

$$\left(\frac{n_e}{n_c(3\omega)}\right)_{initiale, Lebedev} = 0,274$$

Les choix des paramètres de mousse (longueur, densité) ont été réalisés pour répondre à deux critères :

1. avoir une vitesse d’ionisation supersonique tout au long de l’irradiation de la mousse
2. être dans un régime où on aura un lissage plasma du laser

Nous allons maintenant détailler ces deux contraintes.

Avoir une vitesse d’ionisation supersonique Nous avons présenté dans la section 3.2.2 une équation permettant d’estimer le temps pendant lequel l’ionisation est supersonique en fonction des paramètres du plasma. Nous montrerons dans la section 3.3 que la température

électronique du plasma de mousse est de l'ordre de 2 keV. Le temps pendant lequel l'ionisation est supersonique est donc donnée par :

- pour la mousse de type « Nazarov » :

$$t_{supersonic} = 1,7ns$$

- pour la mousse de type « Lebedev » :

$$t_{supersonic} = 1,7ns$$

Or la longueur de plasma chauffé est donnée par [81] :

$$l_{heat} = v_{the} \sqrt{\frac{t}{\nu_{ei}}} \quad (3.7)$$

où ν_{ei} représente la fréquence de collision électron-ion donnée par [1, page 194] :

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_{laser}} = 5,45 \times 10^{-5} Z_{eff} \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{\lambda_{laser} T_e^{1,5}} \ln(\Lambda_{ei}) \quad (3.8)$$

On calcule alors que la longueur de plasma ionisé de façon supersonique est égale à :

- pour la mousse de type « Nazarov » :

$$l_{supersonique} = 1,6mm$$

- pour la mousse de type « Lebedev » :

$$l_{supersonique} = 1,7mm$$

Puisque dans chaque cas la mousse utilisée a une longueur inférieure à 1 mm, les résultats indiquent que la vitesse du front d'ionisation est supersonique pendant toute l'ionisation.

Nous verrons dans la section 3.3 que ce résultat a été confirmé par des simulations hydrodynamiques.

Etre dans un régime de lissage plasma Le lissage du laser par le plasma de mousse est nécessaire pour réduire l'*imprint*. Le lissage plasma peut avoir lieu suivant 2 processus physiques (voir section 3.1.3) :

- le FSBS,
- l'autofocalisation.

Les seuils des deux types de lissage ont été donnés dans la section 3.1.2. Dans le tableau 3.2, on a répertorié la valeurs de la puissance des *speckle* et les deux seuils en supposant que l'intensité laser soit égale à $3,8 \times 10^{14} W/cm^2$, que la température du plasma vaut 2,5 keV,

Mousse	Speckle	$P_{speckle}(MW)$	$P_{seuil,inc.ind.}(MW)$	$I_{seuil,FSBS}(10^{14}W/cm^2)$
Nazarov	gros	138	168	1,6
Nazarov	petit	22	168	2,2
Lebedev	gros	138	248	1,8
Lebedev	petit	22	248	2,6

Tableau 3.2 – Puissance des *speckle*, puissance seuil pour le lissage par incohérence induite et intensité seuil pour le lissage sur les fluctuations ioniques du plasma

que la tache focale est composée de petits et de gros *speckle* dont le rayon de corrélation est égal à $2,72 \mu\text{m}$ et $6,8 \mu\text{m}$ respectivement.

On déduit donc que dans les mousses de type « Nazarov », l'autofocalisation se produit dans les petits *speckle* pour $u \geq 8$ soit dans une partie négligeable des petits *speckle* et dans la quasi-totalité des gros *speckle*. Pour les mousses de type « Lebedev », elle apparaît dans les petits *speckle* vérifiant $u \geq 11,5$ donc pour un nombre négligeable de petits *speckle* et dans les gros *speckle* tels que $u \geq 1,48$ soit dans un nombre important de gros *speckle*. De plus l'instabilité Brillouin a lieu dans l'ensemble des *speckle*. Finalement, on peut s'attendre à observer un lissage plasma du laser temporel et spatial relativement important dans le plasma de mousse.

3 Prévision numérique hydrodynamique des plasmas

Les trois expériences présentées dans cette thèse ont été préparées avec plusieurs simulations hydrodynamiques (voir annexe B) qui ont été réalisées afin de déterminer l'évolution temporelle des caractéristiques des plasmas le long du faisceau d'interaction :

- par le code FCI2 pour les expériences réalisées au LULI,
- par le code CHIC pour les expériences effectuées sur la LIL.

Dans cette section nous présentons successivement dans trois parties les simulations des trois expériences. Nous détaillons les paramètres plasma obtenus.

3.1 Simulation par le code FCI2 du plasma de feuille épaisse préformé

Nous commençons par donner les paramètres des simulations. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus dans l'ordre pour la température électronique, pour la densité électronique et pour la vitesse d'expansion du plasma. Les résultats obtenus sont comparés avec différentes lois d'échelles théoriques. Enfin, nous utilisons des images X obtenues pendant l'expérience pour valider la simulation.

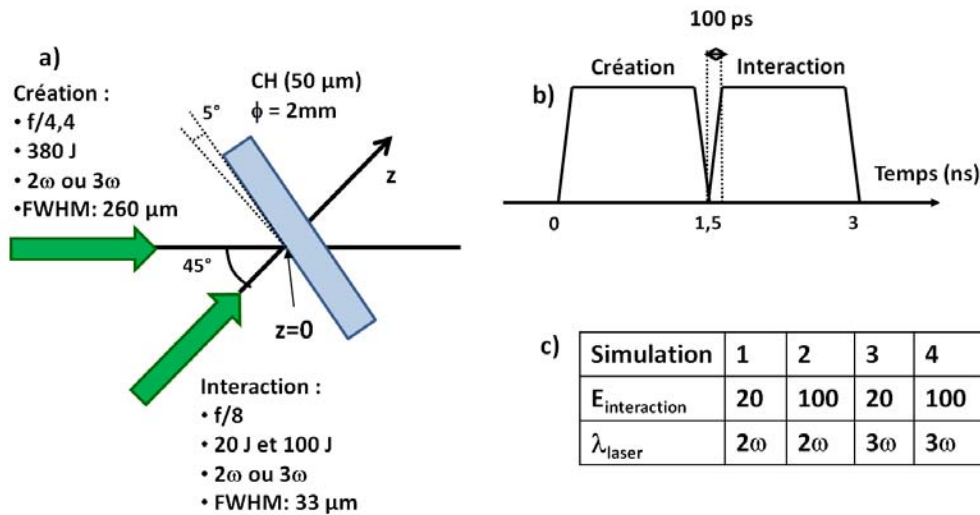


Figure 3.7 – Les paramètres des simulations des expériences de 2006 réalisées sur le code hydrodynamique FCI2 : a) schéma représentant les paramètres des simulations ; b) profils temporels des faisceaux laser utilisés pour la simulation ; c) tableau des paramètres des quatre simulations réalisées

3.1.1 Les paramètres de la simulation

Les paramètres de la simulation sont résumés sur la figure 3.7. Le faisceau de création est ouvert à $f/4,4$ et a une énergie de 380 J. Le faisceau d'interaction est ouvert à $f/8$ et a une énergie de 20 J et 100 J. Les deux faisceaux sont gaussiens et ont une largeur à mi-hauteur en intensité (FWHM pour full width half maximum) de 260 μm pour le faisceau de création et de 33 μm pour le faisceau d'interaction. La cible est une feuille de CH de 50 μm d'épaisseur et de 2 mm de diamètre. Les deux faisceaux se croisent au bord de la feuille de CH. La cible est tournée de 5° par rapport au plan perpendiculaire à l'axe du faisceau d'interaction. Temporellement, le faisceau d'interaction arrive juste après le faisceau de création. Les deux faisceaux durent 1,5 ns avec un temps de montée et de descente de 100 ps. Quatre types de simulation ont été réalisés en faisant varier l'énergie du faisceau d'interaction et la longueur d'onde laser en utilisant une longueur d'onde identique pour les faisceaux de création et d'interaction. Les profils obtenus sont mesurés le long du faisceau d'interaction, le point $z = 0$ correspond au croisement des deux faisceaux.

3.1.2 Les profils de température électronique

Les résultats obtenus Les figures 3.8 a) et b) présentent les profils de température électronique du plasma calculés par le code hydrodynamique FCI2 en $t = 1,5$ ns et $t = 2,5$ ns. Sur la figure 3.8 c), l'évolution temporelle de la température électronique moyenne calculée

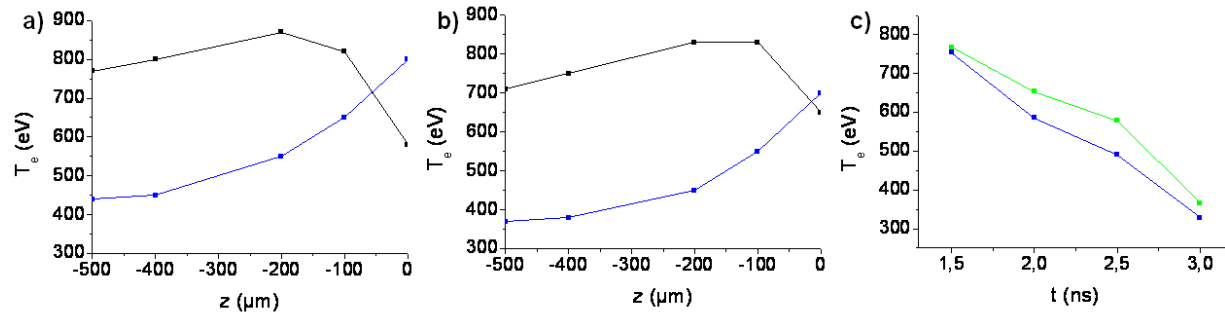


Figure 3.8 – Les températures électroniques obtenues à l’issue des simulations des expériences de 2006 : a) profils de température électronique obtenus pour la simulation 2 en $t = 1,5$ ns (trait plein noir), en $t = 2,5$ ns (trait plein bleu); b) profils de température électronique obtenus pour la simulation 4 en utilisant la même convention de représentation qu’en a); c) évolution temporelle de la température électronique moyenne calculée entre $z = 0$ et $z = -500 \mu\text{m}$ à 2ω (courbe verte) et à 3ω (courbe bleue)

entre $z = 0 \mu\text{m}$ et $z = -500 \mu\text{m}$ est tracée. Sur les profils, on observe que la température électronique est comprise entre 400 eV et 900 eV entre $z = -500 \mu\text{m}$ et $z = 0 \mu\text{m}$ et que la température électronique diminue au cours de l’interaction. Ce dernier point est expliqué par le fait que l’énergie du faisceau d’interaction est beaucoup plus faible que celle du faisceau de création. Les températures électroniques obtenues à 2ω et à 3ω sont du même ordre de grandeur, ce qui va permettre de réaliser une bonne comparaison.

3.1.3 Les profils de densité électronique

Les profils obtenus Les profils des rapports de densité électronique sur la densité critique sont représentés sur la figure 3.9. On a aussi tracé les courbes de tendances exponentielles des profils, les équations correspondantes sont indiquées sur la figure. Les profils sont très bien reproduits par les courbes exponentielles. On obtient en $t = 1,5$ ns et en $t = 2,5$ ns des fits exponentiels identiques à 2ω et à 3ω à une translation près. Les longueurs caractéristiques des profils sont donc les mêmes aux deux longueurs d’ondes. On peut aussi obtenir le profil à 2ω en multipliant le profil à 3ω par un facteur 2,25. Ce facteur correspond au rapport $n_{c,3\omega}/n_{c,2\omega}$, donc les profils de densité électronique sont identiques aux deux longueurs d’ondes ce qui va permettre de réaliser une bonne comparaison.

Comparaison des profils avec la loi d’échelle 3.3 Avec les simulations, on a obtenu en 1,5 ns une température électronique moyenne de l’ordre de 0,7 keV le long du faisceau

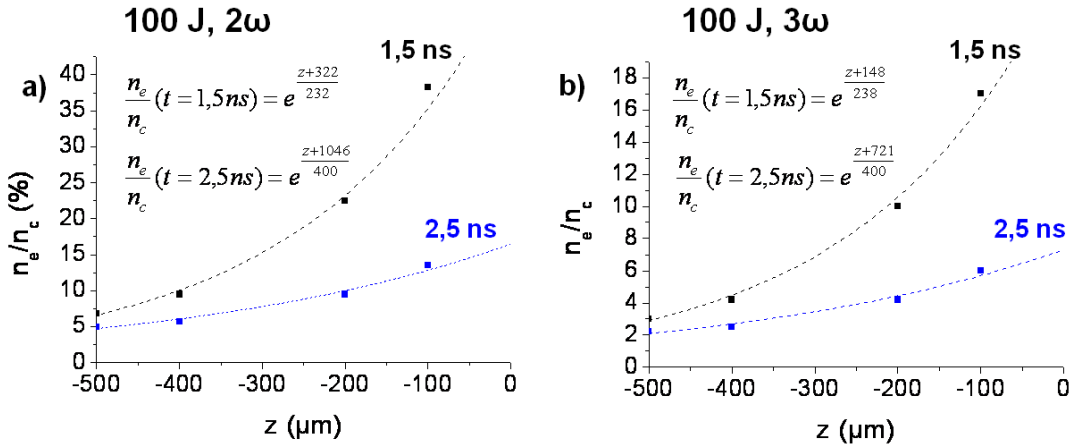


Figure 3.9 – Les densités électroniques obtenues à partir des simulations des expériences de 2006 : a) sur la simulation 2, les points noirs représentent les densités électroniques obtenues en $t = 1,5$ ns, les points bleus, les densités électroniques obtenues en $t = 2,5$ ns, les courbes en pointillés sont les courbes de tendance exponentielles qui fittent les points obtenus, les équations des fits exponentiels sont indiquées sur les figures ; b) sur la simulation 4, nous utilisons la même convention de représentation que pour le cas a)

d'interaction à 2ω et à 3ω et en 2,5 ns une température électronique moyenne de l'ordre de 0,55 keV à 2ω et à 3ω . D'après la loi d'échelle, on calcule alors que la longueur caractéristique fait 275 μm en $t = 1,5$ ns et 387 μm en $t = 2,5$ ns. Ces longueurs caractéristiques sont très proches des valeurs trouvées par la simulation. La loi d'échelle reproduit donc précisément l'évolution de la longueur caractéristique du gradient de densité électronique au cours du temps.

3.1.4 Les profils de vitesse d'expansion

Les résultats obtenus Les profils de vitesse d'expansion obtenus sont tracés sur la figure 3.10. Ces profils sont très proches à 2ω et à 3ω ce qui va permettre de réaliser une bonne comparaison. Ils font apparaître un plateau de vitesse qui se déplace vers les zones de faible densité donc en direction du laser et qui s'élargit au cours du temps. Ce plateau est dû à l'arrivée du faisceau d'interaction. En effet, celui-ci étant plus intense que le faisceau de création, il va accélérer fortement les particules situées aux grandes densités électroniques par absorption collisionnelle. Les particules situées sur ce plateau vont diffuser dans toutes les directions. Elles vont en particulier diffuser vers les zones de plus basse densité où elles vont créer de nouveau un plateau de vitesse. Ce déplacement du plateau s'accompagne d'un élargissement dû à l'expansion des particules situées sur le plateau.

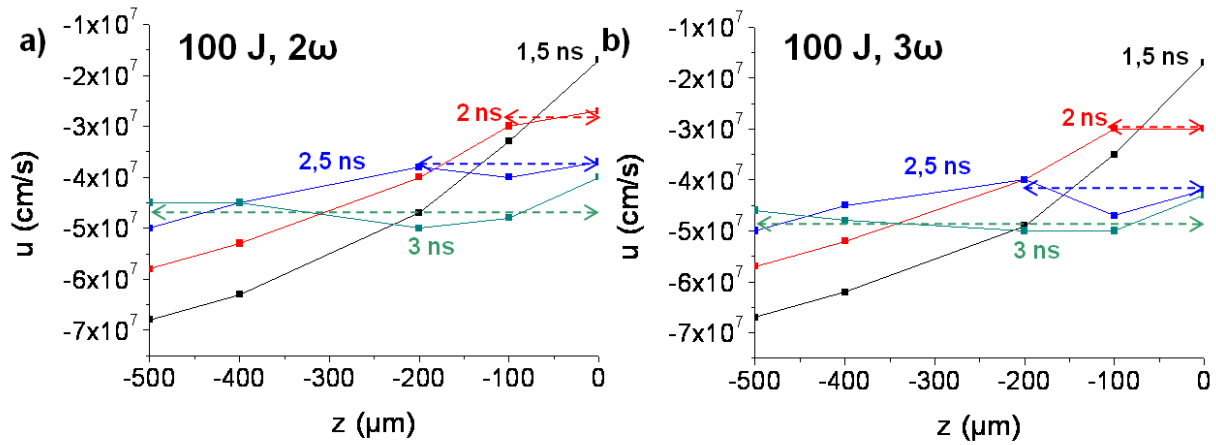


Figure 3.10 – Les profils spatiaux de vitesse obtenus à l’issue des simulations des expériences de 2006 en $t = 1,5$ ns (courbe noire), en $t = 2$ ns (courbe rouge), en $t = 2,5$ ns (courbe bleu), en $t = 3$ ns (courbe verte) : a) simulation 2; b) simulation 4. Les doubles flèches pointillées représentent les plateaux de vitesse qui se forment dans les profils

Comparaison des résultats avec la vitesse acoustique-ionique On peut comparer les vitesses d’expansion obtenues avec la vitesse acoustique-ionique (donnée par l’équation A.6). On calcule en $t = 1,5$ ns, $c_s = 2 \times 10^7$ cm/s ($T_e \approx 750$ eV) et en $t = 2,5$ ns, $c_s = 1,3 \times 10^7$ cm/s ($T_e \approx 350$ eV). Cette vitesse est bien de l’ordre de grandeur des vitesses d’expansion obtenues par simulation. On peut remarquer que les vitesses d’expansion obtenues par simulation en $z = -500$ μm sont plus élevées que c_s . En effet, c_s représente une vitesse moyenne donc certaines particules sont plus rapides que c_s . Or les particules situées en $z = -500$ μm ont dû se déplacer de 500 μm pendant la durée du faisceau de création soit 1,5 ns. Ces particules ont donc une vitesse minimale de $3,3 \times 10^7$ cm/s. En pratique, la plasma situé en $z = -500$ μm est composé de particules de vitesse $3,3 \times 10^7$ m/s accélérées en $t = 0$ ns et de particules plus rapides accélérées plus tard au cours de la création. La vitesse moyenne de cet ensemble de particules est donc plus rapide que $3,3 \times 10^7$ m/s. Pour résumer, la vitesse moyenne des particules augmente à mesure que l’on s’éloigne du point $z = 0$. Finalement, on peut expliquer que les profils obtenus à 2ω et à 3ω sont très proches par le fait que les profils de densité électronique et la vitesse acoustique-ionique sont similaires.

3.1.5 Validation expérimentale de la simulation FCI2

Au cours des tirs réalisés à 2ω et à 3ω , on a mesuré, à l’aide d’une caméra à sténopé, l’image X de la cible intégrée sur la durée de l’interaction. L’image obtenue est similaire entre les différents tirs, l’émission X observée correspondant principalement à l’émission X

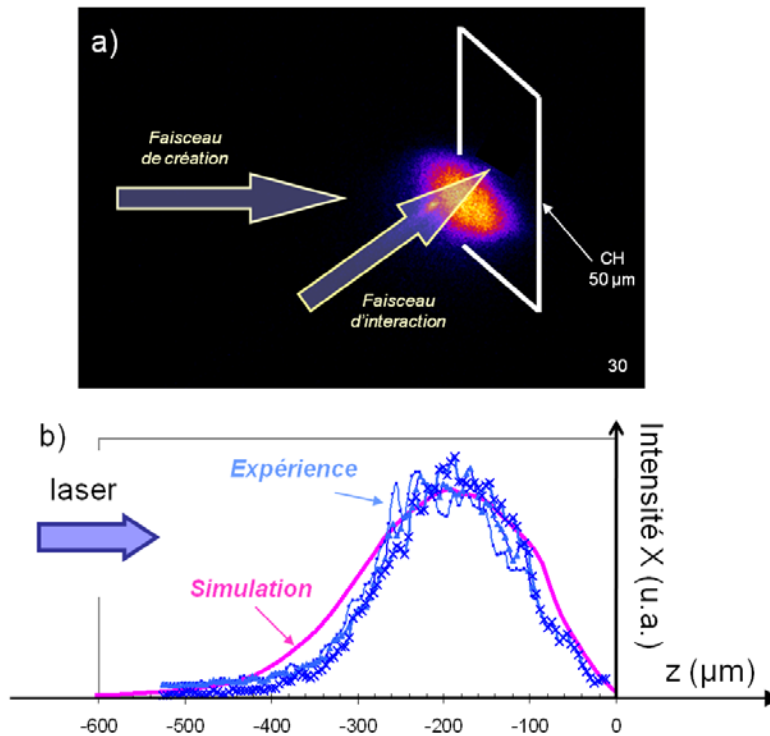


Figure 3.11 – Image X obtenue à l’aide d’une caméra à sténopé lors du tir 30

du plasma chauffé par la chaîne sud. On a alors simulé l’émission du plasma le long de la chaîne Sud en utilisant les résultats de la simulation FCI2 et on a comparé l’émission X simulée et l’émission X mesurée : on a obtenu un bon accord entre l’émission X simulée et l’émission X mesurée à 2ω et à 3ω ce qui permet de valider en partie les résultats des simulations FCI2. Sur la figure 3.11, on a présenté un exemple d’image X mesurée à 3ω . La comparaison réalisée pour ce tir est présentée sur la figure 3.11 b).

3.2 Simulation numérique par FCI2 des plasmas de jet de gaz

Nous commençons par exposer les paramètres utilisés pour simuler l’expérience avec le code FCI2. Ensuite, nous présentons et analysons les résultats obtenus concernant dans l’ordre la température électronique, la densité électronique et la vitesse d’expansion du plasma.

3.2.1 Les paramètres de la simulation

Les paramètres de la simulation sont résumés sur la figure 3.12. Le faisceau de création est ouvert à $f/4,4$ et a une énergie de 380 J. Le faisceau d’interaction est ouvert à $f/4,4$ et

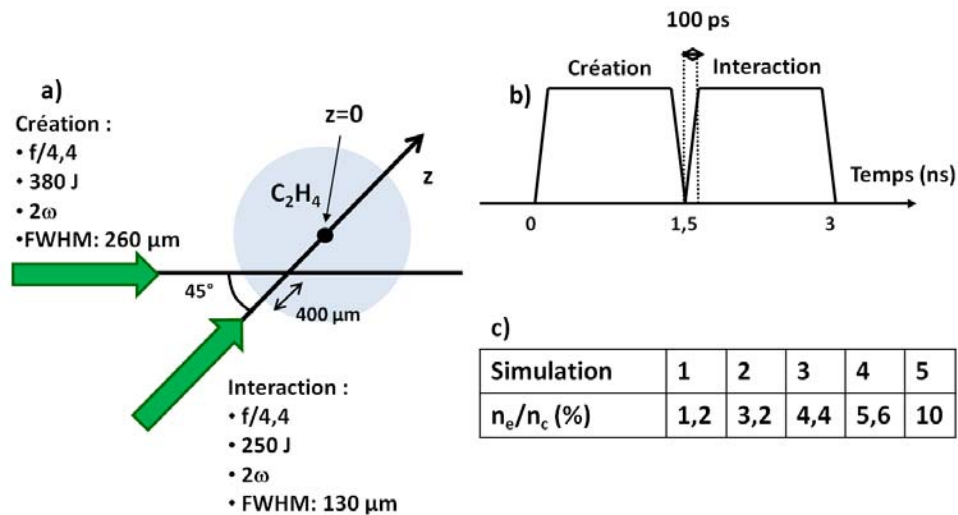


Figure 3.12 – Les paramètres des simulations des expériences de 2008 réalisées avec le code hydrodynamique FCI2 : a) schéma représentant les paramètres de simulation ; b) profils temporels des faisceaux laser utilisés pour la simulation ; c) tableau des paramètres des cinq simulations réalisées

a une énergie de 250 J. Les deux faisceaux sont gaussiens et ont une FWHM de 260 μm pour le faisceau de création et de 130 μm pour le faisceau d'interaction. La cible est un jet d'éthylène totalement ionisé ayant une densité constante sur un cercle de 2,2 mm de diamètre, la décroissance de la densité électronique en bord de jet est négligée. Les deux faisceaux se croisent à l'intérieur du jet à 400 μm du bord du jet sur l'axe du faisceau d'interaction. Les deux faisceaux durent 1,5 ns avec un temps de montée et de descente de 100 ps. Cinq types de simulation ont été réalisés en faisant varier la densité du jet de gaz. Les expériences réalisées aux pressions [12 ; 22 ; 30 ; 35 ; 50] bar ont été simulées en prenant des densités électroniques initiales de jet de gaz de [1,2 ; 3,2 ; 4,4 ; 5,6 ; 10]% de la densité critique à 2ω . Les profils obtenus sont mesurés le long du faisceau d'interaction, le point $z = 0$ correspond au centre du jet de gaz.

3.2.2 Les profils de température électronique

Sur la figure 3.13, les profils de température donnés par les résultats des simulations FCI2 du plasma de jet de gaz sont tracés pour les différentes pressions de jet, pendant les temps [1,5 ; 1,8 ; 2,1 ; 2,4 ; 2,7] ns.

En $t = 1,5$ ns, le plasma a été uniquement chauffé par la chaîne sud. La totalité du plasma le long de l'axe du faisceau d'interaction n'est donc pas chauffée. Par la suite le faisceau d'interaction chauffe le plasma le long de son axe comme on peut le constater sur la

figure. Dans la référence [92], les auteurs présentent un calcul de la température électronique d'un plasma de gaz en fonction de la densité électronique, de la composition du plasma et des paramètres du faisceau laser basé sur l'absorption collisionnelle. Ils trouvent :

$$T_e(t) = \left(\frac{5}{3} \frac{\kappa}{n_e k_B} \Phi_0 \right)^{2/5} \quad (3.9)$$

où Φ_0 représente la fluence du laser, k_B la constante de Boltzmann, et κ est donné par :

$$\kappa = 10^{-16} Z \frac{n_e^2}{n_c} \ln(\Lambda_{ei}) \quad (3.10)$$

D'après la formule, la dépendance de la température électronique avec la densité électronique du plasma est donnée par :

$$T_e \propto (n_e/n_c)^{2/5} \quad (3.11)$$

Sur la figure 3.14, on a comparé, à différents temps, la variation de la température électronique maximale obtenue dans la simulation en fonction de la densité électronique du plasma avec $T_e(12bars) \times (n_e/n_c)^{2/5}$ qui donne la variation de la température électronique en fonction de la pression donnée par la formule 3.11. Les deux courbes ayant des comportements comparables en $t = 1,5$ ns, $t = 2,1$ ns, $t = 2,7$ ns, on déduit que la variation de la température électronique avec la densité électronique du plasma est bien décrite par la formule pour nos simulations. En revanche, l'application directe de la formule donne des températures électroniques bien supérieures à celle donnée par les résultats de la simulation. En effet, la diffusion transverse de la température est négligée dans le calcul théorique, or, dans l'expérience, les taches focales sont petites donc elle ne peut pas être négligée.

3.2.3 Les profils de densité électronique

Les profils de densité électronique obtenus avec FCI2 sont tracés sur la figure 3.15 pour les pressions [12 ; 22 ; 30 ; 35 ; 50] bars aux temps [1,5 ; 1,8 ; 2,1 ; 2,4 ; 2,7] ns. Une bosse de densité qui s'éloigne du laser apparaît pour chaque pression. Cette bosse est due au creusement du plasma par la chaîne sud. En avant de la bosse, le plasma est relativement homogène entre $z = -700 \mu\text{m}$ et $z = -300 \mu\text{m}$ avec une densité électronique légèrement inférieure à la densité électronique initiale du jet de gaz. A l'arrière de la bosse, le jet de gaz n'est pas ionisé par le faisceau création mais simplement par le faisceau d'interaction. Dans cette zone, sur une longueur initiale de $\approx 500 \mu\text{m}$, le plasma créé est homogène en densité électronique le long du faisceau d'interaction et la densité électronique en $t \approx 1,5$ ns est égale à la densité initiale du jet de gaz et décroît au cours du temps en raison de l'expansion du plasma.

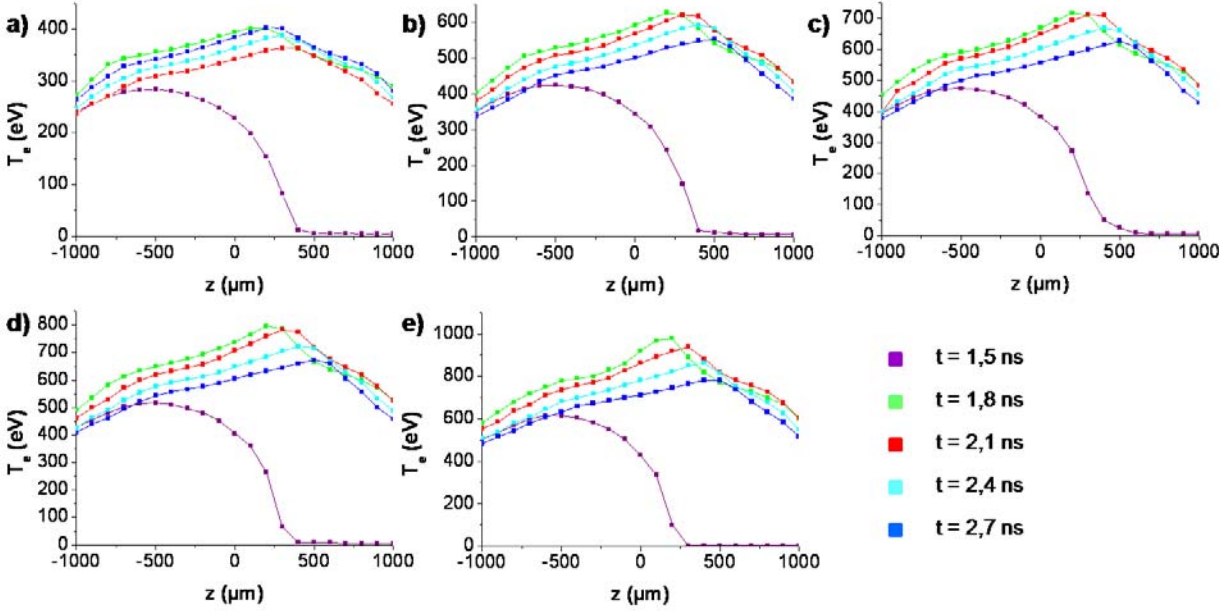


Figure 3.13 – Evolution temporelle des profils spatiaux de la température électronique le long du faisceau d’interaction pour a) $P = 12$ bars ; b) $P = 22$ bars ; c) $P = 30$ bars ; d) $P = 35$ bars ; e) $P = 50$ bars

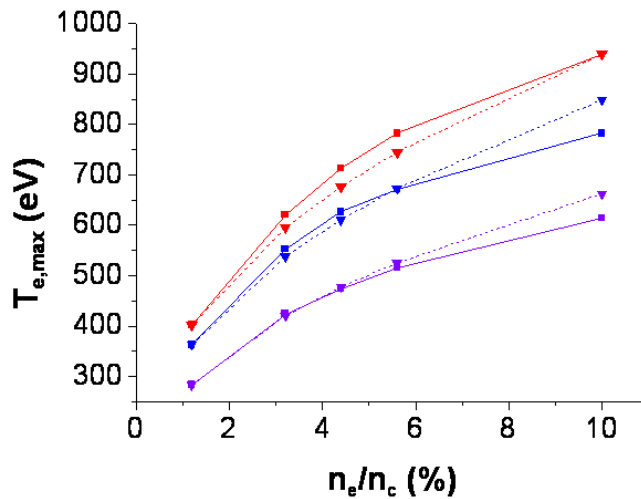


Figure 3.14 – Comparaison de l’évolution de la température électronique maximale en fonction de la pression avec la température électronique donnée par la formule : $T_e = T_e(12bars) \times (n_e/n_c)^{2/5}$ en $t = 1,5ns$ (courbe violette), en $t = 2,1ns$ (courbe rouge) et en $t = 2,7ns$ (courbe bleue)

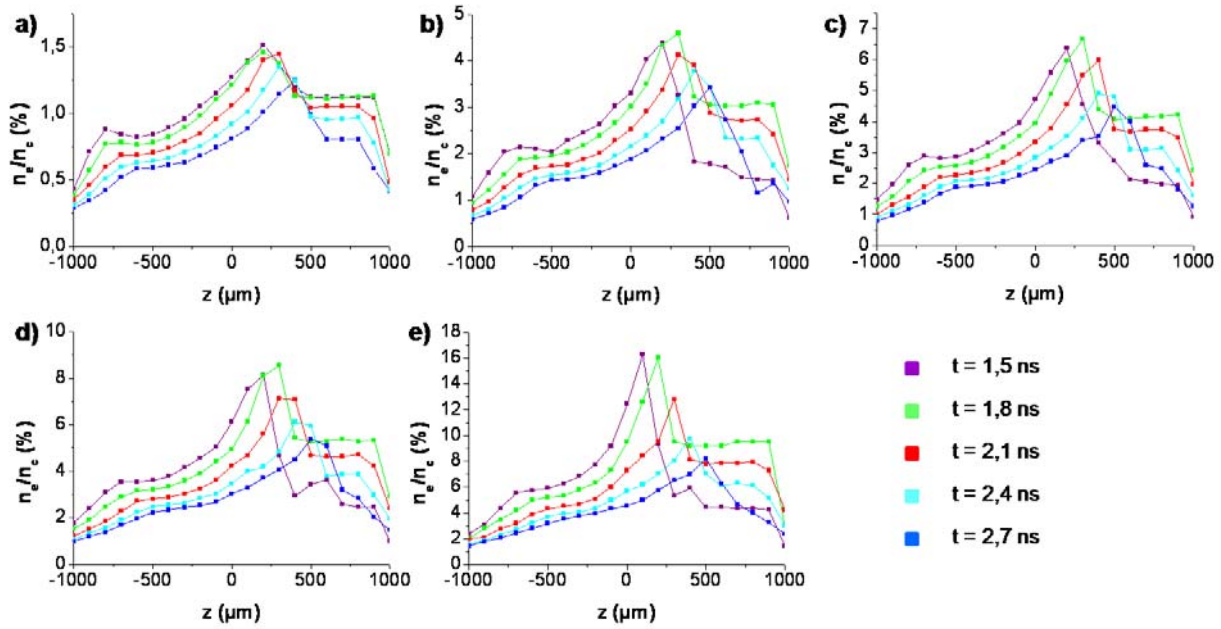


Figure 3.15 – Evolution temporelle des profils spatiaux de densité électronique pour : a) $P = 12$ bars; b) $P = 22$ bars; c) $P = 30$ bars; d) $P = 35$ bars; e) $P = 50$ bars

3.2.4 Les profils de vitesse d’expansion du plasma

La figure 3.16 montre les profils de vitesses d’expansion du plasma obtenus par FCI2 pour les différentes pressions. On peut observer que la vitesse d’expansion varie très peu le long du faisceau d’interaction et est très proche de 0. En effet, l’ionisation du plasma ne se fait pas par ablation (comme dans une cible solide) mais par absorption directe de l’énergie laser. Les particules sont donc accélérées dans toutes les directions et leur vitesse moyenne est proche de 0. La légère bosse située en $z \approx 300 \mu\text{m}$ est due au creusement du plasma par le faisceau de création.

3.3 Simulation par le code CHIC des plasmas de mousse

3.3.1 Les tirs réalisés

Lors de l’expérience, on a réalisé 6 tirs laser. La liste des cibles utilisées est donnée dans la tableau 3.3.

3.3.2 Les paramètres de la simulation

Les paramètres de la cible sont les suivants :

- feuille de cuivre : $5 \mu\text{m}$,

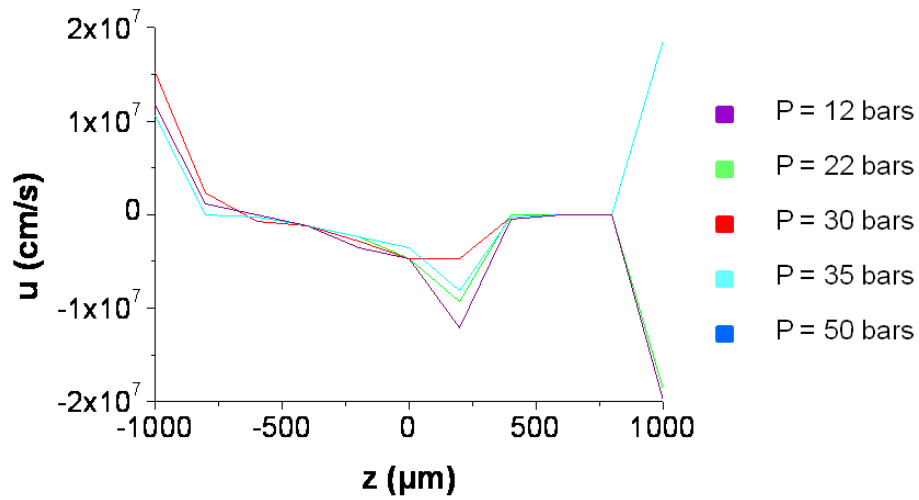


Figure 3.16 – Profil spatiaux de la vitesse d’expansion du plasma en $t = 1,8$ ns aux différentes pressions

Date	Nom	Cible
05/06/2007	Prépa 1	Cu seul
07/06/2007	Prépa 2	Cu seul
11/06/2007	ILP 1	Cu+Mousse 500 μm Nazarov
12/06/2007	ILP 2	Cu+Mousse 950 μm Nazarov
13/06/2007	ILP 3	Mousse seule 1000 μm Lebedev
15/06/2007	ILP 4	Cu+Mousse 950 μm Nazarov

Tableau 3.3 – Liste des cibles LIL utilisées

- mousse : $C_{15}H_{20}O_6$, 950 microns $\rho = 7$ et 10 mg/cm^3 ,
- le support de la mousse n'est pas modélisé,
- le cuivre est situé entre $z = -5 \text{ }\mu\text{m}$ et $z = 0 \text{ }\mu\text{m}$, la mousse entre $z = 0 \text{ }\mu\text{m}$ et $z = l_{mousse} \text{ }\mu\text{m}$

et les paramètres lasers sont :

- Impulsion carrée de 3 ns,
- Temps de montée 500 ps,
- Energie : 9 kJ,
- Distribution Gaussienne,
- Largeur à $1/e$: $510 \text{ }\mu\text{m}$,
- Intensité laser : $I = 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

3.3.3 Les résultats obtenus à 10 mg/cm^3

Sur la figure 3.17 a) et b), on a dessiné des figures représentatives des températures électronique et ionique, de la densité électronique et de la puissance absorbée obtenues à 1,1 ns le long du faisceau d'interaction. Les figures 3.17 c) et d) correspondent aux profils de densité électronique et de températures électroniques et ioniques obtenues le long du faisceau d'interaction à différents temps.

La vitesse d'ionisation moyenne donnée par la simulation est de $800 \text{ }\mu\text{m/ns}$, donc puisque $c_s \approx 320 \text{ }\mu\text{m/ns}$, la vitesse d'ionisation est bien supersonique pendant toute la durée de l'interaction. La densité électronique du plasma au niveau du front d'ionisation est donc constante et correspond à la densité électronique initiale de la mousse ($n_{e,initial} = 3,6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). On obtient en $t = 1 \text{ ns}$ un plasma ayant un profil de densité électronique qui décroît quand z augmente. Ceci est dû à l'expansion du plasma pendant l'ionisation de la mousse : la vitesse d'expansion du plasma étant du même ordre de grandeur que la vitesse d'ionisation, quand le front d'ionisation a traversé la mousse, le plasma formé a eu le temps de se détendre dans le vide. On calcule que le front d'ionisation traverse la mousse en 1,2 ns.

3.3.4 Les résultats obtenus à 7 mg/cm^3

Sur la figure 3.18 a) et b), on a dessiné des figures représentatives des températures électronique et ionique, de la densité électronique et de la puissance absorbée obtenues à 1,1 ns le long du faisceau d'interaction. Les figures 3.18 c) et d) décrivent les profils de densité électronique et de températures électronique et ionique obtenus le long du faisceau d'interaction à différents temps.

La vitesse d'ionisation est quasi-constante pendant toute la durée de l'interaction et vaut $1400 \text{ }\mu\text{m/ns}$. On vérifie que la vitesse est supersonique pendant toute l'ionisation (la

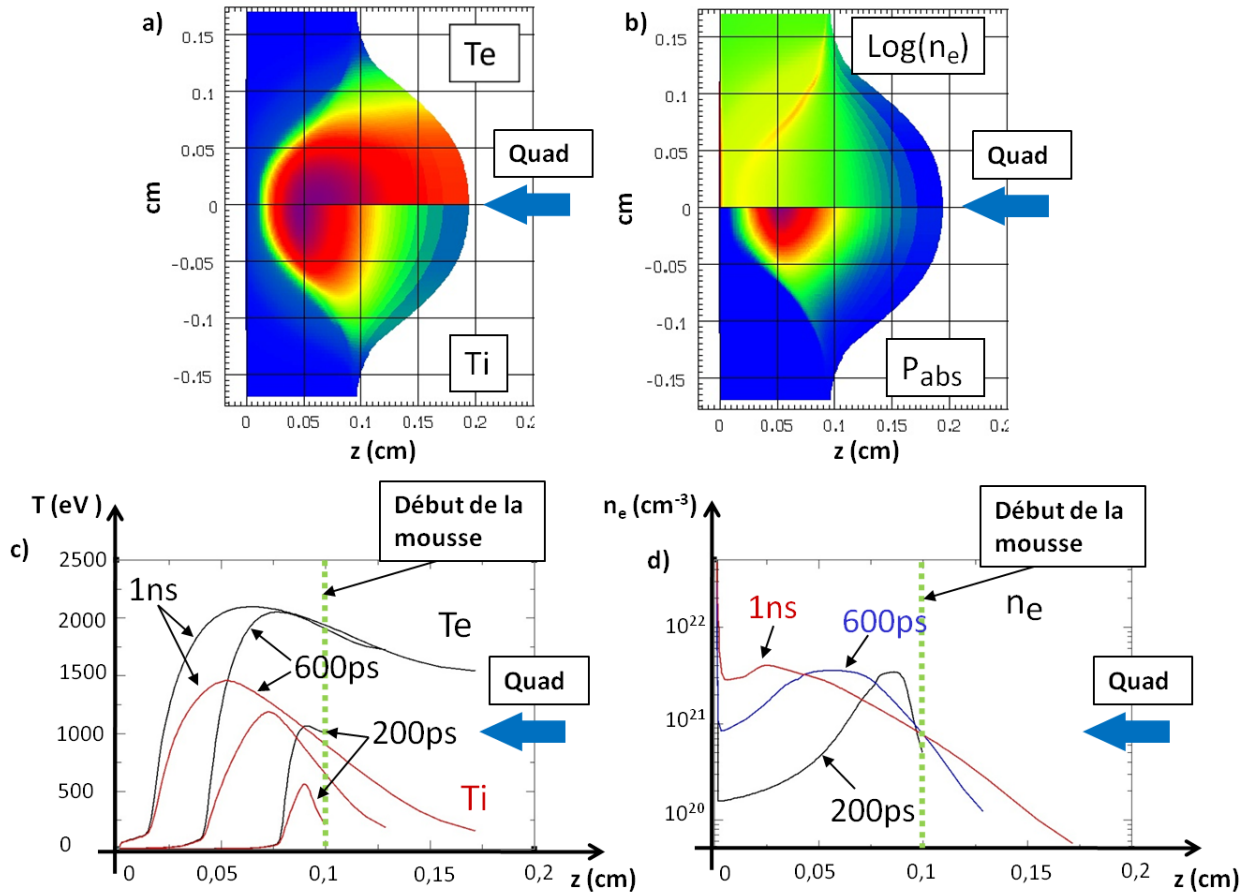


Figure 3.17 – Simulation CHIC, cible de 10 mg/cm^3 : figures représentatives a) des températures électronique et ionique ; b) de la densité électronique et de la puissance absorbée obtenues à 1,1 ns dans le plasma. Profils mesurés le long du faisceau d’interaction à différents temps : c) des températures électronique et ionique ; d) de la densité électronique

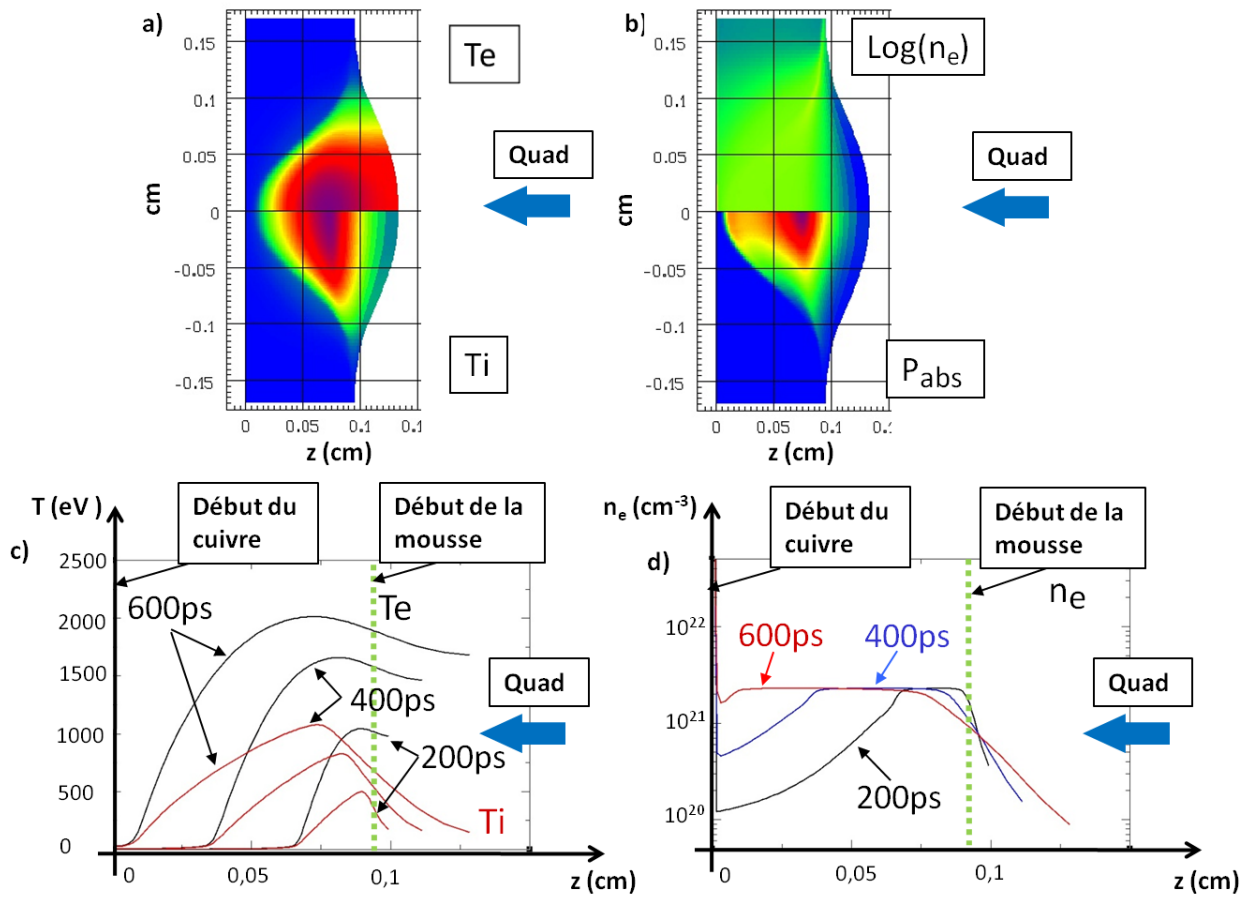


Figure 3.18 – Simulation CHIC, cible de 7 mg/cm^3 : profils 2D obtenus en 1,1 ns le long du faisceau laser : a) des températures électronique et ionique ; b) de la densité électronique et de la puissance absorbée. Profils mesurés le long du faisceau d’interaction à différents temps : c) des températures électronique et ionique ; d) de la densité électronique

valeur de c_s est approximativement identique au cas précédent) et que le temps de traversée de la mousse est de 700 ps. De même que dans le cas précédent, puisque l’ionisation est supersonique, la densité électronique est constante au niveau du front d’ionisation ($n_{e, \text{initial}} = 2,5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Seulement, dans le cas présent, le temps d’ionisation de la mousse est beaucoup plus rapide. Par conséquent, les particules ont moins le temps de se déplacer pendant la phase d’ionisation. On obtient donc un plasma final beaucoup plus homogène en densité électronique.

4 Conclusion

En utilisant des lois d'échelle nous avons expliqué les choix de plasma que nous avons faits pour chaque expérience :

- des plasmas de feuilles de CH épaisses préformées à la longueur d'onde du laser pour comparer la rétrodiffusion Brillouin en régime saturé à 2ω et à 3ω ,
- des plasmas de jet d'éthylène préformés à différentes pressions pour analyser la rétrodiffusion Raman en régime de saturation à 2ω ,
- une mousse très peu dense pour étudier la technique de réduction de l'*imprint* par lissage du laser dans le plasma de mousse.

Une caractérisation interférométrique du jet d'éthylène a été exposée.

Dans un second temps nous avons présenté les paramètres des différents plasmas utilisés, le long du faisceau d'interaction, obtenus à l'aide de simulations hydrodynamiques. Les résultats obtenus nous ont permis de vérifier la validité de différentes lois d'échelles.

Chapitre 4

Saturation de la rétrodiffusion

Brillouin à 2ω et à 3ω

Entre septembre et décembre 2006, nous avons réalisé deux campagnes d'expériences sur le LULI 2000 durant lesquelles nous avons comparé les taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation à 2ω et à 3ω sur feuilles de parylène épaisses ($50 \mu\text{m}$) préformées à la longueur d'onde du laser. Le contexte de l'expérience a été présenté dans le chapitre 1, la configuration du laser et les diagnostics ont été détaillés dans le chapitre 2, les plasmas utilisés ont été caractérisés dans le chapitre 3 à l'aide de modèles théoriques et de simulations réalisées par le code hydrodynamique FCI2 (voir annexe B). La saturation de l'instabilité a été obtenue en augmentant l'intensité du faisceau d'interaction.

Afin de comprendre le développement de l'instabilité Brillouin, des calculs de gain de la croissance de l'instabilité Brillouin en régime linéaire ont été réalisés à l'aide du post processeur PIRANAH (voir annexe B) à partir des résultats des quatre simulations FCI2 présentées dans la section 3.1.1. Ce programme permet de calculer les gains spectraux résolus temporellement intégrés le long du faisceau d'interaction à partir de l'évolution temporelle des paramètres laser/plasma calculés par le code hydrodynamique FCI2 (les figures obtenues sont appelées « spectres de gain » en référence aux spectres expérimentaux). En comparant les spectres de gain et les spectres expérimentaux, on peut :

- valider la simulation : en théorie les fortes rétrodiffusions spectrales mesurées doivent correspondre aux forts gains spectraux calculés. Par conséquent, si on obtient une bonne correspondance entre les spectres de gains et les spectres expérimentaux, il est fort probable que les simulations FCI2 modélisent bien l'expérience.
- localiser l'instabilité dans le plasma : si on calcule les spectres de gain à partir des conditions laser/plasma, on peut aussi identifier dans quelles régions les forts gains spectraux ont été obtenus. Par conséquent, si les spectres de gain correspondent aux spectres expérimentaux, on peut localiser l'instabilité dans le plasma et comprendre sa

Tir	12	10	17	11	30	29	28	27
λ_{laser}	2ω	2ω	2ω	2ω	3ω	3ω	3ω	3ω
$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)$	0,14	1,6	11,2	16	0,9	3,4	5,5	8,1
$E_{laser}(J)$	0,9	11	73	105	5,9	22	36	53

Tableau 4.1 – Intensités laser utilisées pendant les expériences portant sur la comparaison des taux de rétrodiffusion Brillouin en régime saturé à 2ω et à 3ω

croissance.

- interpréter les taux de rétrodiffusion et spectres obtenus : en théorie, le taux de rétrodiffusion est proportionnel à l'exponentielle du gain.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les résultats obtenus (spectres résolus temporellement et taux de rétrodiffusion) et les résultats obtenus avec PIRANAH. La deuxième partie est consacrée à l'interprétation des spectres expérimentaux et des spectres de gain calculés par PIRANAH. Enfin, dans la troisième partie, nous interprétons la croissance de l'instabilité et nous concluons sur la comparaison des taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation.

1 Résultats expérimentaux : spectres et taux de rétrodiffusion Brillouin

Pendant les expériences, on a mesuré l'évolution des taux de rétrodiffusion et les spectres résolus en temps de la lumière rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin à 2ω et à 3ω . Les intensités laser utilisées pour chaque tir sont indiquées dans le tableau 4.1.

Nous présentons d'abord les résultats obtenus à 2ω , puis ceux mesurés à 3ω .

1.1 Résultats 2ω

Sur la figure 4.1 a), on a tracé les spectres Brillouin résolus en temps mesurés pendant quatre tirs réalisés à 2ω . Les taux de rétrodiffusion correspondants sont tracés en fonction de l'intensité laser sur la figure 4.1 b).

1.2 Résultats 3ω

Les spectres Brillouin résolus en temps obtenus au cours de quatre tirs effectués à 3ω sont représentés sur la figure 4.2 a). Sur la figure 4.2 b), on a tracé les taux de rétrodiffusion mesurés en fonction de l'intensité laser.

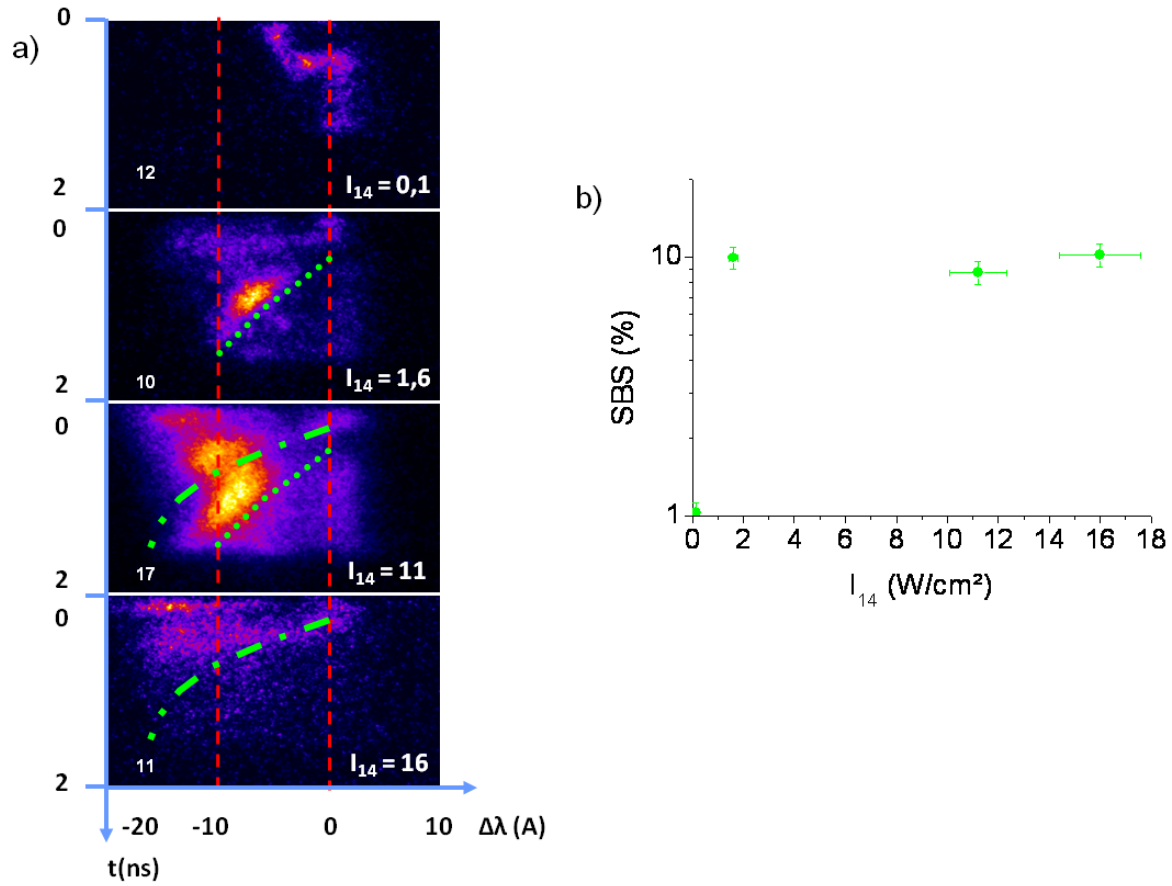


Figure 4.1 – Résultats 2ω : a) spectres Brillouin obtenus pour différentes intensités laser, on a indiqué l'évolution temporelle de la longueur d'onde pour laquelle le gain donné par PIRANAH est maximal à faible énergie (petits pointillés) et à forte énergie (pointillés plus grands) ; b) taux de rétrodiffusion Brillouin intégrés en temps mesurés en fonction de l'intensité laser

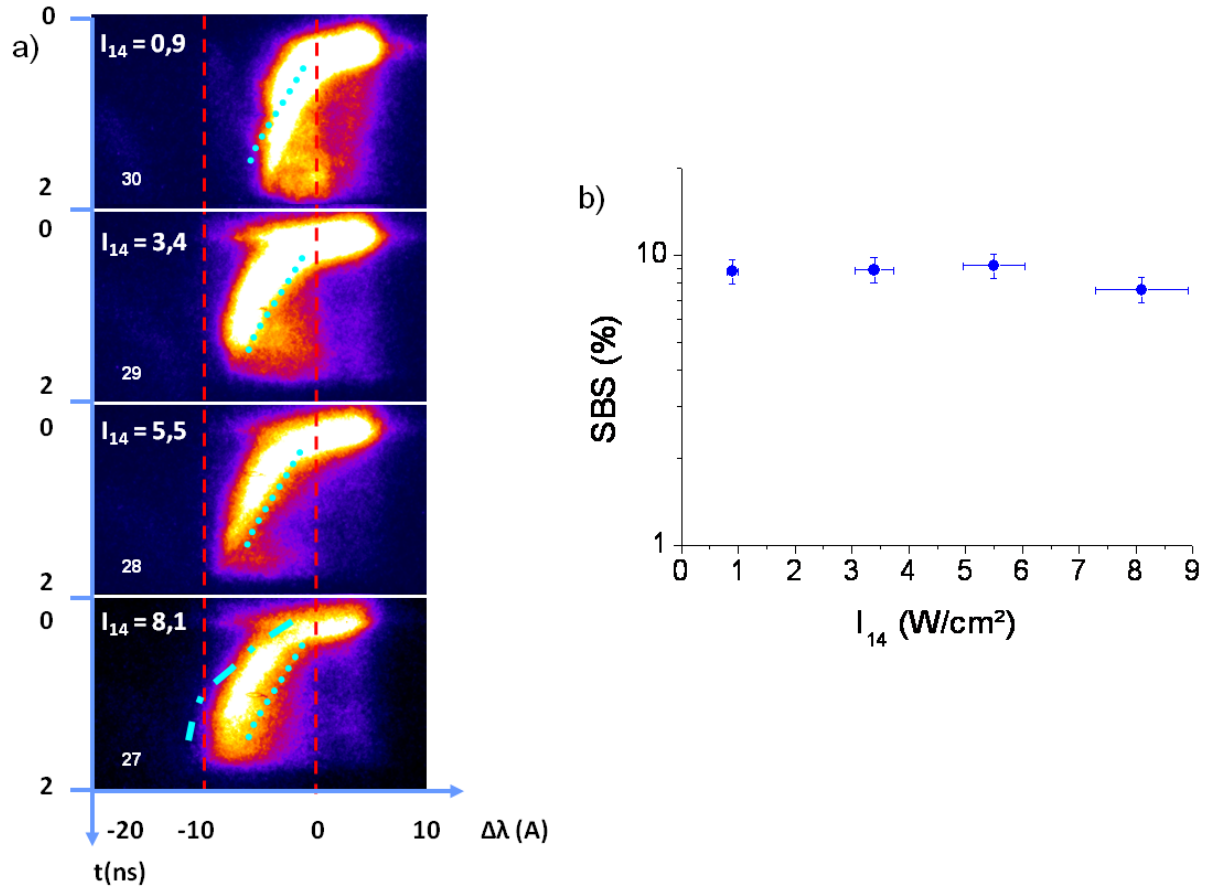


Figure 4.2 – Résultats 3ω : a) spectres mesurés pour différentes intensités laser, on a indiqué l'évolution temporelle de la longueur d'onde pour laquelle le gain donné par PIRANA est maximal à faible énergie (petits pointillés) et à forte énergie (pointillés plus grands) ; b) taux de rétrodiffusion intégrés en temps en fonction de l'intensité laser

2 Interprétation des spectres : localisation de l'instabilité Brillouin

Dans la première partie, nous décrivons les spectres expérimentaux et nous les analysons, à l'aide de considérations générales sur l'instabilité Brillouin. Les deuxième et troisième parties sont consacrées à la présentation et à l'interprétation des spectres de gain calculés par PIRANAH. Enfin, dans une quatrième partie, nous comparons les spectres de gain et les spectres expérimentaux.

2.1 Analyse des spectres expérimentaux

Nous commençons par déterminer une équation permettant de calculer la longueur d'onde Brillouin rétrodiffusée à partir des paramètres du plasma. Puis nous utilisons cette équation pour interpréter les spectres expérimentaux mesurés.

2.1.1 $\lambda_{SBS} = f(\text{paramètres plasma})$

A partir de la mesure du décalage spectral de la lumière Brillouin rétrodiffusée, on peut connaître en partie les paramètres du plasma dans la zone où l'instabilité a eu lieu. En effet, à partir des équations A.2 et A.4, on obtient la relation suivante :

$$\lambda_{SBS} - \lambda_0 = \frac{\lambda_{laser}^2}{2\pi c} k_{IAW} (c_s + u) \left(\frac{1}{1 + k_{IAW}^2 \lambda_D^2} + \frac{3T_i}{\langle Z \rangle T_e} \right)^{0,5} \quad (4.1)$$

Cette équation indique en particulier que le décalage spectral de la lumière Brillouin rétrodiffusée est déterminé principalement par deux facteurs : (i) la température électronique qui décale la lumière vers le rouge et (ii) la vitesse d'expansion du plasma qui décale le spectre vers le bleu si elle est négative (le plasma se déplace en direction du laser) et vers le rouge si elle est positive (le plasma se déplace dans l'autre sens). En revanche, la densité électronique influe faiblement sur le décalage spectral du SBS. De même, le rapport T_i/T_e a une faible influence sur ce décalage.

Pour nos conditions expérimentales, nous avons, le long du faisceau d'interaction :

$$T_e = [400 - 900] eV$$

$$u = [0 - 6 \times 10^7] cm/s$$

Dans le tableau 4.2, nous avons répertorié les décalages attendus pour les 4 cas extrêmes. On peut noter que pour nos conditions expérimentales, le décalage spectral dû à la vitesse d'expansion du plasma est bien plus important que celui dû à la température électronique.

$T_e(eV)$	400	400	900	900
u (cm/s)	0	6×10^7	0	6×10^7
$\Delta\lambda$ (Å)	1,7	-18	4,5	-15

Tableau 4.2 – Exemples de décalages spectraux Brillouin pour des conditions typiques de l'expérience

2.1.2 Croissance du SBS sur les plateaux de vitesse d'expansion

Les spectres mesurés à 2ω et à 3ω ont une forme similaire :

- on observe une rétrodiffusion sur une grande gamme de longueurs d'ondes en début d'interaction.
- Entre ≈ 300 ps et la fin de l'interaction, le spectre est beaucoup plus étroit et diminue en longueur d'onde au cours du temps entre : ≈ 0 Å et ≈ -15 Å à 2ω et ≈ 0 Å et ≈ -10 Å à 3ω .
- la largeur finale du décalage spectral et la vitesse de cette décroissance augmente avec l'intensité laser.

Le spectre Brillouin rétrodiffusé après 300 ps est très étroit en chaque instant ($\approx [1-2]$ Å). Or, on a vu dans le tableau 4.2 que la variation de la vitesse d'expansion induit une forte variation du décalage spectral, en particulier, si l'instabilité se développait dans l'ensemble du plasma situé entre $z = -500 \mu m$ et $z = 0 \mu m$, le spectre Brillouin s'étendrait sur ≈ 20 Å. Par conséquent, comme la vitesse d'expansion est très inhomogène le long du faisceau d'interaction (voir figure 3.10), l'instabilité Brillouin se développe sur une petite zone de plasma, à une vitesse d'expansion particulière. De plus, on observe que la lumière Brillouin rétrodiffusée est de plus en plus décalée vers le bleu au fur et à mesure de l'interaction, ce qui montre que la vitesse d'expansion du plasma où est localisée l'instabilité augmente au cours du temps.

Il existe donc un paramètre qui favorise la croissance de l'instabilité dans une région particulière du plasma. La croissance de l'instabilité est déterminée par le gain convectif (voir équation 1.3). Si on calcule le gain convectif Brillouin en supposant que la longueur d'amplification de l'instabilité est constante le long du faisceau d'interaction, on observe que le gain convectif est maximal en chaque instant dans la zone du plasma où la température électronique est minimale et où la densité électronique est maximale, soit en $z = 0$. Or dans cette région, la vitesse d'expansion du plasma est faible et induit un léger décalage spectral, ce qui ne correspond pas à ce que l'on observe expérimentalement.

On en déduit que c'est la longueur d'amplification de l'instabilité qui permet d'expliquer la croissance de l'instabilité à une vitesse d'expansion particulière. Or cette longueur dépend principalement de la longueur caractéristique des profils de vitesse d'expansion du plasma le

long du faisceau d'interaction (car dans notre cas la variation de la température électronique le long du faisceau d'interaction est assez faible).

En définitive, l'instabilité est localisée sur les plateaux de vitesse que l'on a distingués dans les profils de vitesse d'expansion donné par FCI2. On peut remarquer que ceci permet aussi d'expliquer

- le décalage spectral négatif de la lumière rétrodiffusée : la vitesse d'expansion sur ces plateaux est négative,
- l'augmentation du décalage spectral au cours du temps : la valeur absolue de la vitesse d'expansion du plateau de vitesse augmente pendant l'interaction.

La croissance importante de l'instabilité Brillouin sur les plateaux de vitesse d'expansion a déjà été observé dans l'article [35]. Dans cette article il a aussi été observé que la lumière rétrodiffusée dans le plateau de vitesse se couple aussi avec le laser incident dans la partie du plasma située à l'avant du plateau de vitesse. Or l'onde IAW issue de ce couplage a donc les mêmes caractéristiques que l'onde IAW créée dans le plateau de vitesse, l'onde IAW est donc déphasée par rapport à l'onde IAW « normale » dans le plasma situé à l'avant du plateau de vitesse. Le spectre Brillouin obtenu est alors très étroit, la longueur d'onde Brillouin rétrodiffusée correspond à la longueur d'onde Brillouin créée au niveau du plateau de vitesse, alors que le plasma où est localisée l'instabilité contient le plateau de vitesse et la région du plasma située à l'avant du plateau de vitesse.

Dans le spectre mesuré lors du tir 17 réalisé à 2ω , on observe deux contributions spectrales. On peut supposer que cela est dû à l'apparition d'un second plateau de vitesse dans le plasma.

On a observé que la vitesse de la décroissance et le décalage spectral final augmentent avec l'intensité laser. Par conséquent, le plateau de vitesse diminue plus vite et atteint une vitesse d'expansion finale plus grande en valeur absolue quand l'intensité laser croît. Nous avons vu dans la section 3.1.4 que l'apparition de ce plateau de vitesse est liée à l'arrivée du faisceau d'interaction. Il semble donc logique que l'évolution de ce plateau de vitesse soit plus rapide et plus importante quand on augmente l'intensité du faisceau d'interaction.

Pour finir, lors du tir 12 réalisé à 2ω à faible intensité, on n'observe pas la décroissance temporelle de la longueur d'onde rétrodiffusée. Ceci peut être interprété par le fait que l'intensité laser n'est pas assez élevée pour permettre la création d'un plateau de vitesse.

2.2 Spectres de gain PIRANAH

Dans cette partie nous présentons les spectres de gain calculés par PIRANAH pour les quatre simulations FCI2 présentées dans la section 3.1.1. Nous commençons par exposer les spectres PIRANAH obtenus à 2ω , puis ceux à 3ω .

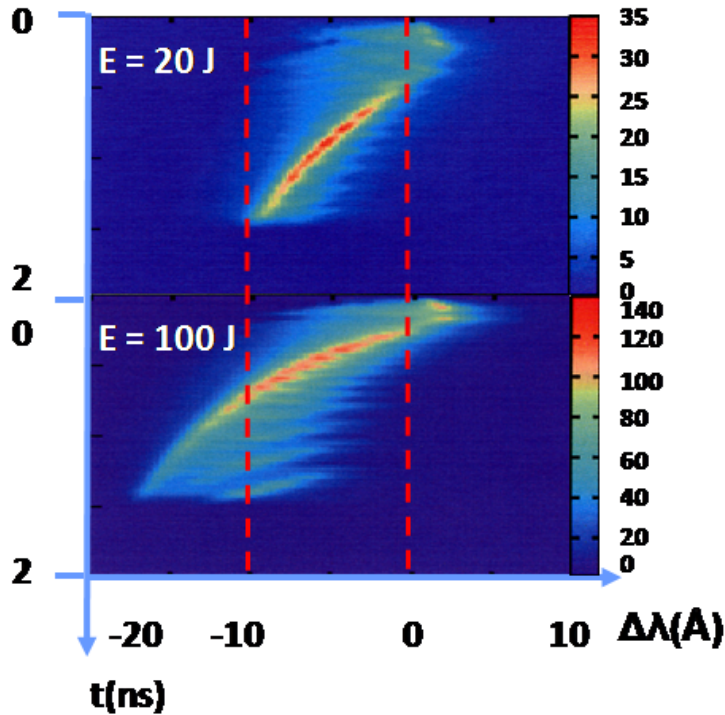


Figure 4.3 – Spectres de gain convectif obtenus avec PIRANAH à 2ω pour une énergie laser de 20 J et de 100 J

2.2.1 Résultats PIRANAH 2ω

La figure 4.3 représente les spectres de gain calculés par PIRANAH à partir des simulations 1 et 2 présentées dans la section 3.1 ($E = 20$ J et $E = 100$ J à 2ω).

2.2.2 Résultats PIRANAH 3ω

Les spectres de gain calculés à partir des résultats des simulations 3 et 4 (voir section 3.1 : $E = 20$ J et $E = 100$ J à 3ω) sont présentés sur la figure 4.4.

2.3 Interprétation des spectres PIRANAH

En utilisant l'équation 4.1 et les paramètres de la simulation FCI2, on peut calculer la longueur d'onde rétrodiffusée dans chaque région le long du faisceau d'interaction. Sur les figures 4.5 et 4.6, on a localisé les gains PIRANAH importants dans les profils de vitesse d'expansion pour les simulations 2 et 4. On observe que les gains importants ($> [15 - 20]$) correspondent aux plateaux dans les profils.

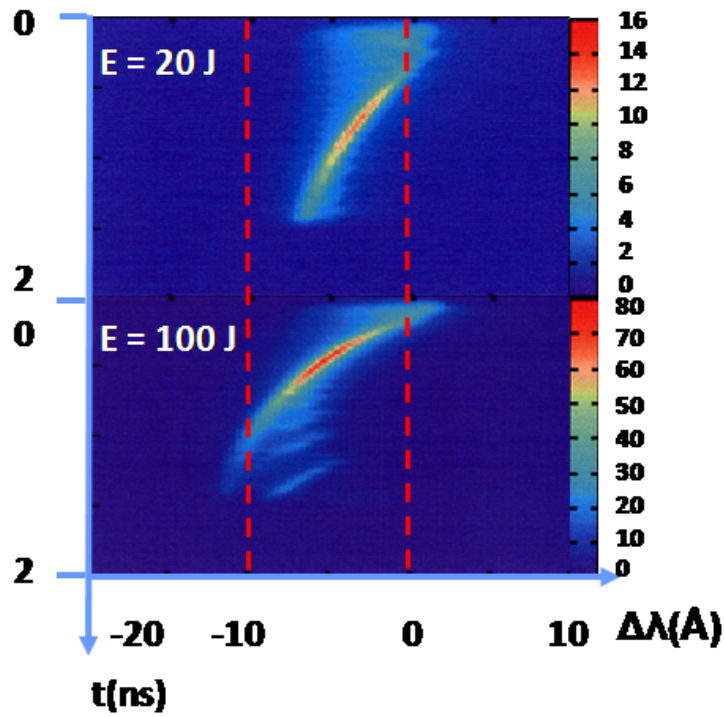


Figure 4.4 – Spectres de gain obtenus avec PIRANAH à 3ω pour une énergie laser de 20 J et de 100 J

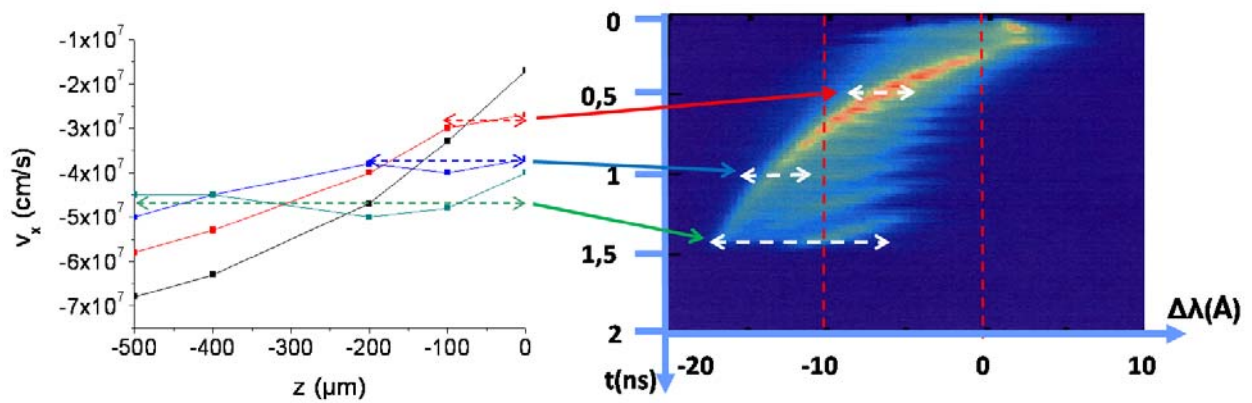


Figure 4.5 – Localisation à 2ω , à forte énergie (100 J), des gains importants calculés par PIRANAH dans les profils de vitesse obtenus à l'aide de FCI2 : ils sont situés au niveau des plateaux de vitesse

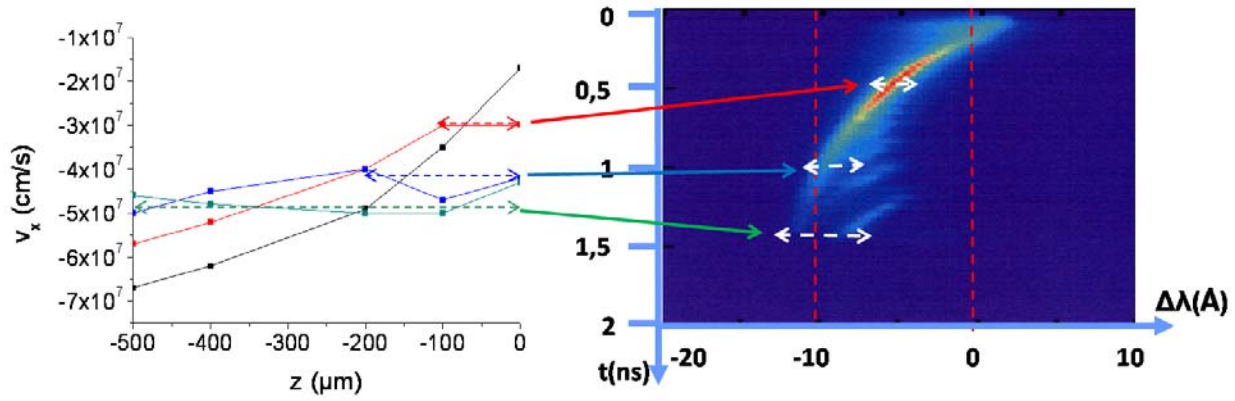


Figure 4.6 – Localisation à 3ω , à forte énergie (100 J), des gains importants calculés par PIRANA-H dans les profils de vitesse obtenus à l'aide de FCI2 : ils sont situés au niveau des plateaux de vitesse

2.4 La comparaison des spectres expérimentaux et des spectres de gain

Dans la première partie, on discute de la validité de la simulation pour interpréter les expériences. La seconde partie est consacrée à la comparaison spectres de gain/spectres expérimentaux.

2.4.1 Correspondance expériences/simulations

La tache focale du faisceau d'interaction n'est pas lissée par lame de phase. Par conséquent, la tache focale est composée de quelques points chauds qui peuvent être relativement intenses. On a vu dans la section 2.2 que la distribution d'intensité et la répartition spatiale de ces points chauds ne peuvent pas être connues contrairement au cas d'un faisceau lissé par RPP.

Les simulations ont donc été réalisées en utilisant une énergie laser comparable à l'énergie laser expérimentale. De plus, l'utilisation d'une tache focale légèrement plus petite que la tache focale expérimentale permet de modéliser les points chauds très intenses présents dans la tache focale.

On a effectué, aux deux longueurs d'ondes, deux simulations : une à faible énergie et une à forte énergie afin d'étudier l'influence de l'intensité laser sur le spectre mesuré.

2.4.2 Comparaison spectres de gain/spectres expérimentaux

Dans les deux sections précédentes, on a étudié les spectres expérimentaux et les spectres de gain. Si on compare les spectres de gain et les spectres expérimentaux, on observe que :

(i) la forme globale des spectres (spectres étroits qui diminuent temporellement en longueur d'onde) est semblable et (ii) quand l'intensité laser augmente, les spectres décroissent plus vite en longueur d'onde et le décalage spectral final est plus important. Ces résultats permettent, d'une part, de valider en partie la simulation et, d'autre part, de confirmer la croissance de l'instabilité dans les plateaux de vitesse d'expansion du plasma.

Sur les figures 4.1 et 4.2, on a indiqué l'évolution temporelle de la longueur d'onde pour laquelle le gain donné par PIRANAH est maximal à faible énergie (petits pointillés) et à forte énergie (pointillés plus grands) à respectivement 2ω et 3ω .

On observe à 2ω que la décroissance de la longueur d'onde rétrodiffusée, observée dans le tir 10, est bien reproduite par la simulation à faible énergie et que celle observée dans le tir 11 est bien modélisée par la simulation à forte énergie. Pour expliquer les deux contributions mesurées dans le spectre obtenu pendant le tir 17, on peut supposer qu'elles sont dues à deux points chauds d'intensité différente.

A 3ω , on observe aussi une très bonne correspondance entre le spectre de gain et le spectre expérimental pour une énergie laser donnée. Par exemple, la vitesse de la décroissance temporelle du spectre mesuré lors du tir 27 (voir figure 4.2 a) est située entre celle observée sur la simulation à 20 J et celle observée sur la simulation à 100 J. Ceci est en accord avec le fait que l'énergie laser utilisée pour ce tir était de ≈ 50 J, comprise entre 20 J et 100 J.

3 La comparaison des réflectivités Brillouin à 2ω et à 3ω en régime saturé

On a étudié, dans la section précédente, la localisation de l'instabilité le long du faisceau d'interaction. On a observé qu'aux deux longueurs d'onde, l'instabilité se développe sur les plateaux de vitesse qui se forment dans les profils de vitesse d'expansion. On a aussi montré dans la section 3.1 que les profils de température électronique et de densité électronique du plasma sont similaires à 2ω et à 3ω . Par conséquent, la croissance de l'instabilité a lieu dans des conditions semblables, ce qui permet de réaliser une bonne comparaison.

En régime linéaire convectif, la réflectivité Brillouin augmente exponentiellement avec l'intensité laser (voir annexe A). La saturation de l'instabilité apparaît quand l'évolution de la réflectivité avec l'intensité laser est moins rapide que l'évolution exponentielle. Les résultats (voir figures 4.1 b et 4.2 b) ont montré qu'à 2ω et à 3ω , la réflectivité Brillouin reste approximativement constante quand on augmente l'intensité excepté pour le tir 12 réalisé à très faible intensité, ce qui démontre la saturation de l'instabilité aux deux longueurs d'ondes.

A 2ω et à 3ω , on a donc comparé dans des conditions similaires la réflectivité Brillouin en régime de saturation et on a obtenu des réflectivités équivalentes si on tient compte des

barres d'incertitude.

Dans cette partie, nous commençons par étudier la croissance et la saturation de l'instabilité. Dans la seconde partie, nous analysons les taux de rétrodiffusion obtenus à l'aide de simulations réalisées sur le code HERA (ce code est présenté dans l'annexe B).

3.1 Discussion sur la croissance et la saturation

Afin d'étudier la croissance de l'instabilité, nous commençons par déterminer le régime de croissance, absolu ou convectif, de l'instabilité. Pour cela, nous comparons l'intensité laser avec les intensités seuils des deux régimes. On obtient, pour tous les tirs, dans l'ensemble du plasma, un seuil absolu supérieur à $10^{16} W/cm^2$ et un seuil convectif inférieur à $5 \times 10^{12} W/cm^2$. Puisque l'intensité laser utilisée était comprise entre $1 \times 10^{13} W/cm^2$ et $1,6 \times 10^{15} W/cm^2$, on déduit que dans tous les cas, le régime de croissance de l'instabilité est convectif.

Les spectres de gain calculés par PIRANAH indiquent que le gain convectif Brillouin est supérieur à 15 pour les simulations réalisées à faible et à forte énergie, à 2ω et à 3ω . Or, on peut considérer que l'instabilité est saturée en régime convectif quand le facteur de gain est de l'ordre de 15, donc les gains calculés sur PIRANAH prévoient la saturation de l'instabilité sur les plateaux de vitesse quand l'énergie laser est supérieure à 20 J.

En dehors des plateaux de vitesse, le gain calculé par PIRANAH est très faible dans les différents cas (< 5), par conséquent, d'après la simulation, la croissance de l'instabilité a uniquement lieu sur les plateaux de vitesse. C'est ce que l'on déduit des spectres expérimentaux.

A 2ω , la réflectivité Brillouin mesurée lors du tir 12, réalisée à $0.1 \times 10^{14} W/cm^2$, est beaucoup plus faible que la réflectivité Brillouin obtenue en régime saturé, l'instabilité croît donc en régime linéaire. Par conséquent, le seuil de saturation de l'instabilité Brillouin est situé entre $0.1 \times 10^{14} W/cm^2$, et $1.6 \times 10^{14} W/cm^2$. Le gain convectif maximal calculé sur le plateau de vitesse est égal à 1.5 (respectivement 24) à $t = 1.5$ ns et 0.6 (respectivement 10) à $t = 2.5$ ns pour le tir 12 (respectivement le tir 10), ce qui explique que l'instabilité n'est pas en régime saturé (respectivement est en régime saturé).

L'autofocalisation du faisceau peut fortement augmenter l'intensité laser locale et donc la réflectivité Brillouin dans un point chaud (voir annexe A), il est donc essentiel de déterminer le rôle de l'autofocalisation dans cette expérience. Puisque le faisceau n'est pas lissé par lame de phase, on considère que la taille du point chaud est de l'ordre de la taille de la tache focale, soit $60 \mu m$. On détermine alors l'intensité seuil ($I_{14,seuil,autofoc}$ exprimé en $10^{14} W/cm^2$) à partir de laquelle $P/P_c = 1$ dans ce point chaud (ce qui correspond au seuil d'autofocalisation) au niveau des plateaux de vitesse d'expansion du plasma :

- A 2ω , en $t = 1.5$ ns, $I_{14,seuil,autofoc} = 0.02$,
- A 2ω , en $t = 2.5$ ns, $I_{14,seuil,autofoc} = 0.04$,

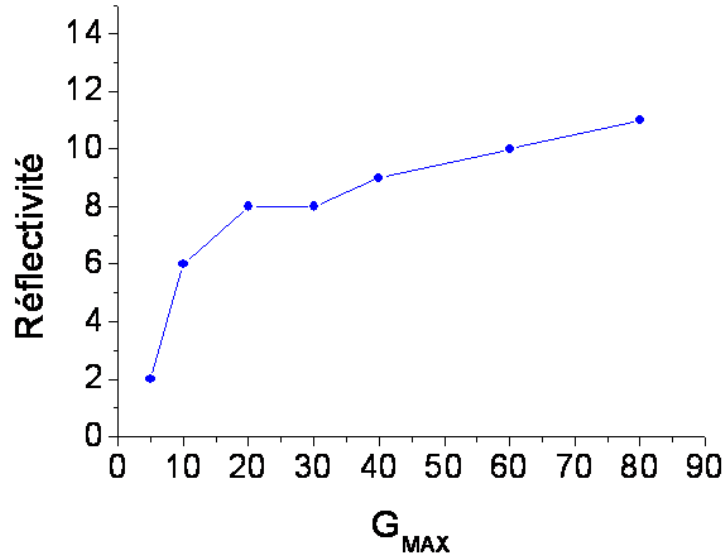


Figure 4.7 – Réflectivités Brillouin mesurées à 3ω dans le tir 27 en fonction des gains maximaux calculés par PIRANAH aux mêmes instants

- A 3ω , en $t = 1.5$ ns, $I_{14,seuil,autofoc} = 0.04$,
- A 3ω , en $t = 2.5$ ns, $I_{14,seuil,autofoc} = 0.1$.

Au cours des différents tirs, l'intensité laser utilisée était supérieure au seuil d'autofocalisation d'au moins un ordre de grandeur, l'autofocalisation s'est donc développée. Ce résultat permet d'expliquer que pour le tir 12, même si le gain Brillouin calculé est très faible, on a mesuré un taux de rétrodiffusion Brillouin significatif. De même, pour le tir 30, l'autofocalisation permet d'expliquer que l'instabilité était saturée alors que le gain convectif maximal sur le plateau de vitesse est de l'ordre de 3.

On peut enfin noter que pendant l'expérience, les réflectivités Raman mesurées étaient très faibles ($< 1\%$), par conséquent, le développement de l'instabilité Brillouin n'était pas perturbé par la compétition Raman/Brillouin.

Sur la figure 4.7, on a comparé la réflectivité Brillouin instantanée mesurée lors du tir 27 en fonction du gain maximal instantané obtenu par la simulation réalisée à forte énergie. La courbe obtenue montre que l'on retrouve la tendance observée pour les réflectivités intégrées : la réflectivité Brillouin est saturée quand le gain convectif est supérieur à ≈ 10 , et en régime saturé, la réflectivité est approximativement constante et vaut $\approx 10\%$.

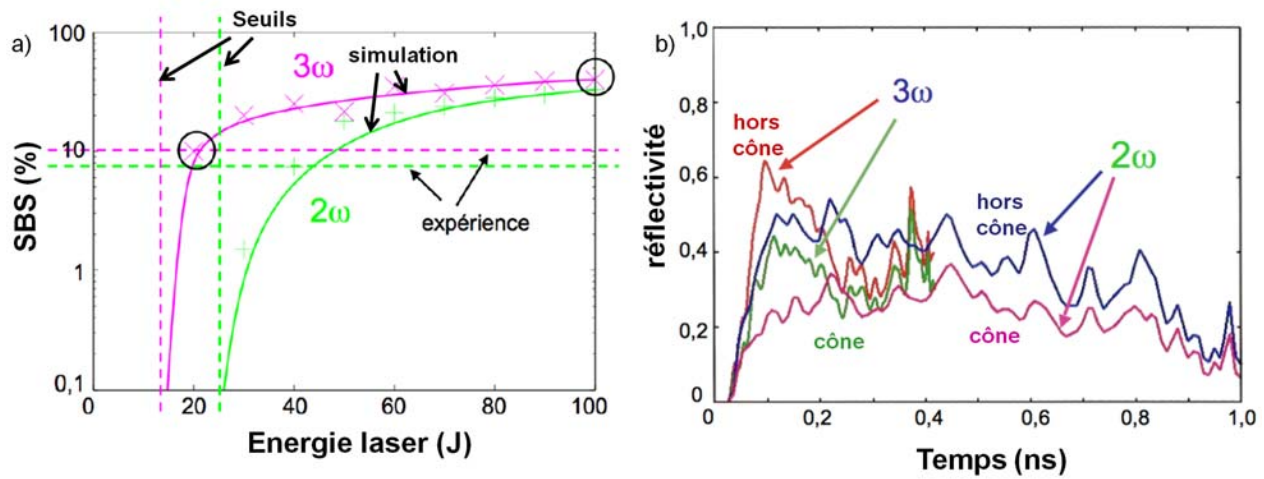


Figure 4.8 – a) Variation du taux de rétrodiffusion donnée par le code HERA à 2ω et à 3ω en fonction de l'énergie laser incidente avec les résultats expérimentaux. b) Puissance rétrodiffusée dans le cône et totale à 2ω et à 3ω données par le code HERA

3.2 Analyse de la saturation à l'aide de simulations HERA

A l'issue de l'expérience, des simulations ont été réalisées avec le code hydrodynamique HERA pour déterminer la réflectivité Brillouin. Pour réaliser la simulation, les résultats de la simulation FCI2 concernant la phase de création du plasma ont été utilisés puis la phase d'interaction a été simulée par le code HERA pour différentes énergies d'interaction.

Sur la figure 4.8 a), on a tracé l'évolution de la réflectivité Brillouin obtenue en fonction de l'intensité laser. On a aussi indiqué les réflectivités expérimentales obtenues en régime de saturation. La figure montre que les simulations permettent de retrouver une réflectivité identique à 2ω et à 3ω . On peut remarquer que le seuil de saturation est plus faible à 3ω qu'à 2ω , alors qu'en théorie, la croissance de l'instabilité est plus importante à 2ω . On a analysé ce résultat et on a montré que ce phénomène était lié à la production du plateau de vitesse : ce dernier se forme à des intensités laser plus faible à 3ω car il est dû à l'absorption du faisceau d'interaction dans le plateau de vitesse, or le processus d'absorption est plus efficace pour les longueurs d'ondes courtes.

On a aussi estimé, grâce à la simulation HERA, l'énergie Brillouin diffusée à l'intérieur et en dehors du cône de rétrodiffusion aux deux longueurs d'ondes. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.8 b). On déduit que l'énergie hors cône est aussi importante que l'énergie dans le cône de rétrodiffusion aux deux longueurs d'ondes, ce qui d'une part, confirme que l'instabilité, en régime saturé, a une croissance similaire à 2ω et à 3ω mais, d'autre part, indique qu'une partie non négligeable de l'énergie rétrodiffusée est située hors cône et n'a donc pas été mesurée au cours de l'expérience. Par conséquent, il semble que

l'expérience doit être complétée en comparant l'énergie Brillouin rétrodiffusée hors cône à 2ω et à 3ω .

On peut noter que les réflectivités obtenues avec le code HERA en régime saturé sont de l'ordre de 20% dans le cône de rétrodiffusion (car l'énergie rétrodiffusée hors cône et approximativement la même que l'énergie située dans le cône) à 2ω et à 3ω alors qu'expérimentalement, on a mesuré une réflectivité en régime saturé de l'ordre de 10% aux deux longueurs d'ondes. On peut expliquer ce résultat par le fait que la simulation HERA ne permet pas de simuler l'ensemble des processus de saturation, et en particulier ne simule pas les processus cinétiques qui doivent jouer un rôle important dans la saturation de l'instabilité (voir section 2.2.1). Ce résultat montre l'importance des expériences pour répondre à des questions telles que de l'influence de la longueur d'onde du laser sur les réflectivités Brillouin en régime saturé dans un contexte FCI car aucune simulation ne permet de simuler l'ensemble des processus de saturation sur des échelles de temps et d'espace significatives pour la FCI (temps de l'ordre de la nanoseconde et plasmas millimétriques).

4 Conclusion

En résumé, l'évolution des taux de rétrodiffusion mesurés au cours de l'expérience en fonction de l'intensité laser a montré que l'on a saturé l'instabilité Brillouin à 2ω et à 3ω dans le cône laser incident. En utilisant les simulations FCI2, des calculs de gain réalisés à l'aide du post processeur PIRANAH et en comparant les résultats obtenus avec les spectres Brillouin expérimentaux, on a montré que le développement de l'instabilité a lieu sur des plateaux de vitesse qui se forment dans les profils de vitesse d'expansion du plasma et que les paramètres du plasma sur ces plateaux de vitesse sont similaires à 2ω et à 3ω ce qui permet de réaliser une comparaison pertinente. La croissance de l'instabilité aux deux longueurs d'ondes a lieu selon un régime convectif et peut être expliquée en utilisant les spectres de gain calculés à l'aide de PIRANAH. La saturation de l'instabilité apparaît quand le gain convectif est supérieur à [5-15]; ce seuil, qui semble légèrement plus faible que celui prévu par la théorie, peut être expliqué par le processus d'autofocalisation qui augmente localement l'intensité laser. Expérimentalement, on a obtenu des taux de rétrodiffusion Brillouin, en régime de saturation, comparables à 2ω et à 3ω , ce résultat a pu être reproduit à l'aide de simulations réalisées sur le code HERA. Toutefois, d'une part les réflectivités Brillouin en régime saturé obtenues par HERA sont plus importantes que les réflectivités expérimentales ce qui a pu être expliqué par le fait que tous les processus de saturation ne sont pas simulés par HERA. D'autre part, ces simulations semblent indiquer que la moitié de l'énergie rétrodiffusée n'est pas collectée par le diagnostic de mesure de la rétrodiffusion car elle a lieu hors cône. Par conséquent, l'étude doit être finalisée en comparant l'énergie Brillouin diffusée hors cône à

2ω et à 3ω . Cette étude (non présentée dans ce manuscrit) a pu être réalisée en 2008 et les résultats obtenus indiquent que la rétrodiffusion hors cône sature et qu'on obtient des taux de rétrodiffusion hors cône comparables aux deux longueurs d'onde, ce qui permet de finaliser cette étude.

Du point de vue de la FCI en attaque directe, cette étude peut être facilement transposable.

En effet, tout d'abord :

- les intensités laser utilisées sont de l'ordre de celles utilisées pendant l'expérience,
- le plasma sera plus étendu donc la longueur de croissance de l'instabilité Brillouin sera plus importante,
- la température électronique du plasma est plus importante dans le cas de la FCI en attaque directe que dans le cas de notre expérience.

Comme la température électronique est plus importante (tous autres facteurs restant similaires), le seuil absolu est plus grand et comme l'intensité laser est du même ordre de grandeur, on en déduit que dans le cas de l'attaque directe, l'instabilité Brillouin va se développer suivant le mode convectif.

Comme l'augmentation de la longueur de croissance a pour effet d'augmenter le gain convectif Brillouin alors que l'augmentation de la température électronique induit une diminution du gain convectif Brillouin, on peut supposer que le gain convectif Brillouin est comparable dans les deux cas.

On en déduit donc que :

- un plateau de vitesse va apparaître à 2ω comme à 3ω ,
- la formation du plateau de vitesse apparaît plus vite à 3ω ,
- l'instabilité Brillouin est en régime saturé sur ces plateaux de vitesse.

De plus :

- la cible a *a priori* un $\langle Z \rangle$ faible comme pendant cette expérience,
- on obtient un T_e/T_i comparables dans les deux cas.

On obtient donc un $\langle Z \rangle T_e/T_i$ comparable dans les deux cas donc il est très probable que les mêmes mécanismes de saturation vont se déclencher.

On en déduit donc que les taux de rétrodiffusion Brillouin sur les plateaux de vitesse seront comparable à 2ω et à 3ω .

Dans le cas de l'attaque indirecte, la transposition des résultats obtenus est plus difficile. En effet, le $\langle Z \rangle$ des parois du hohlraum est beaucoup plus important que de le cas de l'expérience et donc $\langle Z \rangle T_e/T_i$ est différent est les mécanismes de saturation vont donc être sûrement différents. Il est donc nécessaire de réaliser une étude détaillée des mécanismes de saturation qui vont saturer l'instabilité Brillouin au niveau des parois du hohlraum. On peut noter que des fort gains Brillouin peuvent apparaître dans le gaz inséré dans le hohlraum, or

le gaz a « a priori » un $\langle Z \rangle$ faible. On peut donc transposer les résultats obtenus en suivant le même raisonnement que dans le cas de l'attaque directe. Il reste toutefois à comparer à 2ω et à 3ω la longueur des zones de plasma sur lesquels les gains Brillouin sont importants pour pouvoir comparer les rétrodiffusions Brillouin dans tout le plasma à 2ω et à 3ω .

Cette étude a fait l'objet d'une publication [93].

Chapitre 5

Saturation de l'instabilité Raman à 2ω

1 Introduction

Entre Octobre et Novembre 2008, nous avons réalisé une campagne d'expériences sur le LULI 2000 pendant laquelle nous avons étudié à 2ω la croissance de l'instabilité Brillouin et la croissance et la saturation de l'instabilité Raman dans un jet d'éthylène préformé, le but principale de l'expérience étant de mesurer le taux de rétrodiffusion Raman en régime de saturation en fonction des paramètres du plasma et du laser. Le contexte de l'expérience a été exposé dans le chapitre 1. La configuration du LULI 2000 et les caractéristiques des deux diagnostics de rétrodiffusion utilisés ont été présentés dans le chapitre 2. Les plasmas ont été caractérisés dans le chapitre 3 à l'aide de modèles théoriques, de la mesure de la densité du jet d'éthylène en fonction de la pression du gaz en entrée de buse et de simulations numériques. Dans cette partie, nous présentons et interprétons les spectres et les taux de rétrodiffusion mesurés. On peut noter que, comme pour l'étude précédente, la saturation de l'instabilité a été obtenue en augmentant l'intensité du faisceau d'interaction.

Dans ce chapitre, après avoir présentés les résultats expérimentaux obtenus, nous commençons par analyser d'une part l'évolution des spectres Brillouin/Raman obtenus au cours des différents tirs en fonction des paramètres de l'expérience (intensité du laser, pression du gaz, etc.). D'autres part, on compare les longueurs d'onde Brillouin/Raman rétrodiffusées avec les longueurs d'onde Brillouin/Raman attendues le long du faisceau d'interaction calculées à partir des paramètres plasma donnés par la simulation FCI2 (car ces longueurs d'onde dépendent des paramètres du plasma). A l'issue de ces deux études, on déduit la localisation des deux instabilités le long du faisceau d'interaction ainsi que la mesure de la densité électronique du plasma, de la température électronique du plasma et du temps d'ionisation du gaz situé à l'arrière de la surdensité par le faisceau d'interaction.

On étudie ensuite la croissance des deux instabilités en estimant les seuils convectifs et absolus des deux instabilités et les gains convectifs, toujours en utilisant les paramètres

plasma obtenus avec FCI2. Concernant l'analyse de la croissance de l'instabilité Raman, nous montrerons que les deux régimes de croissance interviennent.

Puis, le régime de saturation de l'instabilité Raman est étudié en déterminant d'une part les processus de saturation qui peuvent s'enclencher pour nos conditions d'interaction et, d'autre part, les taux de rétrodiffusion sont comparés à des rétrodiffusions théoriques déduites de lois d'échelles ou de simulations. Nous verrons qu'en utilisant nos résultats, on valide une loi d'échelle permettant de calculer la rétrodiffusion Raman en régime saturé en fonction des paramètres laser/plasma.

L'organisation de ce chapitre est la suivante :

Nous commençons par présenter les résultats obtenus. Dans la deuxième partie, nous donnons une interprétation des spectres mesurés. La troisième partie est consacrée à l'interprétation de la croissance des instabilités Raman et Brillouin. Enfin, nous étudions la saturation de l'instabilité Raman.

2 Les résultats expérimentaux

Pendant la campagne d'expérience, on a fait varier les paramètres du laser et du plasma en modifiant :

- la pression du jet de gaz pour un faisceau d'interaction à énergie maximale pour le délai entre la chaîne Nord et la chaîne Sud (appelé « $\Delta(CN - CS)$ ») de 1,5 ns. On a utilisé les pressions $P = [12; 22; 30; 35; 50]$ bars;
- l'intensité laser à 35 et 50 bars pour $\Delta(CN - CS) = 1,5$ ns;
- le délai entre la chaîne Nord et la chaîne Sud pour un faisceau d'interaction à énergie maximale pour les pressions 22, 35 et 50 bars. On a utilisé un délai de 1500 ps (les deux impulsions sont séparées temporellement) et de 750 ps (les deux impulsions se recouvrent temporellement pendant 750 ps).

On a aussi réalisé trois tirs à 50 bars dans un jet de gaz créé par un autre type de buse appartenant au LULI ayant approximativement les mêmes caractéristiques. On a utilisé les intensités : $I_{laser} = [6; 9; 13] \times 10^{14} W/cm^2$. Le tir effectué pour $I_{laser} = 13 \times 10^{14} W/cm^2$ a été fait sans chaîne Sud. Dans chaque cas, on a mesuré les spectres Brillouin et Raman rétrodiffusés et les énergies associées intégrées sur la durée de l'interaction. L'ensemble des tirs réalisés est répertorié dans le tableau 5.1.

Nous commençons par présenter les résultats concernant la rétrodiffusion Brillouin puis nous exposons ceux liés à l'instabilité Raman.

Tir	P (bars)	I ($10^{14}W/cm^2$)	$\Delta(CN - CS)(ps)$	Buse
50	12	10,5	1500	initiale
48	22	11	1500	initiale
[36; 49]	30	[11,5; 14]	1500	initiale
44	35	12	1500	initiale
37	50	12	1500	initiale
47	35	3	1500	initiale
45	35	9	1500	initiale
41	50	0,5	1500	initiale
39	50	6	1500	initiale
58	22	12	750	initiale
56	35	18	750	initiale
55	50	16	750	initiale
32	50	6	1500	LULI
30	50	9	1500	LULI
31	50	13 ($E_{CS} = 0$)	1500	LULI

Tableau 5.1 – Liste des tirs réalisés pendant l’expérience LULI 2008

2.1 Spectres et taux de rétrodiffusion Brillouin

2.1.1 En fonction de la pression du jet de gaz

La figure 5.1 a) montre les spectres Brillouin obtenus pour les pressions $P = [12; 22; 30; 35; 50]$ bars. Les valeurs exactes des intensités du faisceau d’interaction étaient respectivement de : $I_{laser} = [10, 5; 11; 11, 5; 12; 12] \times 10^{14}W/cm^2$. Dans la figure 5.1 b), on a tracé les taux de rétrodiffusion correspondant. A 30 bars, le spectre et le taux de rétrodiffusion n’ont pas été mesurés sur le même tir. Le taux de rétrodiffusion a été obtenu pour une intensité laser $I_{laser} = 14 \times 10^{14}W/cm^2$.

2.1.2 En fonction de l’intensité laser

La figure 5.2 a) présente les spectres obtenus à 35 bars pour différentes intensités laser (les intensités sont indiquées sur la figure). Les évolutions des taux de rétrodiffusion mesurés à 35 et 50 bars en fonction de l’intensité laser sont tracées sur la figure 5.2 b).

2.1.3 Pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps

Sur les figures 5.3 a), b) et c), on a comparé les spectres Brillouin obtenus pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps et $\Delta(CN - CS) = 1500$ ps pour les pressions laser $P = [22; 35; 50]$ bars. Les taux de rétrodiffusions mesurés sont indiqués sur les figures. Les intensités du faisceau d’interaction pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps et $P=[22; 35; 50]$ bars sont respectivement

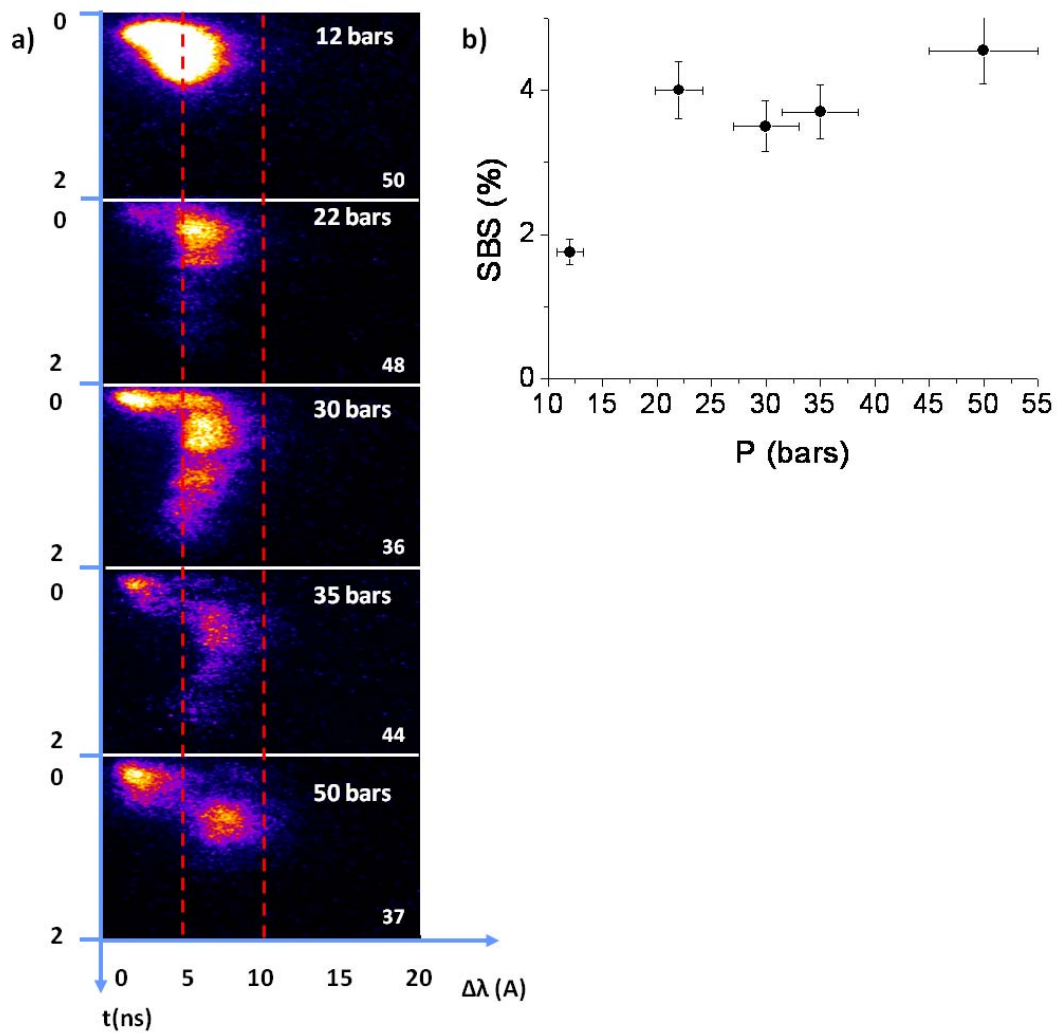


Figure 5.1 – Spectres Brillouin rétrodiffusés (a) et taux de rétrodiffusion Brillouin intégré sur la durée de l'interaction (b) obtenus en fonction de la pression du jet de gaz pour $I_{laser} = 12 \times 10^{14} W/cm^2$

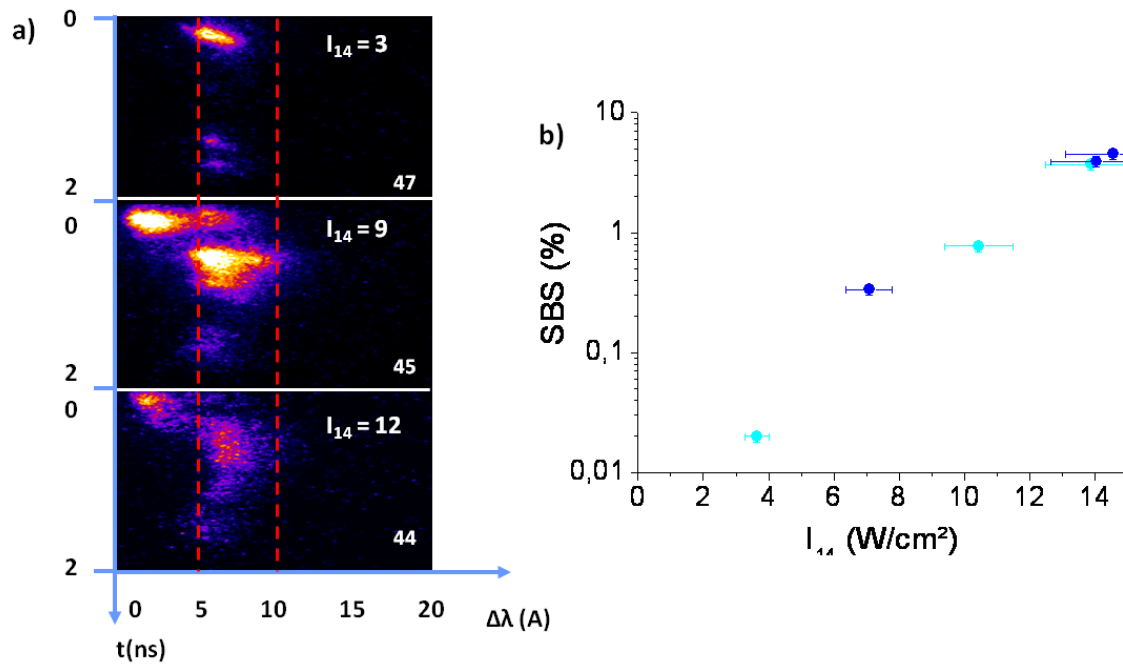


Figure 5.2 – a) Spectres Brillouin obtenus à 35 bars pour différentes intensités laser ; b) taux de rétrodiffusion Brillouin intégrés sur la durée de l'interaction mesurés à 35 (bleu ciel) et 50 bars (bleu foncé) en fonction de l'intensité laser

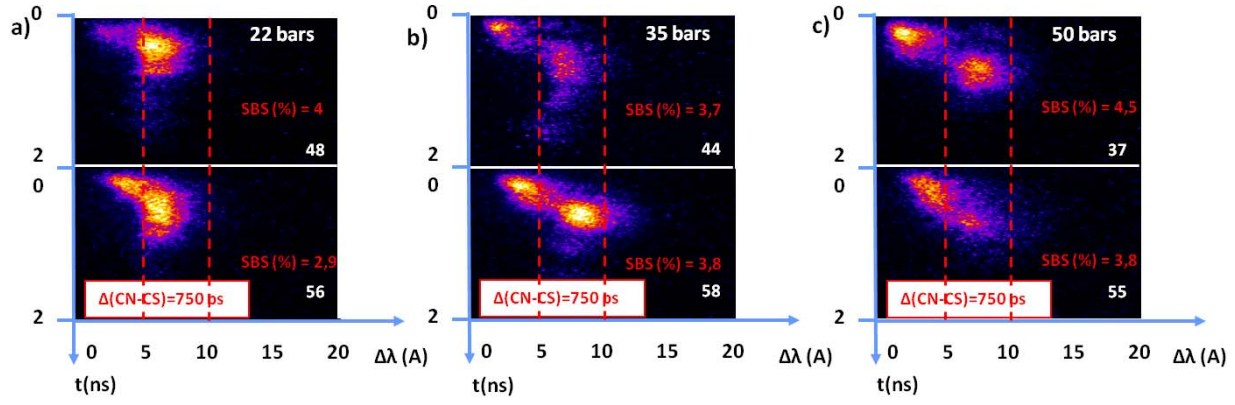


Figure 5.3 – Comparaison des spectres Brillouin obtenus à 22, 35 et 50 bars pour une intensité laser maximum pour $\Delta(CN-CS) = 750$ ps (spectres du bas) et $\Delta(CN-CS) = 1500$ ps (spectres du haut). Les taux de rétrodiffusion intégrés sur la durée de l'interaction sont indiqués sur les figures

$I_{laser} = [12; 18; 16] \times 10^{14} W/cm^2$ et pour $\Delta(CN-CS) = 1500$ ps et $P = [22; 35; 50]$ bars, $I_{laser} = [11; 12; 12] \times 10^{14} W/cm^2$.

2.1.4 Sur la buse du LULI

Sur la figure 5.4, on a représenté les spectres Brillouin obtenus sur la buse LULI. Les taux de rétrodiffusion sont indiqués sur la figure.

2.2 Spectres et taux de rétrodiffusion Raman

2.2.1 En fonction de la pression du jet de gaz

La figure 5.5 a) présente les spectres Raman obtenus pour les différentes pressions. Les intensités du faisceau d'interaction sont les mêmes que pour l'instabilité Brillouin. Sur la figure 5.5 b), on a exposé l'évolution des taux de rétrodiffusion mesurés pour chaque tir en fonction de la pression.

2.2.2 En fonction de l'intensité laser

Les figures 5.6 a) et b) présentent les spectres Raman obtenus à 35 bars pour $I_{laser} = [3; 12] \times 10^{14} W/cm^2$ et à 50 bars pour $I_{laser} = [6; 12] \times 10^{14} W/cm^2$. Les évolutions des taux de rétrodiffusion en fonction de l'intensité laser obtenus à 35 et 50 bars sont tracés sur les figures 5.6 c) et d) en utilisant une échelle logarithmique et linéaire respectivement.

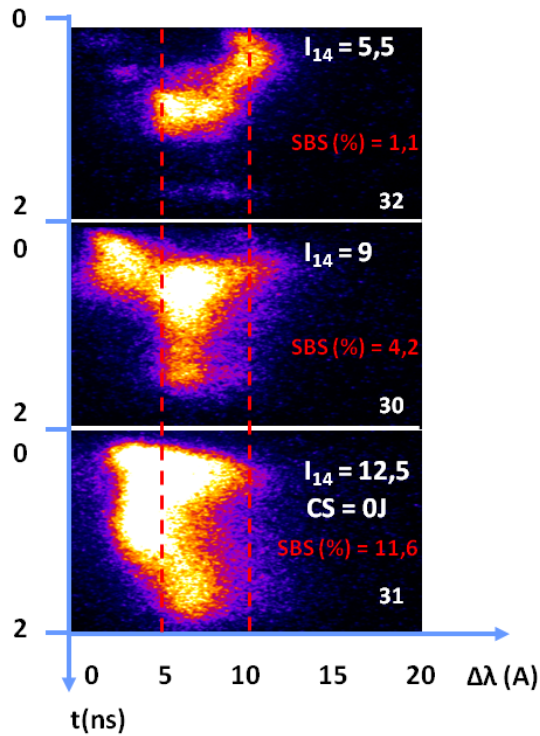


Figure 5.4 – Spectres Brillouin obtenus sur le jet de gaz du LULI (50 bars). Le tir 31 est réalisé sans chaîne Sud

2.2.3 Pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps

Les figures 5.7 a), b), c) comparent les spectres obtenus à 22, 35 et 50 bars pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps et pour $\Delta(CN - CS) = 1500$ ps. Les taux de rétrodiffusion sont indiqués sur les figures. Les intensités laser étaient les mêmes que pour l'instabilité Brillouin.

2.2.4 Sur la buse du LULI

Les spectres obtenus sur la buse LULI sont tracés sur la figure 5.8. Les taux de rétrodiffusion mesurés sont indiqués.

3 Interprétation des spectres rétrodiffusés

Il est important de rappeler ici que le plasma peut être grossièrement séparé en trois régions distinctes :

- une région préformée située entre $z \approx -800 \mu\text{m}$ et $z \approx -300 \mu\text{m}$ où la densité électronique est relativement homogène,
- une surdensité située entre $z \approx -300 \mu\text{m}$ et $z \approx 500 \mu\text{m}$ où le profil de densité électronique est très raide et qui présente un profil localement parabolique au niveau du maximum de densité,

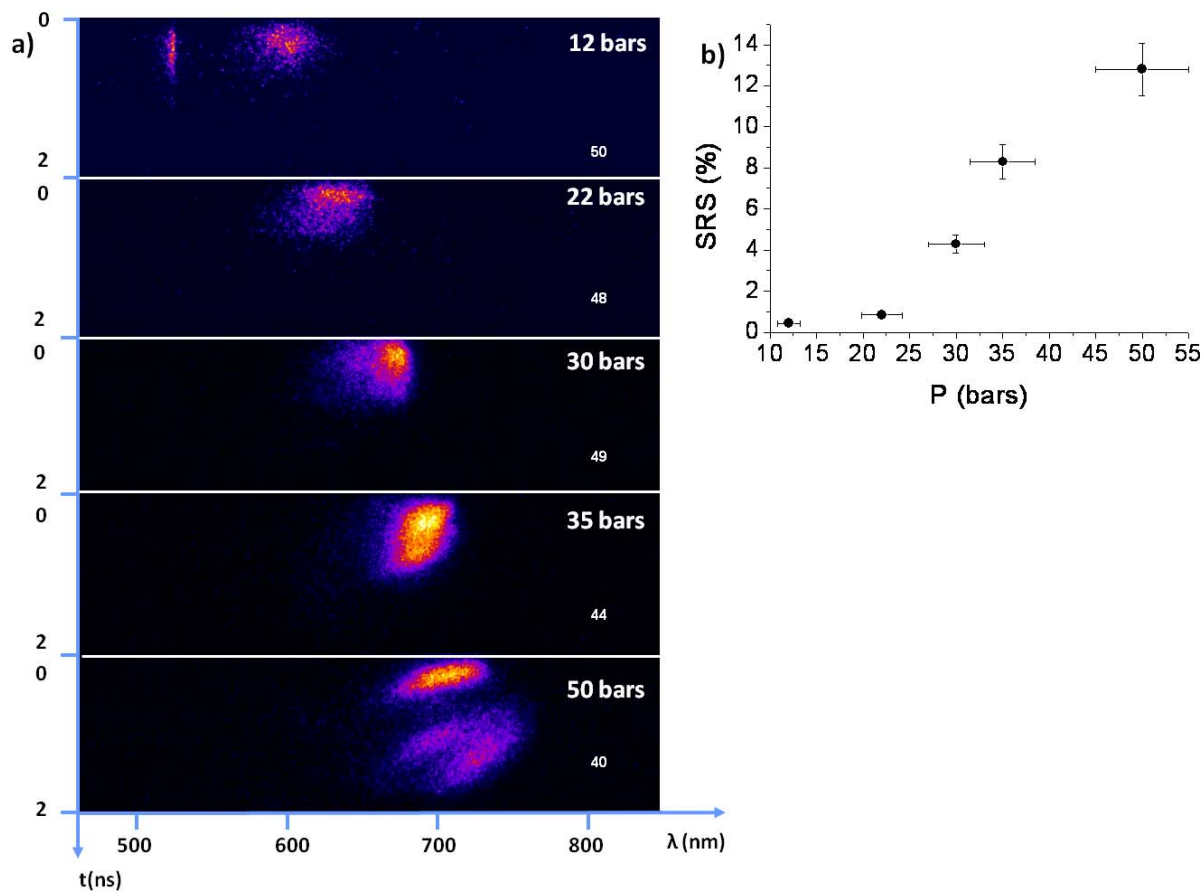


Figure 5.5 – Spectres Raman rétrodiffusés (a) et taux de rétrodiffusion Raman intégrés sur la durée de l'interaction (b) mesurés en fonction de la pression du jet de gaz pour $I_{laser} = [10, 5; 11; 14; 12; 12] \times 10^{14} W/cm^2$

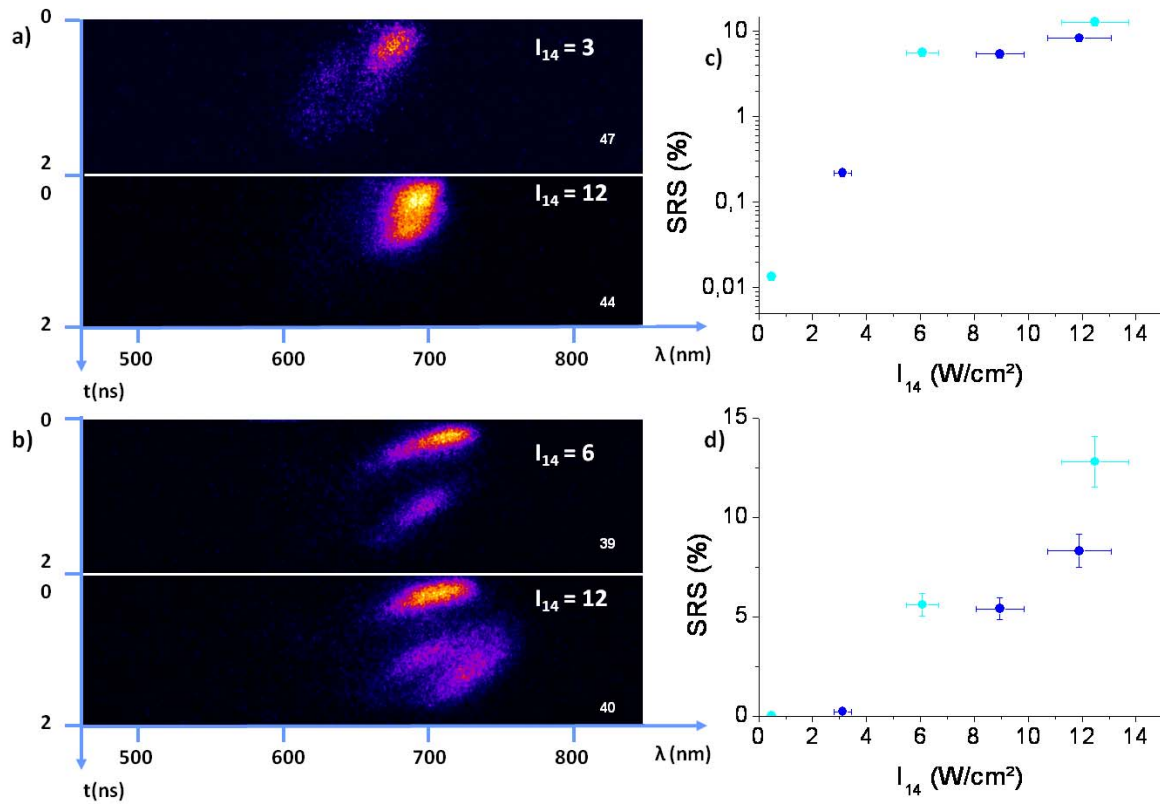


Figure 5.6 – Spectres Raman mesurés à 35 bars (a) et 50 bars (b) pour différentes intensités laser. Taux de rétrodiffusion intégrés sur la durée de l'interaction mesurés à 35 bars (bleu ciel) et 50 bars (bleu foncé) en fonction de l'intensité laser représentés en échelle logarithmique (c) et linéaire (d)

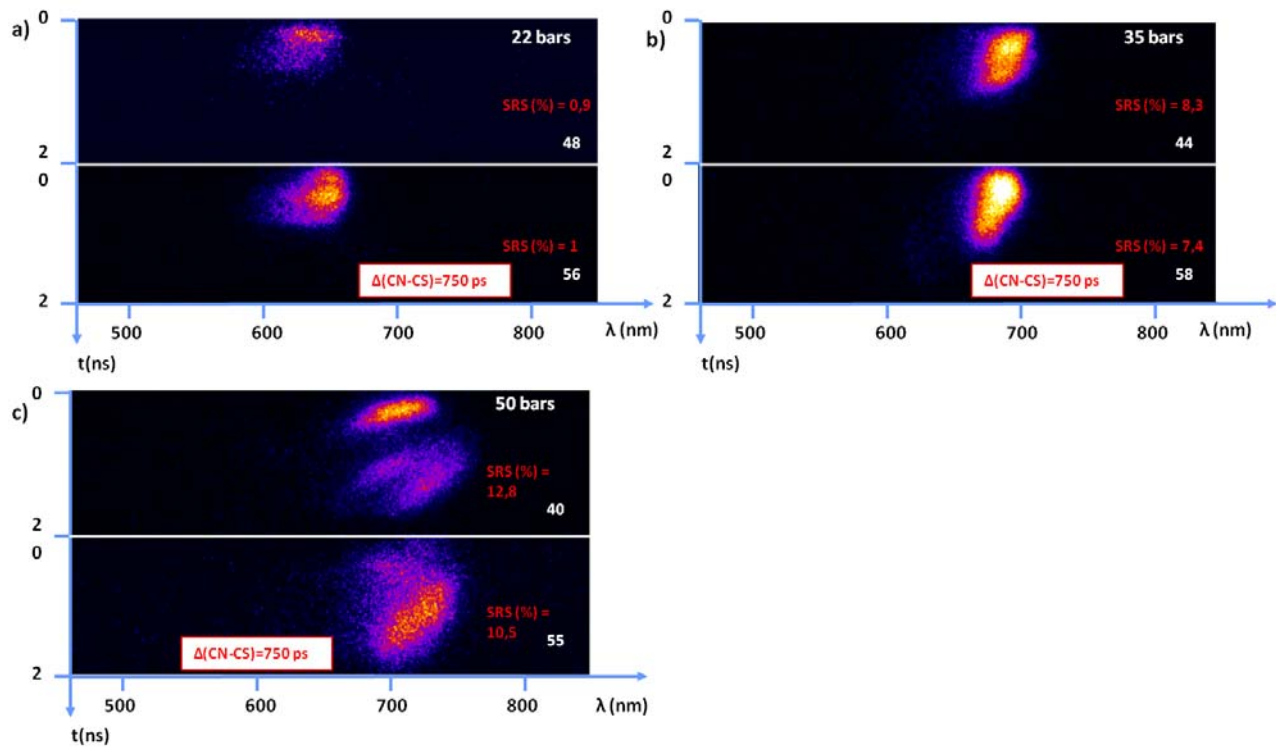


Figure 5.7 – Comparaison des spectres Raman obtenus à 22, 35 et 50 bars pour une intensité laser maximum pour $\Delta(CN - CS) = 750$ ps (spectres du bas) et $\Delta(CN - CS) = 1500$ ps (spectres du haut). Les taux de rétrodiffusion intégrés sur la durée de l'interaction sont indiqués sur les figures

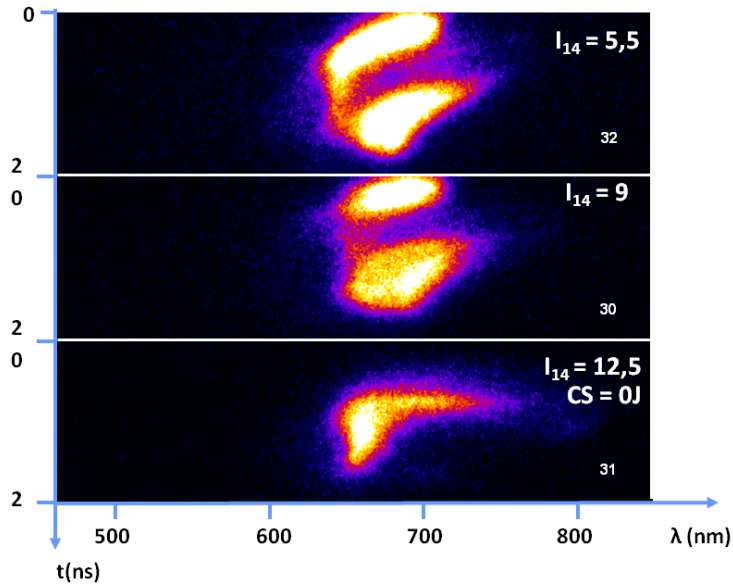


Figure 5.8 – Spectres Raman obtenus sur le jet de gaz du LULI (50 bars). Le tir 31 est réalisé sans chaîne Sud

- une région non préformée située entre $z \approx 500 \mu\text{m}$ et $z \approx 1000 \mu\text{m}$ où le plasma est créé par le faisceau d'interaction et qui présente, une fois ionisé, un profil de densité électronique et de vitesse d'expansion du plasma très homogène.

Dans cette partie on étudie la localisation des instabilités Brillouin/Raman le long du faisceau d'interaction :

- en analysant les modifications des spectres Brillouin/Raman rétrodiffusés en fonction des différents paramètres que l'on a fait varier au cours de l'expérience (intensité laser, délais CN/CS, densité du jet de gaz).
- en comparant les longueurs d'onde Brillouin/Raman rétrodiffusées avec les longueurs d'onde Brillouin/Raman calculées à partir des paramètres du plasma le long du faisceau d'interaction

A l'issue de cette analyse, nous déduisons, d'une part, des spectres Brillouin rétrodiffusés une mesure de la température électronique du plasma et du temps d'ionisation du gaz situé à l'arrière de la surdensité, d'autre part, la mesure de la densité électronique du plasma à l'aide des longueurs d'onde Raman rétrodiffusées.

La première partie porte sur l'instabilité Brillouin, la seconde, sur l'instabilité Raman.

3.1 Interprétation des spectres Brillouin

Dans la première partie, nous identifions trois contributions dans les spectres Brillouin rétrodiffusés. Dans la deuxième partie nous décrivons les dépendances des trois contributions en fonction des paramètres expérimentaux. A partir de cette description et des résultats FCI2, on déduit la localisation de l'instabilité dans le plasma, les résultats seront présentés dans la troisième partie. Dans les quatrième et cinquième parties, nous utilisons l'analyse des spectres Brillouin rétrodiffusés pour déduire la variation de la température électronique et la vitesse d'ionisation du plasma situées à l'arrière de la surdensité.

3.1.1 Identification des trois contributions

Sur chaque spectre rétrodiffusé pour chaque tir à intensité laser maximale, on peut identifier trois contributions :

- la première (zone 1), peu décalée spectralement, commence en tout début d'interaction et s'arrête après [200-300] ps,
- la deuxième (zone 2), décalée spectralement, démarre en tout début d'interaction,
- la troisième (zone 3), décalée spectralement, débute approximativement 300 ps après l'arrivée du faisceau d'interaction.

Sur la figure 5.9 a), on a utilisé le tir 45 pour montrer les trois contributions.

Dans les spectres obtenus sur la buse LULI (tirs 30, 32, figure 5.4), les trois contributions sont présentes. De plus, sur les tirs 30 (buse LULI 50 bars intensité max) et 44 (buse initiale 50 bars intensité max, figure 5.1), la durée et le décalage spectral des contributions 1 et 3 sont similaires. Par conséquent, on peut supposer que les plasmas obtenus avec les deux buses sont comparables pour une même pression d'entrée.

3.1.2 Trois contributions=f(paramètres expérimentaux)

Afin de pouvoir interpréter les spectres Brillouin, nous allons d'abord étudier précisément les évolutions des caractéristiques des trois contributions observées au cours de l'expérience.

contribution 1

Le profil temporel Pour tous les tirs, elle débute en début d'interaction et dure approximativement 200 ps.

Le décalage spectral

- Le décalage est faible ([0-2] Å),
- Il n'est pas modifié quand on change la pression,

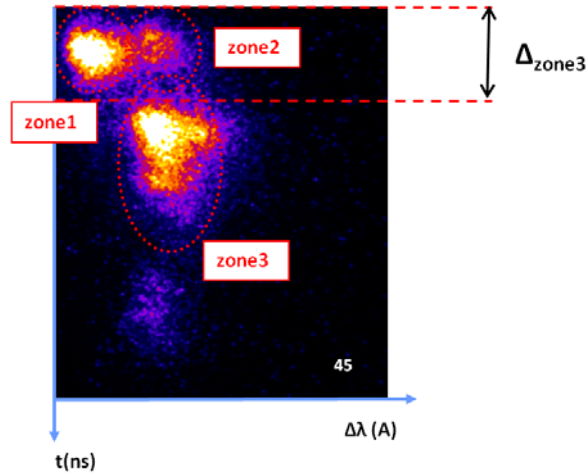


Figure 5.9 – a) Les trois zones identifiées dans les spectres Brillouin

- Il ne varie pas quand on change l'intensité laser (tirs [44, 45] et tirs [30, 32]),
- Il est légèrement plus grand ($\approx 4 \text{ \AA}$) quand $\Delta(CN - CS) = 750 \text{ ps}$.

contribution 2

Le profil temporel Pour chaque tir, elle apparaît au début de l'interaction et dure approximativement 200 ps.

Le décalage spectral

- Le décalage augmente avec la pression du jet,
- Il ne varie pas avec l'intensité laser.

Cette contribution disparaît quand $\Delta(CN - CS) = 750 \text{ ps}$.

contribution 3

Le profil temporel

- La rétrodiffusion commence entre $t = 100 \text{ ps}$ et $t = 300 \text{ ps}$ suivant le tir considéré. Le décalage temporel entre $t = 0 \text{ ps}$ et l'arrivée du faisceau d'interaction est appelé « Δ_{zone3} »,
- La rétrodiffusion est importante pendant 300 ps,
- Δ_{zone3} augmente avec la pression,
- Δ_{zone3} diminue avec l'intensité laser (tirs [30 ; 32] et tirs [44 ; 45]),
- Δ_{zone3} n'est pas modifié quand $\Delta(CN - CS) = 750 \text{ ps}$.

Le décalage spectral

- Le décalage augmente avec la pression du jet,
- Il n'est pas modifié par l'intensité laser,
- Il ne varie pas quand $\Delta(CN - CS) = 750$ ps. La différence que l'on peut observer entre les tirs 44 (35 bars $\Delta(CN - CS) = 1500$ ps) et 58 (35 bars $\Delta(CN - CS) = 750$ ps) sera expliquée par la différence d'intensité laser.

3.1.3 La localisation des 3 contributions

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les longueurs d'ondes rétrodiffusées sont liées aux paramètres du plasma. En particulier, nous avons calculé que le spectre est décalé vers le rouge par la température électronique et une vitesse d'expansion positive (en direction de $z > 0$) et vers le bleu par une vitesse d'expansion négative. La densité électronique a une faible influence sur le décalage spectral.

En utilisant l'étude précédente, nous réalisons maintenant une première localisation le long du faisceau d'interaction de l'instabilité Brillouin à l'origine des différentes contributions.

contribution 1 Il a été vu précédemment que la modification du délai entre les deux chaînes laser modifie le décalage spectral. La création du plasma a donc une influence sur le développement de l'instabilité. De plus, l'intensité du faisceau d'interaction ne modifie pas le décalage spectral et la rétrodiffusion a lieu en début d'interaction. Par conséquent, la rétrodiffusion a lieu dans le région préformée par la chaîne Sud.

Dans l'ensemble du plasma préformé, la température électronique est relativement importante et induit un décalage spectral situé entre 5 et 10 Å. Par conséquent, le décalage spectral faible est dû d'une part, à la température électronique et d'autre part, à la vitesse d'expansion négative.

Dans la zone préformée par la chaîne Sud, on n'observe pas de région où la vitesse d'expansion du plasma soit relativement homogène, donc, les gains convectifs sont faibles sur l'ensemble de la zone et n'expliquent pas les taux de rétrodiffusion mesurés. Puisque la zone située en $z < -1000 \mu\text{m}$ n'est pas prise en compte dans la simulation, on peut supposer que la rétrodiffusion a lieu dans cette région. De plus, la rétrodiffusion se développe pendant un temps relativement court, ce qui correspond à une modification rapide des paramètres du plasma. Dans la simulation, on observe une surdensité située d'un côté du point focal du laser de création, on peut donc supposer qu'il existe une zone similaire située dans la région $z < -1000 \mu\text{m}$. Dans cette zone, la densité électronique du plasma diminue rapidement, ce qui correspond à une modification rapide des paramètres du plasma, on peut donc supposer que la rétrodiffusion est localisée au niveau de cette surdensité.

contribution 2 Elle disparaît quand on modifie le délai entre la chaîne Nord et la chaîne Sud. La chaîne Sud a donc une influence sur le développement de l'instabilité. De plus, elle a lieu en tout début d'interaction et son décalage n'est pas modifié quand on varie l'intensité du faisceau. De même que pour la zone 1, on déduit qu'elle se forme dans la région préformée par la chaîne Sud.

En comparant le décalage spectral observé et le décalage spectral attendu, dans les différentes régions du plasma, calculés d'après les profils FCI2, on déduit que l'instabilité s'est développée dans la région située en $z = [-800, -600]\mu\text{m}$.

contribution 3 Contrairement aux contributions 1 et 2, il a été remarqué que le délai chaîne Nord - chaîne Sud n'avait aucune influence sur le décalage spectral et le profil temporel de la contribution 3. De plus, sur le tir 31 réalisé sans chaîne Sud, le spectre obtenu présente approximativement les mêmes caractéristiques spectrales et temporelles que la contribution 3. On déduit que la rétrodiffusion est localisée dans la région du plasma non préformée par la chaîne Sud (située à l'arrière de la surdensité).

D'après les simulations, dans cette région, la vitesse d'expansion du plasma est nulle. Le décalage spectral mesuré est donc uniquement dû à la température électronique du plasma.

De plus, on observe que Δ_{zone3} augmente avec la pression du jet de gaz et avec l'intensité du laser. En effet, ce retard est lié au temps d'ionisation de la zone non préformée.

Sur la figure 5.10, on a comparé les longueurs d'ondes calculées à partir des profils FCI2 en $t = 1,8$ ns et les longueurs d'ondes mesurées pour les différentes pressions. On observe que l'instabilité est localisée sur l'ensemble de la région non préformée du plasma ($z = 350 \mu\text{m}$ à $z = 750 \mu\text{m}$).

3.1.4 La mesure de la température électronique du plasma

Le décalage spectral de la contribution 3 est dû uniquement à la température électronique du plasma situé à l'arrière de la surdensité, par conséquent, à partir du décalage spectral mesuré, on peut calculer la température électronique dans cette zone. Le calcul de la température électronique du plasma se déduit de l'équation 4.1 :

$$T_e = 2,37 \times 10^8 \frac{\langle M \rangle}{Z \lambda_{laser}} \frac{1}{\frac{1}{1+k_{IAW}^2 \lambda_D^2} + 3 \frac{T_i}{Z T_e}} \frac{1}{1 - \frac{v_p}{c_s}} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-0,5} \quad (5.1)$$

D'après les simulations, pour les différentes pressions, $k_{IAW}^2 \lambda_D^2$ est de l'ordre de 0,09 et T_i/T_e est de l'ordre de 0,25, la vitesse d'expansion du plasma étant nulle. Sur la figure 5.11 a), on a comparé la température électronique du plasma calculée, en utilisant l'équation précédente, à partir des longueurs d'ondes rétrodiffusées en début de zone 3 et les températures minimales et maximales calculées par FCI2 en $t = 1,8$ ns dans la région située

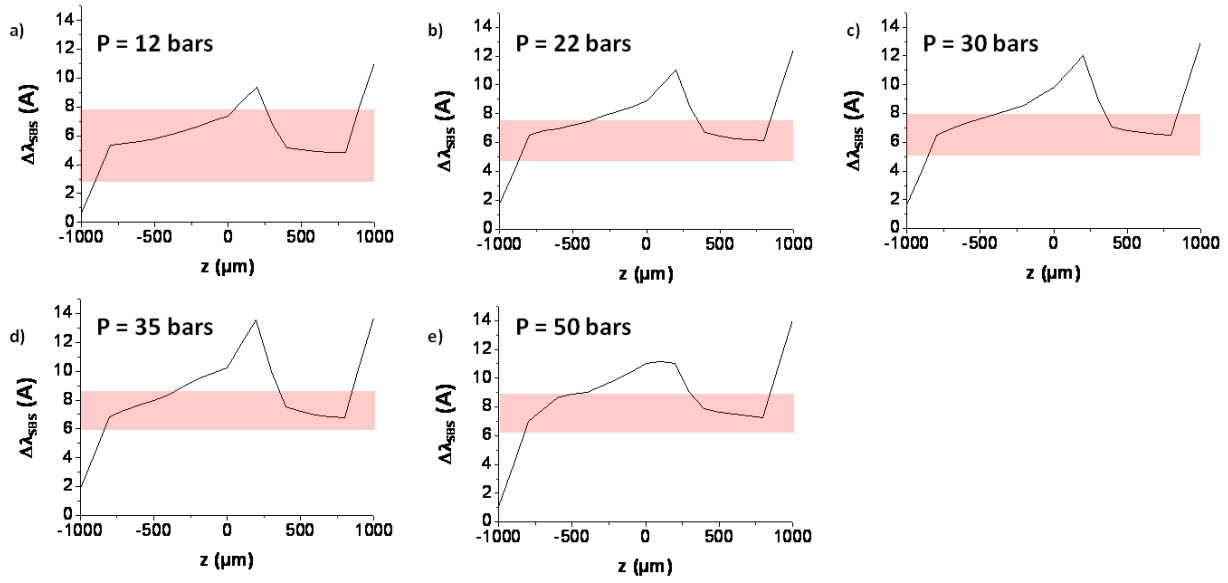


Figure 5.10 – Comparaison des longueurs d’ondes attendues d’après les résultats FCI2 (courbes noires) et des longueurs d’ondes observées dans la zone 3 à 12 bars (a), 22 bars (b), 30 bars (c), 35 bars (d) et 50 bars (e) (zones orangées)

à l’arrière de la surdensité. On a aussi indiqué les températures électroniques calculées à partir des deux longueurs d’ondes pour lesquelles l’intensité rétrodiffusée est égale à l’intensité maximale rétrodiffusée divisée par deux. Le bon accord obtenu permet de valider en partie les simulations FCI2. On peut remarquer que ce bon accord est équivalent au bon accord que l’on a observé entre les longueurs d’ondes rétrodiffusées et les longueurs d’ondes calculées à partir des profils FCI2 sur la figure 5.10

Sur la figure 5.11 b), on a reporté l’évolution de la température électronique, calculée comme précédemment, obtenue à 35 bars en fonction de l’intensité laser. Le tir 56 ($\Delta(CN - CS) = 750$ ps, $I_{laser} = 18 \times 10^{14} W/cm^2$) a été utilisé pour mesurer la température électronique à très forte intensité car le délai entre les deux impulsions laser n’a pas d’influence sur le décalage spectral de la zone 3. L’accroissement de la température électronique en fonction de l’intensité laser confirme que l’instabilité se développe dans la zone non préformée du plasma. Sur la figure, on a aussi indiqué la courbe $T_e(I) = T_e(9 \times 10^{14} W/cm^2) \times (I/(9 \times 10^{14} W/cm^2))^{2/5}$. Cette courbe représente la variation de la température électronique en fonction de l’intensité laser calculée avec l’équation 3.9. On observe que la variation de la température électronique en fonction de l’intensité laser mesurée expérimentalement est relativement bien décrite par cette variation théorique.

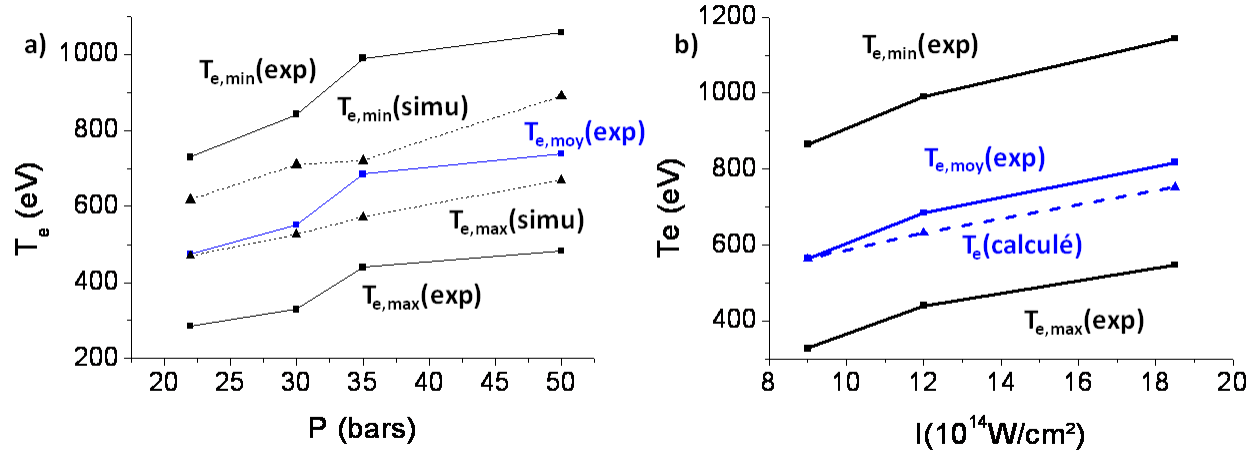


Figure 5.11 – a) Comparaison des températures électroniques calculées par FCI2 entre $z = 400 \mu\text{m}$ et $z = 600 \mu\text{m}$ (trait pointillé noir : température minimale et maximale) et des températures électroniques déduites des spectres Brillouin (trait plein noir : température minimale et maximale, trait bleu : température moyenne) en fonction de la pression du jet de gaz ; b) Comparaison des températures électroniques calculées à partir des spectres Brillouin à 35 bars en fonction de l'intensité laser trait plein noir : température minimale et maximale, trait bleu : température moyenne) avec la courbe $T_e(I) = T_e(9 \times 10^{14} \text{W/cm}^2) \times (I/(9 \times 10^{14} \text{W/cm}^2))^{2/5}$ (trait bleu pointillé)

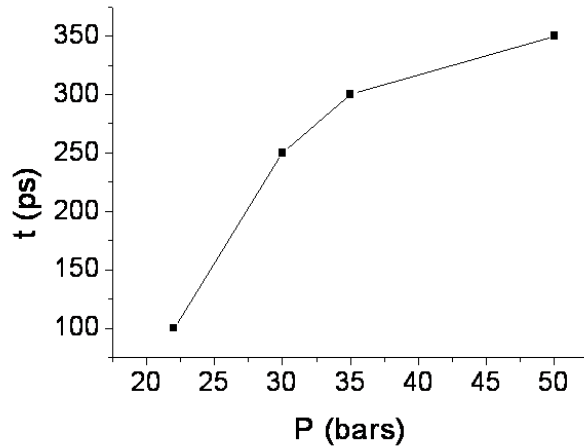


Figure 5.12 – Temps d'ionisation, calculés en utilisant les spectres Brillouin, en fonction de la pression du jet de gaz

3.1.5 La mesure de la vitesse d'ionisation du plasma

Le temps qui correspond au début de la zone 3 correspond au temps à partir duquel le gaz situé à l'arrière de la surdensité est ionisé car c'est en tout début d'ionisation que la croissance de l'instabilité Brillouin est maximale. En effet, d'une part, le gain Brillouin est proportionnel à T_e^{-1} , donc il est maximal quand le plasma est froid, soit en tout début d'ionisation. D'autre part, nous verrons par la suite que l'amortissement Landau est très faible en tout début d'ionisation car le paramètre $\langle Z \rangle T_e/T_i$ est très grand donc c'est en tout début d'ionisation que l'onde IAW est la moins amortie.

Sur la figure 5.12, on a tracé le temps d'ionisation mesuré en fonction de la pression du jet de gaz. Il est à noter que l'intensité du laser à l'arrière de la surdensité est diminuée d'un facteur 3,5 par rapport à l'intensité du laser au point de meilleure focalisation. On observe que le temps d'ionisation augmente avec la pression. En effet, quand la pression augmente le nombre de particules à ioniser devient plus important.

3.2 Interprétation des spectres Raman

Dans cette partie, nous commençons par analyser l'évolution des spectres Raman en fonction des paramètres de l'expérience. Dans la deuxième partie, nous localisons l'instabilité Raman le long du faisceau d'interaction en comparant les longueurs d'ondes Raman mesurées avec les longueurs d'ondes Raman calculées à partir des résultats de la simulation hydrodynamique. A partir de la longueur d'onde Raman rétrodiffusée, on peut estimer la densité du plasma où siège l'instabilité, ce point est abordé dans une troisième partie.

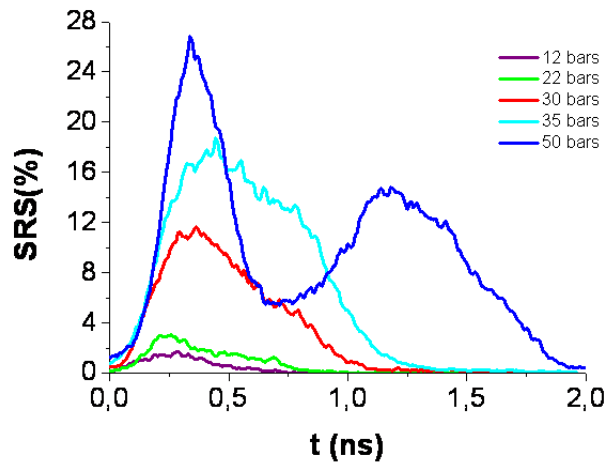


Figure 5.13 – Evolution temporelle de la rétrodiffusion Raman mesurée aux différentes pressions pour $I \approx 12 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

3.2.1 Spectres Raman=f(paramètres expérimentaux)

En fonction de la pression (figure 5.5)

Les spectres obtenus pour chaque pression sont relativement étroits : ils s'étendent sur [40-60] nm suivant la pression considérée alors que les longueurs d'ondes Raman peuvent être de 526 nm à 1052 nm. Il sera constaté par la suite que la longueur d'onde Raman rétrodiffusée est principalement liée à la densité électronique du plasma. Les spectres obtenus indiquent donc que l'instabilité Raman se développe dans un plasma relativement homogène en densité.

On observe une augmentation de la longueur d'onde rétrodiffusée avec la pression du gaz. Ceci montre que la densité électronique du plasma à laquelle l'instabilité se développe augmente avec la pression, ce qui est en accord avec l'augmentation de la densité du plasma due à l'augmentation de la pression du jet.

Pour chaque pression, la rétrodiffusion Raman commencent en tout début d'interaction (à 100 ps près, temps qui correspond à la précision de la mesure). Or, en tout début d'interaction, le gaz situé à l'arrière de la surdensité n'est pas ionisé, et nous avons déduit des spectres Brillouin que cette partie du plasma est ionisée uniquement après [100-350] ps. On déduit donc que l'instabilité Raman n'a pas pu se développer à l'arrière de la surdensité, elle s'est donc développée dans la partie préformée du plasma.

La figure 5.13 représente l'évolution temporelle de la rétrodiffusion Raman en fonction de la pression du jet de gaz. On peut remarquer que la durée d'émission augmente avec la pression. Il sera vu par la suite que l'instabilité se développe plus favorablement sur les grandes densités électroniques, ce qui explique ce résultat.

Evolution des spectres SRS en fonction de l'intensité (figure 5.6)

A 50 bars, des spectres similaires sont obtenus à faible et forte intensité :

- une intense contribution a lieu au début de l'interaction, elle s'étend de 700 nm à 750 nm et dure approximativement 500 ps,
- une seconde contribution apparaît au bout de 600 ps et 800 ps respectivement à forte et faible énergie laser.

La première contribution commence au début de l'interaction, donc, d'après le raisonnement précédent, l'instabilité Raman associée s'est développée dans le plasma préformé. Ceci est confirmé par le fait que l'on n'observe pas d'influence notable de l'intensité laser sur sa forme temporelle et spectrale.

La seconde contribution démarre plus tard, quand on diminue l'intensité laser. De plus, à faible énergie laser, elle est nettement moins importante. Par conséquent, la seconde contribution est localisée dans la zone du plasma ionisée par le faisceau d'interaction.

Dans le spectre obtenu à 35 bars à forte énergie, il semble que l'on puisse aussi identifier deux contributions : une première entre $t = 0$ ps et $t = 500$ ps et une seconde entre $t = 500$ ps et $t = 1000$ ps. Les deux contributions étant très proches temporellement, il est difficile de conclure de façon définitive sur cette observation. Néanmoins, dans le spectre mesuré à plus faible énergie, on observe une seule contribution qui dure 500 ps, ce qui semble confirmer cette analyse. Le raisonnement utilisé pour interpréter les contributions observées dans les spectres obtenus à 50 bars semble s'appliquer aussi aux spectres mesurés à 35 bars.

Influence du décalage temporel CN-CS sur la rétrodiffusion Raman (figure 5.7)

A 22 et 35 bars on observe une faible influence du décalage temporel CN-CS sur les spectres Raman rétrodiffusés. En revanche, à 50 bars, la première contribution disparaît pour un décalage de 750 ps alors que la seconde contribution est approximativement identique. La chaîne Sud a donc une influence sur la première contribution mais pas sur la seconde. Ceci confirme bien que la première contribution provient de la zone préformée par la chaîne Sud et que la seconde contribution est située dans la zone non ionisée du plasma.

Les résultats obtenus sur la buse LULI Des spectres très similaires à ceux mesurés sur la buse initiale ont été obtenus sur la buse LULI. Sans chaîne Sud, on observe uniquement la seconde contribution sur le spectre rétrodiffusé, ce qui confirme le raisonnement précédent.

3.2.2 La localisation de l'instabilité Raman

De même que pour l'instabilité Brillouin, on peut calculer les longueurs d'ondes Raman rétrodiffusées en fonction des paramètres du plasma en utilisant l'équation de conservation

d'énergie et la relation de dispersion de l'onde EPW (voir annexe A). On obtient alors l'équation suivante :

$$\lambda_{SRS} = \frac{\lambda_0}{1 + \sqrt{(n_e/n_c) \times (1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2)}} \quad (5.2)$$

Les résultats de la simulation FCI2 permettent alors de calculer les longueurs d'ondes Raman rétrodiffusées le long du faisceau d'interaction, pour chaque pression, en fonction du temps. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 5.14. On a aussi indiqué sur la figure les longueurs d'ondes pour lesquelles on a mesuré une forte réflectivité Raman (en rouge) et une faible réflectivité Raman (en jaune).

Par ailleurs, les valeurs de $k_{EPW} \lambda_D$ sont tracées sur la figure. En effet, la relation de dispersion de l'EPW utilisée pour établir l'équation 5.2 n'est vraie que pour $k_{EPW} \lambda_D < 0,4$. Dans le cas contraire, il a été montré que $\omega_{EPW}^2 < \omega_{pe}^2 (1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2)$, par conséquent, les valeurs indiquées sur la figure 5.14 sous-estiment la longueur d'onde rétrodiffusée. Il est à noter que les valeurs de $k_{EPW} \lambda_D$ seront réutilisées par la suite car ce sont de bons indicateurs de l'amortissement Landau des ondes EPW, en particulier pour $k_{EPW} \lambda_D > 0,4$ l'amortissement Landau devient très important et la théorie linéaire indique que le développement de l'instabilité est très faible.

Pour chaque tir, en comparant la longueur d'onde calculée le long du faisceau d'interaction et la longueur d'onde rétrodiffusée mesurée expérimentalement en début d'interaction, on peut localiser l'instabilité Raman en début d'interaction, c'est-à-dire identifier les régions du plasma dans lesquelles l'instabilité a pu se développer. On peut noter que d'après l'analyse précédente, la rétrodiffusion Raman mesurée en début d'interaction provient de la zone préformée du plasma située à l'avant de la surdensité. En utilisant la figure 5.14, nous allons maintenant détailler la localisation de l'instabilité pour chaque pression :

- à 12 et 22 bars, l'ensemble du plasma préformé a pu contribuer. A 22 bars, l'instabilité ne s'est pas développée sur la surdensité.
- à 30 et 35 bars, on localise les faibles et fortes rétrodiffusions dans le plasma préformé dans des zones situées entre $z \approx [-800, -250] \mu\text{m}$ et $z \approx [-250, 0] \mu\text{m}$ respectivement. On n'observe pas de rétrodiffusion issue de la surdensité. A 35 bars, on peut noter que la seconde contribution que l'on a identifiée précédemment correspond en longueur d'onde à la forte rétrodiffusion mesurée en début d'interaction. On observe que cette contribution a pu provenir de la zone située à l'arrière de la surdensité, ce qui confirme le fait que cette seconde contribution a pu se développer à l'arrière de la surdensité.
- à 50 bars, on a distingué la rétrodiffusion observée en début d'interaction et celle observée en fin d'interaction (voir figures 5.14 e et f). La forte rétrodiffusion mesurée en début d'interaction, s'est produite sur l'avant du plasma, et la faible rétrodiffusion a été créée sur l'arrière de la surdensité. On n'observe toujours pas de contribution

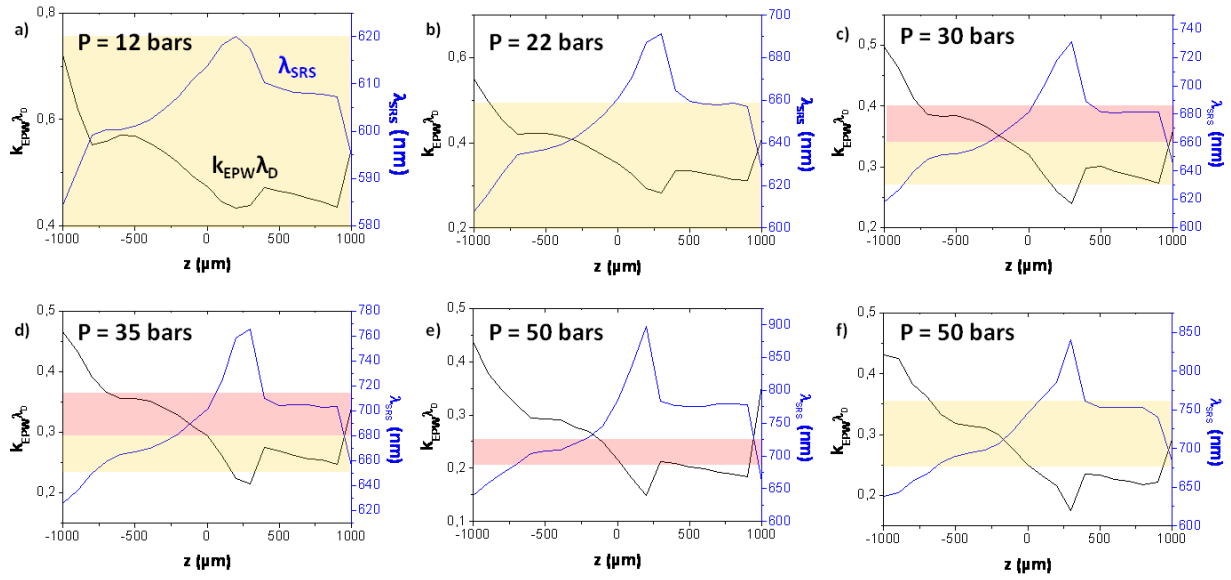


Figure 5.14 – Comparaison aux différentes pressions des longueurs d’ondes Raman rétrodiffusées le long du faisceau d’interaction obtenues à partir des résultats de la simulation FCI2 (traits bleus) et des longueurs d’ondes pour lesquelles on a mesuré une forte rétrodiffusion (zones rouge) et une faible rétrodiffusion (zones jaunes). Les valeurs de $k_{EPW}\lambda_D$ sont aussi indiquées sur la figure (traits noirs)

Pression (bars)	Faible rétrodiffusion	$L_{faibleretro}$ (μm)	Forte rétrodiffusion	$L_{forteretro}$ (μm)
12	$z = [-800, 100] \mu\text{m}$	900		
22	$z = [-700, 0] \mu\text{m}$	700		
30	$z = [-700, -250] \mu\text{m}$	450	$z = [-250, 0] \mu\text{m}$	250
35	$z = [-700, -250] \mu\text{m}$	450	$z = [-250, 0] \mu\text{m}$	250
50			$z = [-550, -250] \mu\text{m}$	300

Tableau 5.2 – Localisation des faibles et fortes rétrodiffusions Raman mesurées en début d’interaction aux différentes pressions

venant de la surdensité.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.2

3.2.3 Détermination de n_e/n_c à partir de λ_{SRS}

En utilisant l’équation 5.2, on déduit le calcul de la densité électronique du plasma en fonction de la longueur d’onde Raman rétrodiffusée :

$$n_e/n_c = \frac{1}{1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2} \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{SRS}}\right)^2 \quad (5.3)$$

La température électronique a une faible influence sur la valeur de la densité électronique, on utilise donc les températures électroniques moyennes données par la simulation. Quand $k_{EPW} \lambda_D$ est faible, il a aussi une faible influence sur le résultat du calcul, on utilise donc, dans chaque cas, la valeur approchée : $k_{EPW} \lambda_D = 0,3$. La figure 5.15 représente les densités électroniques déduites des longueurs d’ondes Raman rétrodiffusées mesurées en début d’interaction. La densité électronique initiale du jet de gaz est aussi tracée sur la figure. On observe que la longueur d’onde Raman maximale obtenue correspond à la densité électronique initiale du jet de gaz excepté à 50 bars. Ceci permet de vérifier la justesse de la caractérisation du jet de gaz. La différence observée à 50 bars peut s’expliquer par le creusement plus important du plasma par les faisceaux lasers (ceci s’observe aussi dans les résultats de simulation).

4 La croissance des instabilités Brillouin et Raman

Dans la partie précédente, on a localisé les instabilités Brillouin/Raman le long du faisceau d’interaction. D’une façon générale on a observé que :

- la principale contribution Brillouin s’est développée à l’arrière de la surdensité,
- la rétrodiffusion Raman mesurée en début d’interaction s’est développée à l’avant de la surdensité.

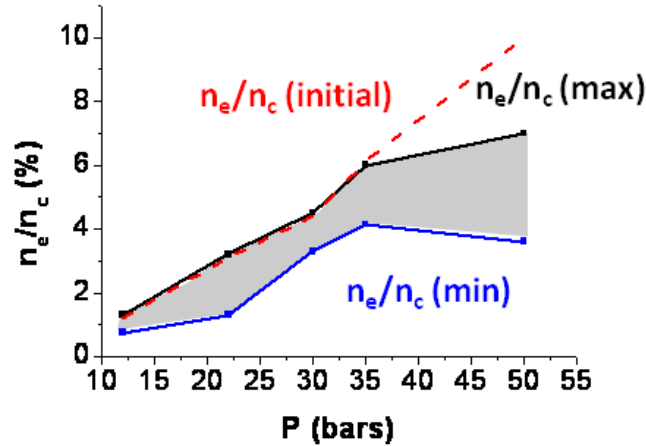


Figure 5.15 – densité électronique déduites des spectres Raman rétrodiffusés en fonction de la pression du gaz : en bleu les densités minimales et en noir les densités maximales. En rouge, on a tracé la densité électronique initiale du jet de gaz déduite de la caractérisation du jet

Pression (bars)	12	22	30	35	50
P (MW)	160	160	160	160	160
P_c (MW)	900	443	354	288	182

Tableau 5.3 – Valeurs de P et de P_c au niveau du maximum de la surdensité aux différents pressions

On peut noter que dans le plasma étudié, tout d'abord, la compétition Brillouin/Raman joue un rôle mineur puisque les deux instabilités sont localisées dans des régions différentes du plasma. De plus, afin d'estimer le rôle de l'autofocalisation dans l'expérience, on calcule la valeur de P et de P_c dans la zone du plasma où l'autofocalisation est la plus susceptible de se déclencher, soit au niveau du maximum de la surdensité pour l'intensité laser moyenne maximale. Les valeurs obtenues sont répertoriées dans le tableau 5.3. On observe que pour les différentes pressions, P est toujours inférieur à P_c donc l'autofocalisation ne se déclenche pas. On peut toutefois noter que dans les *speckle* les plus intenses (u=6 à 12 bars, u=3 à 22 et 30 bars et u=2 à 35 et 50 bars), les *speckle* autofocalisent, seulement ce phénomène reste marginal car d'une part il a lieu que pour certains *speckle* relativement intenses et dans une région du plasma relativement petite.

Comme nous avons localisé les zones d'activité du Brillouin et du Raman dans des régions différentes du plasma, le phénomène de compétition Raman/Brillouin n'est pas très important dans cette expérience.

Cette partie est consacrée à l'étude de la croissance des instabilités Brillouin/Raman dans le plasma. Pour cela, pour chaque instabilité, on étudie tout d'abord son mode de croissance, absolu ou convectif. En cas de croissance convective, on calcul le gain convectif pour analyser le niveau de croissance de l'instabilité.

On commence par analyser la croissance de l'instabilité Brillouin, puis nous étudions la croissance de l'instabilité Raman.

4.1 La croissance de l'instabilité Brillouin

Le seuil Brillouin absolu, dans les différents cas, est toujours supérieur à 10^{16} W/cm^2 , l'intensité laser maximale utilisée étant de l'ordre de $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, la croissance de l'instabilité Brillouin est convective dans la majorité des *speckle* (la majorité des *speckle* ayant une intensité $< 5I_{laser}$).

Dans ces conditions, le calcul de gain linéaire par PIRANAH est pleinement justifié car l'instabilité n'est pas en régime saturé, que l'autofocalisation est marginale et que le phénomène de compétition Brillouin/Raman reste limité et donc la croissance est proportionnelle à e^G (voir annexe 2.4, toutefois ce calcul est réalisé à partir des paramètres du plasma obtenus à l'aide de FCI2 qui ne prend pas en compte l'ionisation du gaz situé à l'arrière de la surdensité, ce point est analysé par la suite). Sur la figure 5.16, on a comparé les spectres expérimentaux et les spectres de gain calculés à l'aide du post processeur PIRANAH.

On peut tout d'abord noter que les longueurs d'ondes pour lesquelles le gain obtenu par PIRANAH est maximum correspondent aux longueurs d'ondes observées dans la zone 3. La différence temporelle est expliquée par l'ionisation du plasma, qui n'est pas décrite dans la simulation réalisée par FCI2.

Le gain convectif maximal calculé par PIRANAH est approximativement constant pour les différentes pressions du jet de gaz : il est compris entre 4,5 et 6 pour $P=[22-50]$ bars et est de l'ordre de 3 pour $P=12$ bars. Ceci explique que le taux de rétrodiffusion mesuré, pour l'intensité laser maximale, est approximativement constant pour $P=[22-50]$ bars et qu'il est légèrement plus faible à 12 bars.

Les gains calculés par PIRANAH pour l'intensité laser moyenne sont trop faibles pour expliquer les rétrodiffusions obtenues. Seulement, dans le calcul, on ne prend pas en compte la répartition d'intensité dans la tache focale qui est décrite par une figure de *speckle*. Or pour les *speckle* ayant une intensité égale à $5 \times$ l'intensité laser, le gain convectif est supérieur à 15, ce qui permet d'expliquer les rétrodiffusions significatives mesurées.

L'évolution exponentielle de la réflectivité Brillouin en fonction de l'intensité laser observée à 35 bars et à 50 bars est caractéristique d'une instabilité Brillouin en régime convectif. Puisque le calcul de gain montre que le régime de saturation ($G > 15$) n'est attendu que pour

l'intensité laser maximale dans les *speckle* les plus intenses, sur la plage d'intensité explorée, on s'attend à obtenir une instabilité en régime linéaire convectif, ce qui est compatible avec l'évolution exponentielle de la réflectivité Brillouin en fonction de l'intensité laser observée expérimentalement.

De plus, les calculs de gain semblent indiquer que pour l'intensité laser maximale, l'instabilité Brillouin est en régime saturé dans les *speckle* les plus intenses. Ce phénomène peut expliquer que l'on a mesuré une réflectivité constante entre 22 bars et 50 bars.

Les longueurs d'ondes qui correspondent aux contributions 1 et 2 ne se retrouvent pas dans la simulation PIRANAH. D'après l'interprétation précédente, la contribution 1 est originaire d'une zone non décrite dans la simulation, donc il est normal de ne pas la retrouver dans les spectres de gain PIRANAH. En ce qui concerne la contribution 2, il est difficile de conclure.

4.2 Influence de $\langle Z \rangle T_e/T_i$ sur le SBS

D'après la localisation de l'instabilité Brillouin réalisée précédemment, l'instabilité ne se développe pas dans la partie homogène du plasma située en $z \approx -500 \mu\text{m}$ alors que, dans cette zone, les paramètres du plasma sont très proches des paramètres du plasma situé à l'arrière de la surdensité. Ce phénomène peut être expliqué par le paramètre ZT_e/T_i qui a un impact très important sur la valeur de l'amortissement Landau (voir figure 5.17) :

- à chaque pression, avec la simulation FCI2, on a obtenu $ZT_e/T_i \approx 5,3$ en $z = -500 \mu\text{m}$ donc $\nu_{IAW} > 0,1\omega_{IAW}$
- alors qu'en $z = 500 \mu\text{m}$, la simulation nous indique que $ZT_e/T_i > 15$ et donc $\nu_{IAW} < 0,01\omega_{IAW}$.

Or, le gain convectif est inversement proportionnel à l'amortissement Landau donc la croissance de l'instabilité est beaucoup plus importante dans la région située à l'arrière de la surdensité.

Cette explication peut aussi être utilisée vis-à-vis de la décroissance temporelle de la réflectivité Brillouin. En effet, au cours du temps, la température ionique s'équilibre avec la température électronique, ce qui induit un accroissement de l'amortissement Landau ionique.

4.3 Croissance absolue/convective de l'instabilité Raman

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, pour étudier le développement de l'instabilité Raman, il est essentiel de déterminer son régime de croissance, absolu ou convectif :

- dans le cas absolu, l'instabilité atteint rapidement la saturation (le temps caractéristique de la croissance est inférieur à 5 ps pour nos conditions)

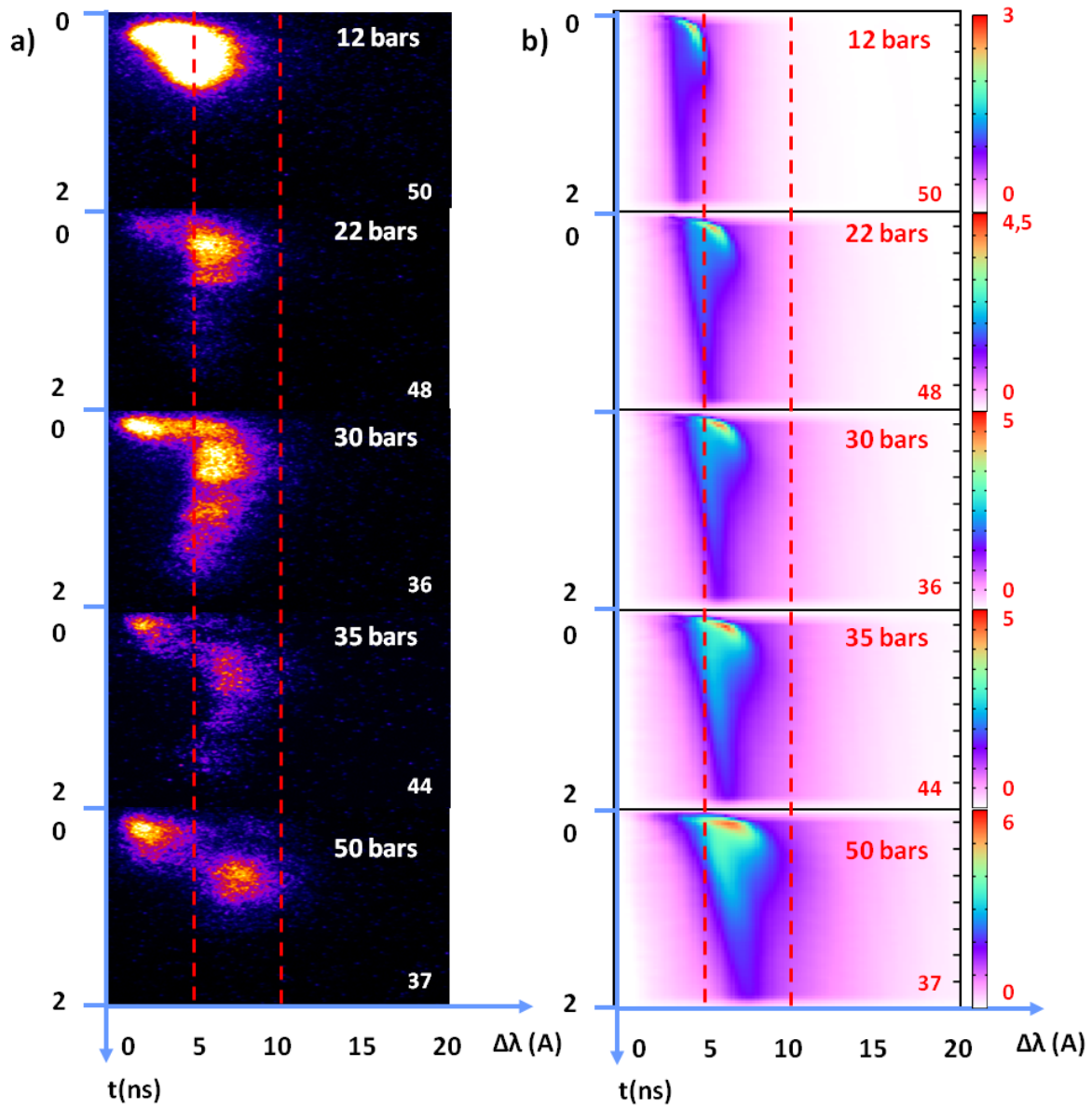


Figure 5.16 – Comparaison des spectres de gain calculés par PIRANAH pour $I = 12 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ et des spectres Brillouin obtenus pour les différentes pressions

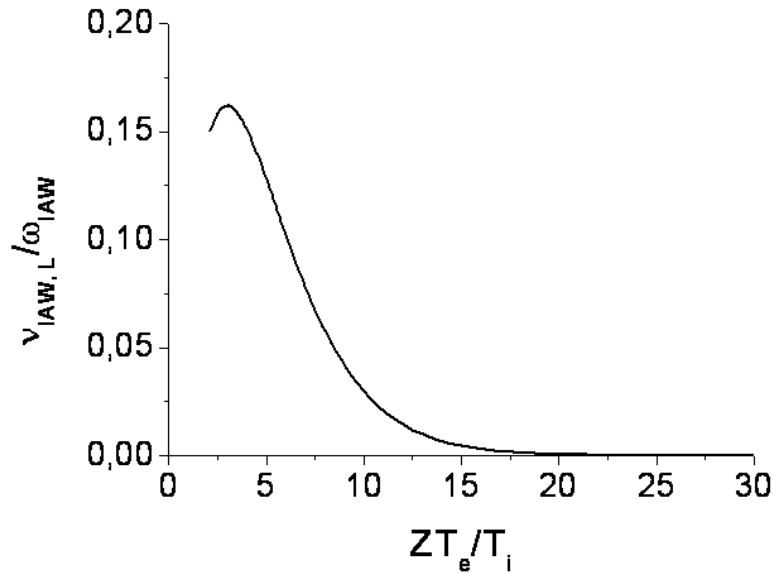


Figure 5.17 – Amortissement Landau des ondes IAW en fonction du paramètre ZT_e/T_i

- dans le cas convectif, l'augmentation de l'instabilité est décrite par l'exponentielle d'un facteur de gain et la saturation n'est obtenue que si ce facteur est relativement important (> 15).

Ces deux régimes se distinguent par leurs intensités seuils respectives qui dépendent des paramètres du plasma. En pratique, puisque le seuil absolu est toujours largement plus élevé que le seuil convectif, on estime d'abord le seuil absolu, et si ce dernier n'est pas dépassé par l'intensité laser, on déduit alors que le mode de croissance est convectif.

La tache focale d'un faisceau lissé par lame de phase se compose d'une figure de *speckle* dont la répartition d'intensité est décrite par la fonction $M(u)$ (voir section 2.2.3). La plus grande partie de l'intensité laser est contenue dans les *speckle* dont l'intensité est inférieure à $5 \times$ l'intensité laser moyenne, par conséquent, il est nécessaire d'étudier la croissance de l'instabilité Raman pour ces différents *speckle*.

On peut rappeler que comme nous l'avons vu dans l'introduction, les rôles de l'autofocalisation et de la compétition Brillouin/Raman restent limités dans cette expérience.

Dans cette partie, il sera discuté, dans un premier temps, de la possibilité de croissance suivant un mode absolu. Puisque la croissance absolue ne permet pas d'expliquer l'ensemble des longueurs d'ondes Raman rétrodiffusées, on calculera ensuite les gains convectifs le long du faisceau d'interaction afin d'étudier le développement convectif de l'instabilité.

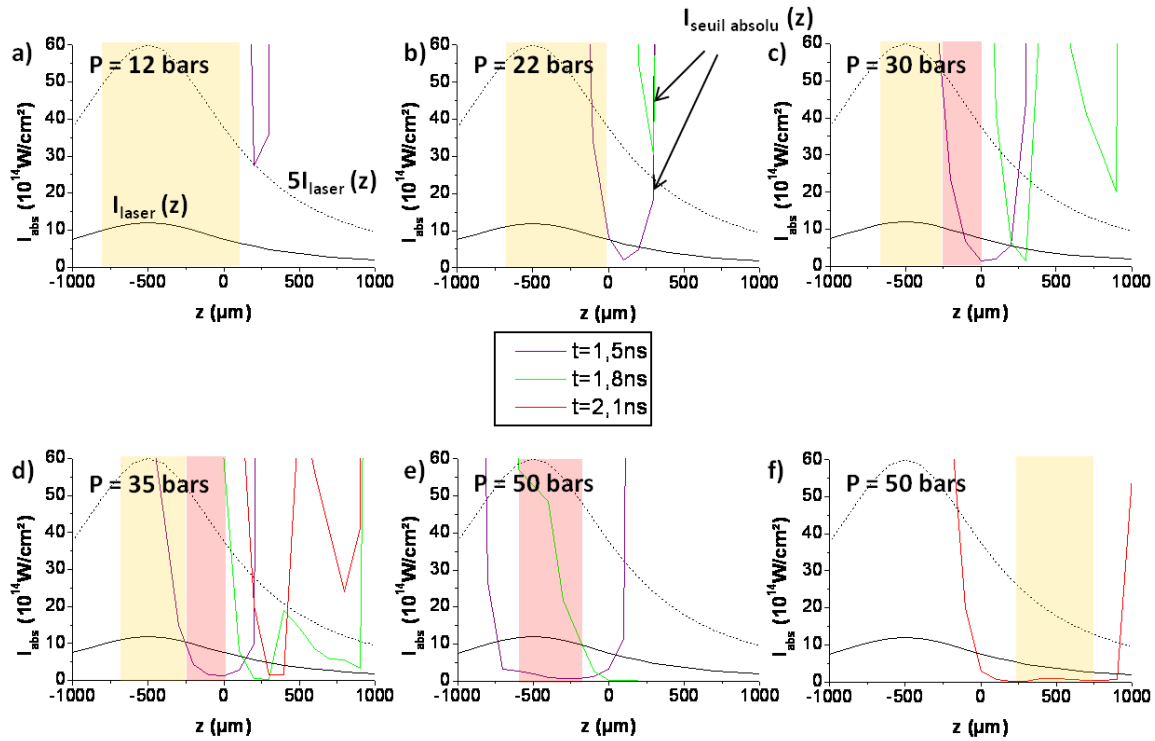


Figure 5.18 – Comparaison a) à 12 bars, b) à 22 bars, c) à 30 bars, d) à 35 bars, e) à 50 bars et f) à 50 bars des seuils absolus le long du faisceau d’interaction à différents temps (traits pleins violets verts et rouges) et des profils spatiaux à $1\times$ (traits pleins noirs) et à $5\times$ l’intensité laser moyenne (traits pointillés noirs). Les zones de forte et de faible rétrodiffusion obtenues dans la section 3.2.2 sont représentées respectivement en jaune et en rouge

4.3.1 La croissance absolue

Afin de déterminer le mode de croissance de l’instabilité, on commence par comparer le seuil absolu en plasma homogène calculé le long du faisceau d’interaction avec le profil spatial de l’intensité laser. Pour cela, en utilisant les paramètres du plasma obtenus à l’issue des simulations réalisées avec le code FCI2, on détermine la valeur du seuil absolu le long du faisceau d’interaction aux temps $t = 1,5 \text{ ns}$ et $t = 1,8 \text{ ns}$ pour les différentes pressions et au temps $t = 2,1 \text{ ns}$ à 35 bars et à 50 bars. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.18. Ensuite, on trace sur la figure les profils spatiaux de $1\times$ et $5\times$ l’intensité laser moyenne, et on représente la localisation des faibles (en jaune) et des fortes (en rouges) rétrodiffusions obtenues dans la section 3.2.2.

La figure obtenue permet alors d’estimer la possibilité de croissance absolue de l’instabilité dans le long du faisceau d’interaction :

- à 12 et 22 bars, on observe que pour les faibles rétrodiffusions, les seuils absolus sont toujours plus grands que 5 fois l'intensité laser moyenne. Par conséquent, même dans les *speckle* les plus intenses, la croissance de l'instabilité Raman est convective.
- de même, à 30 et 35 bars, les faibles rétrodiffusions sont dues à des instabilités convectives. En revanche, les fortes rétrodiffusions semblent être le résultat d'une croissance absolue de l'instabilité Raman.
- à 50 bars, il semble que la première contribution et la seconde contribution soient dues à des instabilités absolues qui se sont développées respectivement dans la zone située à l'avant et à l'arrière de la surdensité. On peut remarquer que ce résultat est en accord avec l'interprétation des spectres, selon laquelle la première contribution a été créée dans la région du plasma préformé par la chaîne Sud, et la seconde dans la région ionisée par la chaîne Nord.

De plus, on observe qu'à 30 bars, 35 bars et 50 bars, la fin des fortes rétrodiffusions correspond temporellement au passage du seuil absolu, ce qui confirme que les fortes rétrodiffusions sont le résultat d'une instabilité absolue.

Ces conditions de seuil absolu ne sont valables qu'en plasma homogène (voir annexe A). En plasma inhomogène, si le profil de densité électronique est linéaire, en théorie, la croissance ne peut pas avoir lieu de façon absolue. Seulement, le creusement du profil de densité électronique par un *speckle*, permet de créer localement un profil parabolique dans lequel l'instabilité peut croître de façon absolue si l'intensité laser vérifie l'équation A.51. Pour cela, il faut aussi que l'intensité laser soit supérieure à la condition de seuil en profil parabolique définie par l'équation A.47. Il est donc nécessaire de comparer le profil d'intensité laser (à $1\times$ et $5\times$ l'intensité laser moyenne) avec ces deux seuils. Les résultats sont indiqués sur la figure 5.19. On observe que pour les différentes pressions, l'intensité laser est toujours supérieure à ces deux seuils dans les régions où l'on a localisé les fortes rétrodiffusions.

Par ailleurs, au niveau du maximum de la surdensité, le profil est localement parabolique et peut donc être le siège d'une instabilité absolue (sachant qu'à 22 bars, 30 bars, 35 bars et 50 bars l'intensité laser est supérieure au seuil absolu en plasma homogène) si les conditions définies dans l'annexe A sont satisfaites. Afin de déterminer la valeur L_2 et de l_{tp} , on a fitté précisément le maximum de densité par un profil parabolique donné par l'équation : $n_e/n_c = (n_e/n_c)_0 \times (1 - z^2/L_2^2)$ à 22 bars, 30 bars, 35 bars et 50 bars. On a aussi calculé la valeur de la longueur de croissance de l'instabilité en profil parabolique pour les quatre pressions. Les résultats sont présentés sur la figure 5.20, dans laquelle on observe que $L_2 > l_{par}$ et que $l_{tp} > l_{par}$ dans les différents cas. De plus on trouve que le seuil parabolique calculé sur la longueur d'un *speckle* est inférieur à $3 \times 10^{14} W/cm^2$ pour les quatre pressions, donc inférieur à l'intensité laser moyenne. Par conséquent, les différentes conditions préétablies sont vérifiées et on conclut qu'aux quatre pressions, l'instabilité Raman peut croître en régime absolu au

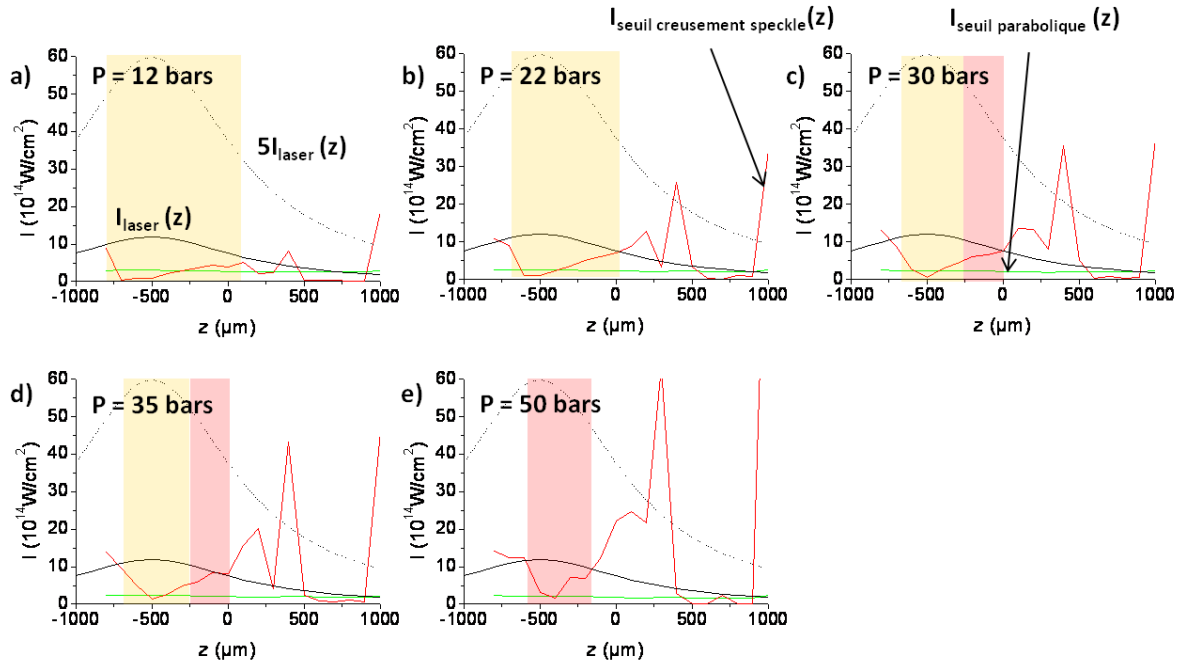


Figure 5.19 – Comparaison des profils spatiaux correspondant à $1\times$ (traits noirs) et $5\times$ (traits pointillés noirs) l'intensité laser moyenne avec les seuils de creusement de *speckle* défini par l'équation A.51 (traits rouge) et le seuil parabolique calculé sur la longueur d'un *speckle* (donné par l'équation A.47, traits verts) en $t = 1,8$ ns : a) à 12 bars, b) à 22 bars, c) à 30 bars, d) à 35 bars et e) à 50 bars

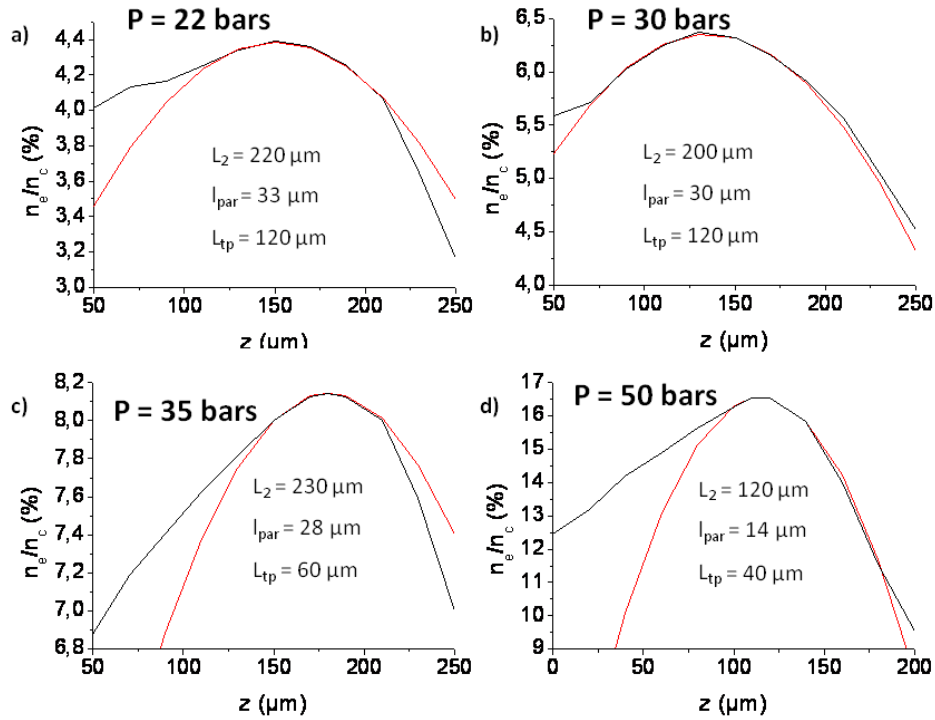


Figure 5.20 – Fit, a) à 22 bars, b) à 30 bars, c) à 35 bars, d) à 50 bars du maximum de densité électronique par un profil parabolique et détermination des valeurs de la longueur caractéristique du profil (L_2) et de la longueur sur laquelle le profil de densité correspond au fit parabolique (l_{tp}). On a aussi indiqué la longueur de la croissance de l'instabilité en profil parabolique (l_{par}) déterminée à partir des paramètres du plasma

niveau du maximum de la surdensité.

Seulement, on n'observe aucune contribution Raman venant de cette région du plasma aux différentes pressions. Une des raisons qui pourrait expliquer cette différence est que la longueur caractéristique du profil parabolique réel est plus petite que celle estimée à partir des résultats de la simulation FCI2.

4.3.2 Les gains convectifs

Pour estimer la possibilité de croissance en régime convectif, on évalue le gain de l'instabilité Raman le long du faisceau d'interaction en utilisant les paramètres du plasma donnés par la simulation FCI2 : en $t = 1,5$ ns et en $t = 1,8$ ns pour toutes les pressions et en $t = 2,1$ ns et $t = 2,4$ ns à 35 et 50 bars afin d'étudier l'évolution temporelle de la rétrodiffusion. Les résultats sont tracés sur la figure 5.21. On peut remarquer que si la longueur caractéristique

d'inhomogénéité est supérieure à la longueur d'un *speckle*, le gain correspond au gain convectif homogène calculé sur la longueur d'un *speckle*, dans le cas contraire on détermine le gain convectif sur la longueur caractéristique de l'inhomogénéité (voir annexe A). Comme précédemment, les zones de forte et faible réflectivité Raman sont représentées respectivement en rouge et en jaune.

L'analyse des résultats obtenus pour les différentes pressions est la suivante :

- à 12 bars, le gain convectif Raman est très faible dans tout le plasma excepté dans la bosse de densité au tout début de l'interaction. Il est donc difficile d'interpréter l'ensemble du spectre mesuré. On peut supposer que le phénomène de *trapping* (étudié par la suite) a permis le développement de l'instabilité Raman en raison du déphasage de l'onde EPW.
- à 22 bars, le gain convectif Raman est suffisamment important dans la zone située entre $-250 \mu\text{m}$ et $0 \mu\text{m}$ pour expliquer la croissance de l'instabilité. En effet, le gain calculé est compris entre 2 et 4, donc pour les *speckle* ayant une intensité $5\times$ supérieure à l'intensité laser moyenne, le gain est compris entre 10 et 20. Dans les autres régions, le gain convectif est trop faible pour expliquer la croissance du Raman. Il est possible que, comme à 12 bars, le phénomène de *trapping* explique la croissance du Raman.
- à 30 et 35 bars, les faibles et fortes rétrodiffusions peuvent être expliquées par les gains convectifs en $t = 1,5 \text{ ns}$. En $t = 1,8 \text{ ns}$ il semble que les gains convectifs deviennent trop faibles pour permettre à l'instabilité de se développer. Ceci explique la fin de la rétrodiffusion Raman observée pour les deux pressions.
- à 50 bars, en $t = 1,5 \text{ ns}$, les gains convectifs Raman sont très importants dans la zone située en avant de la surdensité et permettent d'expliquer la forte rétrodiffusion observée en début d'interaction. La fin du Raman peut s'expliquer par la diminution du gain convectif. Seulement, il semble que le gain reste toujours supérieur à 2 ce qui pourrait permettre, en théorie, d'obtenir une rétrodiffusion significative. Pour la zone située à l'arrière de la surdensité, les gains convectifs sont aussi suffisamment importants pour expliquer la croissance de l'instabilité. Il faut noter que dans cette zone, les gains convectifs restent importants jusqu'à la fin du faisceau d'interaction, ce qui permet d'expliquer que l'instabilité se développe jusqu'à la fin du faisceau d'interaction.

Il semble donc que les gains convectifs Raman dans la zone située à l'avant de la surdensité soient en mesure d'expliquer, pour chaque pression, les rétrodiffusions Raman observées, excepté à 12 bars. La saturation du Raman peut aussi s'expliquer à l'aide des gains convectifs puisqu'à 35 et 50 bars, dans les zones à l'origine des fortes rétrodiffusions, les gains convectifs sont compris entre 5 et 15 donc pour les *speckle* intenses entre 25 et 75. Or il est usuellement admis que lorsque le gain convectif devient supérieur à 15 l'instabilité Raman est saturée.

Afin d'étudier plus précisément l'influence du profil de densité électronique sur l'instabilité

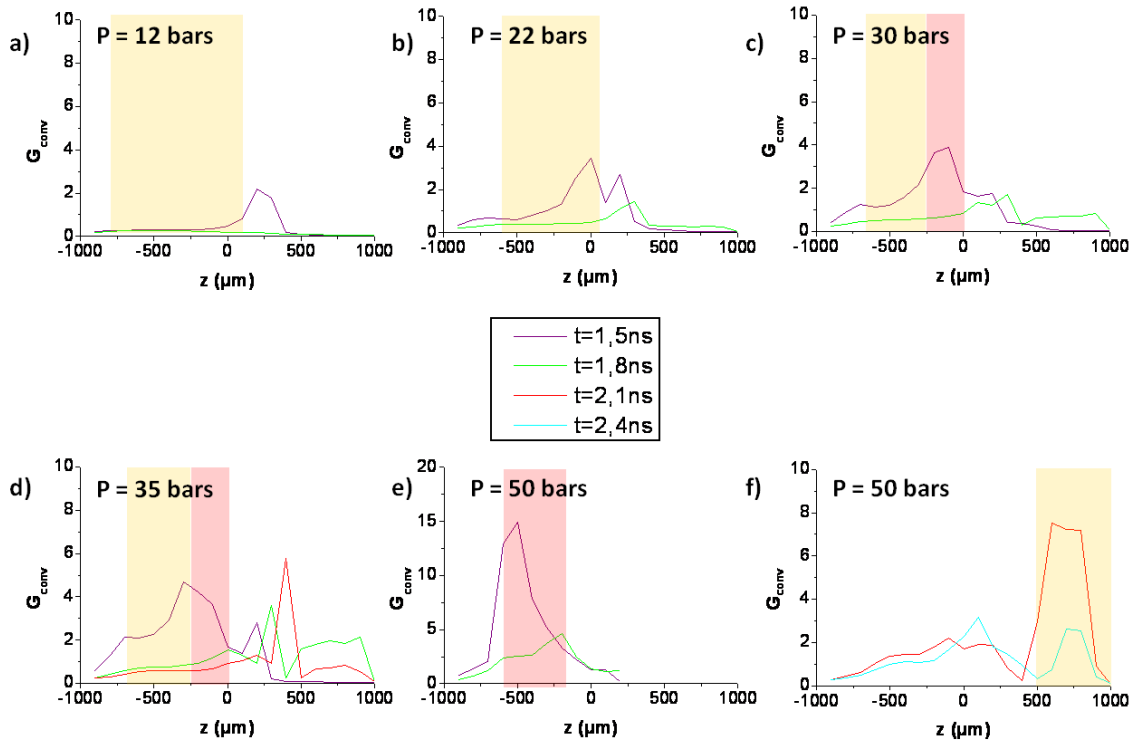


Figure 5.21 – Tracé, a) à 12 bars, b) à 22 bars, c) à 30 bars, d) à 35 bars, e) à 50 bars et f) à 50 bars des gains convectifs homogènes calculés pour $I_{laser}(z)$ déterminés le long du faisceau d'interaction. Les zones de fortes et de faible rétrodiffusion obtenues dans la section 3.2.2 sont représentées respectivement en jaune et en rouge

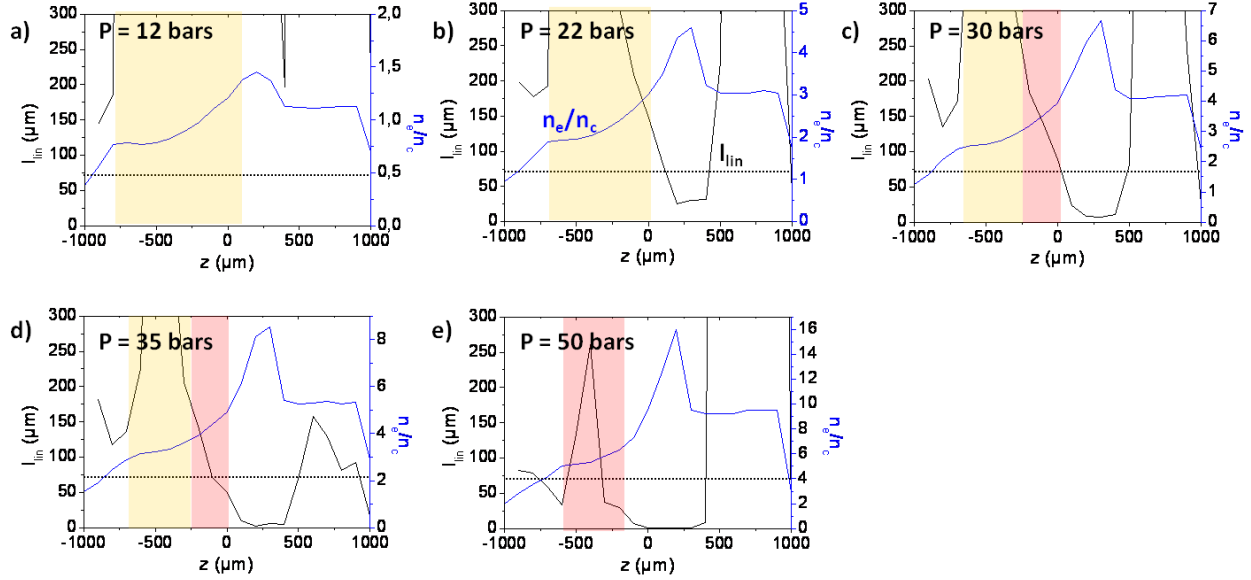


Figure 5.22 – Evolution de la valeur de l_{lin} (trait noir) et de la densité électronique (trait bleu) le long du faisceau d’interaction en $t = 1, 8$ ns : a) à 12 bars, b) à 22 bars, c) à 30 bars, d) à 35 bars et e) à 50 bars. On a indiqué en trait pointillé la taille d’un speckle ($\approx 70 \mu\text{m}$) et en jaune et en rouge les zones où ont été localisées respectivement les faibles et les fortes rétrodiffusions mesurées

Raman, on a estimé la valeur de la longueur d’amplification en profil linéaire l_{lin} le long du faisceau d’interaction aux différentes pressions. Les résultats sont présentés sur la figure 5.22. On a aussi représenté les régions du plasma pour lesquelles on a obtenu une faible (en jaune) et une forte (en rouge) rétrodiffusion et les longueurs d’ondes Raman calculées à partir des paramètres du plasma donnés par la simulation FCI2 le long du faisceau d’interaction.

On peut observer que dans les zones où l’instabilité se développe $l_{lin} > L_{speckle}$ avec $L_{speckle} = 70 \mu\text{m}$. Il semble donc que la valeur de l_{lin} , qui dépend de la longueur caractéristique du profil de densité électronique, soit un critère déterminant pour le développement de l’instabilité Raman.

4.3.3 Conclusion sur le mode de croissance de l’instabilité Raman

Finalement, les faibles réflectivités sont dues à une instabilité convective car l’intensité laser est clairement en dessous des seuils absolus. En revanche, pour les fortes réflectivités mesurées à 30 bars, 35 bars et 50 bars, il est plus difficile de conclure car dans chaque cas, dans la zone où a été localisée l’instabilité, le régime absolu comme le régime convectif peuvent expliquer d’une part la forte croissance à l’origine de la saturation et d’autre part la fin de la rétrodiffusion. Néanmoins le régime absolu semble donner une meilleure interprétation des

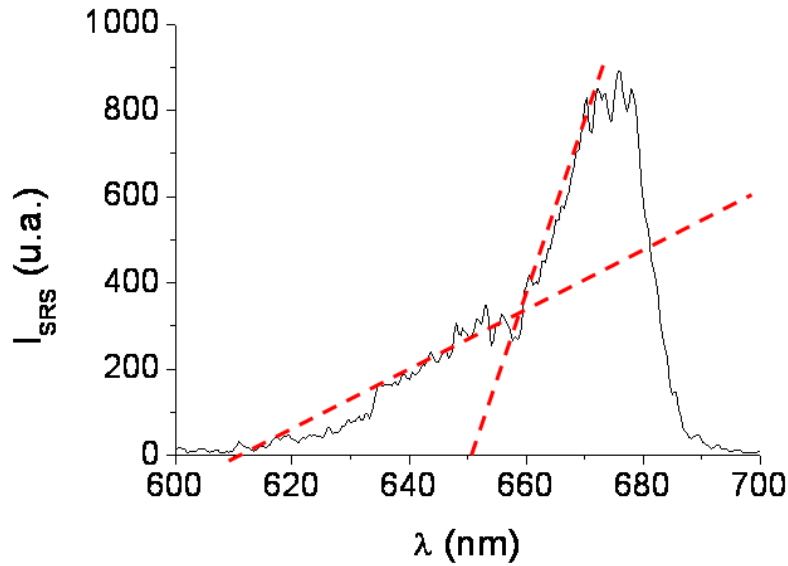


Figure 5.23 – Réflectivité spectrale Raman mesurée lors du tir réalisé à 30 bars intégrée entre $t = 0$ ps et $t = 200$ ps

résultats car :

- si l'instabilité peut croître de façon convective et absolue, c'est le mode absolu qui est privilégié,
- à 30 bars, on observe une brutale augmentation de la réflectivité après ≈ 650 nm qui semble être due à un changement de régime de croissance (voir figure 5.23).

Nous pouvons aussi tirer plusieurs conclusions des différentes études précédentes :

- la valeur de $k_{EPW}\lambda_D$ joue un rôle majeur dans le développement de l'instabilité : quand elle devient trop grande, les réflectivités sont faibles (cas 12 et 22 bars) ou bien l'instabilité ne se développe plus.
- l'homogénéité de la densité électronique du plasma est aussi un facteur déterminant pour la croissance du Raman. En particulier la valeur de la longueur d'amplification convective, liée à la longueur caractéristique du profil de densité électronique semble être un très bon indicateur pour déterminer si l'instabilité peut se développer. En effet, on a mesuré que quand cette longueur devient plus petite que la longueur d'un *speckle*, l'instabilité ne se développe pas.

5 La saturation de l'instabilité Raman

En régime absolu, l'instabilité atteint rapidement le régime de saturation, en régime convectif l'instabilité est saturée quand le gain convectif est important (> 15). Dans l'étude

précédente, on a montré que les conditions pour être en régime de saturation sont atteintes en régime convectif ou en régime absolu :

- à 30 bars, 35 bars et 50 bars, en début d'interaction et pendant ≈ 300 ps (ce temps augmente légèrement avec la pression), pour l'intensité laser moyenne (soit dans tous les *speckle*), dans une zone ayant une longueur de l'ordre de $200 \mu\text{m}$,
- à 35 et 50 bars dans la région du plasma située à l'arrière de la surdensité, à partir du moment où cette dernière a été ionisée par le faisceau d'interaction,
- à 12 et à 22 bars, pour les *speckle* les plus intenses ($I_{\text{speckle}} = 5I_{\text{laser}}$), dans une zone ayant une longueur de l'ordre de $200 \mu\text{m}$.

Expérimentalement, la variation linéaire de la rétrodiffusion en fonction de l'intensité laser, à 35 et 50 bars, montre que l'instabilité est saturée pour ces différents tirs. De plus, on observe une forte variation du gain convectif quand on varie la pression du gaz qui ne correspond pas à la variation linéaire de la réflectivité Raman en fonction de la pression mesurée expérimentalement. Ceci nous indique que l'instabilité est saturée aux différentes pressions pour l'intensité laser maximale.

Or différentes lois d'échelles ont été établies (voir section 2.2.2) concernant le taux de rétrodiffusion Raman en régime de saturation pour nos conditions expérimentales ($k_{EPW}\lambda_D = [0, 2 - 0, 4]$) en cas de saturation par le LDI ou par le phénomène de *trapping* :

- une réflectivité constante quand on augmente l'intensité laser : dans le cas où la saturation est due au piégeage,
- une réflectivité proportionnelle à $I_{\text{laser}}^{2/3}$ ou I_{laser} : d'après les lois d'échelles obtenues pour une saturation par LDI dans les références respectivement [58], [59, 60]. On peut noter que ces variations étant relativement similaires, on traitera uniquement du cas $R \propto I_{\text{laser}}$.

Cette partie est consacrée à l'étude de la saturation de l'instabilité. Puisque les réflectivités maximales ont été mesurées en début d'interaction, nous analysons uniquement la saturation en début d'interaction. Nous commençons par étudier les processus qui sont à l'origine de la saturation de l'instabilité Raman obtenue pendant les expériences. La seconde partie est consacrée à la comparaison des taux de rétrodiffusions obtenus en régime de saturation.

5.1 Seuil LDI et effets cinétiques

Afin de déterminer les processus de saturation qui se sont déclenchés, nous comparons les fluctuations de densités électroniques de l'instabilité Raman avec les seuils relatifs à ces phénomènes. Dans la première partie, les fluctuations de densité électronique sont estimées, ensuite, nous étudions la LDI, enfin le processus de piégeage est détaillé.

5.1.1 Calcul des fluctuations de densité électronique

Afin d'estimer l'amplitude $(\frac{\delta n_e}{n_e})_{EPW}$ des fluctuations de densité électroniques, on utilise l'équation de la diffusion de Bragg appliquée à l'instabilité Raman [1, page 614] :

$$\left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)_{EPW} = \frac{2\sqrt{R}}{\pi} \frac{1}{n_e/n_c} \frac{\lambda_{laser}}{L_{EPW}} \left(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)^{0,5} \quad (5.4)$$

où L_{EPW} représente la longueur sur laquelle l'instabilité s'est développée de façon cohérente et R la réflectivité Raman. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.24 (EPW) aux différentes pressions pour les conditions suivantes :

- l'intensité laser maximale,
- $L_{EPW} = 200 \mu\text{m}$,
- la réflectivité maximale mesurée en début d'interaction
- la densité électronique moyenne dans la région du plasma où a été localisée l'instabilité.

Toutefois l'instabilité Raman ne se développe pas dans l'ensemble de la région d'interaction mais dans les différents *speckle* présents dans cette zone, par conséquent, la longueur réelle sur laquelle croît l'instabilité est de l'ordre de $L_{int}/[2 - 3]$. Les fluctuations de densité électronique calculées pour cette longueur réelle sont représentées sur la figure (EPW(L_{reelle})).

Par ailleurs, ce calcul suppose que la réflectivité Raman est la même dans tous les *speckle*. Or on a montré que, d'une part, en régime de saturation, la réflectivité est proportionnelle à l'intensité laser, et d'autre part, à 12 et 22 bars, la saturation n'est atteinte que pour les *speckle* les plus intenses ($u \geq 5$). Par conséquent, ce résultat surestime la valeur de la fluctuation de densité électronique dans les *speckle* les moins intenses et sous estime cette valeur dans les *speckle* les plus intenses. En particulier, dans les cas 12 et 22 bars, on peut estimer que, d'après ce processus, le calcul précédent sous-estime la valeur réelle de la fluctuation de densité électronique d'au moins un facteur 5.

De plus, ce calcul suppose que la réflectivité instantanée est constante pendant le temps de la mesure (correspondant à la résolution temporelle de la table de mesure des spectres Raman) qui est de l'ordre de 100 ps (voir section 2.22). Or de nombreuses simulations cinétiques ont montré que l'instabilité Raman se développe par *burst* mais la durée et le délai entre les *burst* est variable suivant les paramètres de l'expérience. On peut uniquement noter que, d'après ce phénomène, le calcul des fluctuations de densité électronique réalisé sous-estime la fluctuation électronique réelle d'au moins un facteur 2.

Finalement, afin de tenir compte de ces deux derniers points, on a représenté sur la figure la fluctuation de densité électronique déduite de la fluctuation calculée en utilisant la longueur réelle multipliée par 10 à 12 et 22 bars et par 2 aux autres pressions (EPW(L_{final})).

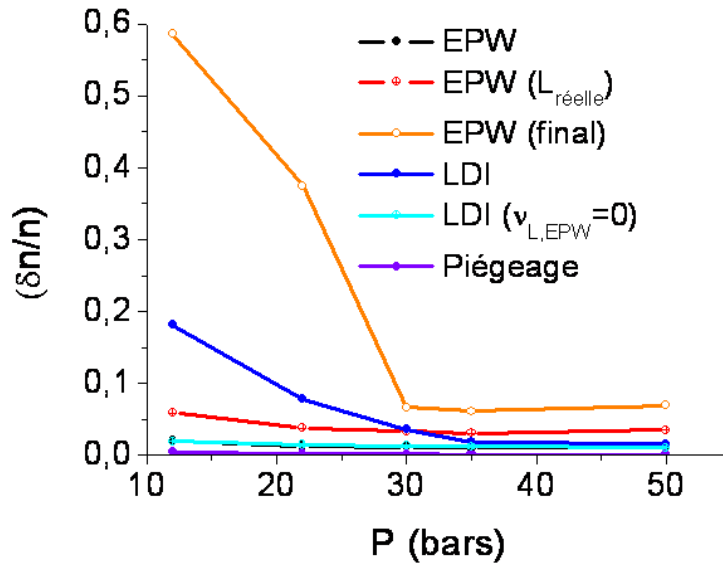


Figure 5.24 – En noir : fluctuations de densité électroniques déduites des réflectivités pour L_{int} (trait plein), pour $L_{réelle}$ (trait pointillé) et pour le calcul final (trait pointillé plus fin); en bleu : seuil LDI (trait plein) et seuil LDI en supposant un amortissement Landau nul (trait pointillé); en rouge : seuil de piégeage

5.1.2 La saturation par LDI

Le seuil de l'instabilité LDI est défini par l'équation 1.10. Les résultats obtenus pour les différentes pressions sont représentés sur la figure 5.24 (LDI). On peut noter que la valeur de ν_{IAW}/ω_{IAW} a été calculée précisément pour nos conditions expérimentales, elle est égale à 0,14 pour toutes les pressions dans la partie préformée du plasma. De plus, nous allons montrer dans la section suivante que le phénomène de *trapping* peut se déclencher aux différentes pressions. Or, ce phénomène peut conduire à une forte réduction de l'amortissement Landau. On a donc aussi estimé le seuil LDI en supposant un amortissement Landau nul, les résultats sont tracés sur la figure (LDI($\nu_{L,EPW} = 0$)).

On conclut qu'aux différentes pressions la fluctuation de densité électronique est supérieure au seuil LDI, par conséquent, ce processus peut être à l'origine de la saturation de l'instabilité.

5.1.3 Saturation cinétique : le piégeage

Le processus de piégeage, analysé dans la section 2.2.2, est d'abord étudié en comparant la fluctuation de densité électronique des ondes EPW avec le seuil donné par l'équation 1.20. Ce seuil est représenté pour chaque pression sur la figure 5.24 (Piégeage). On observe

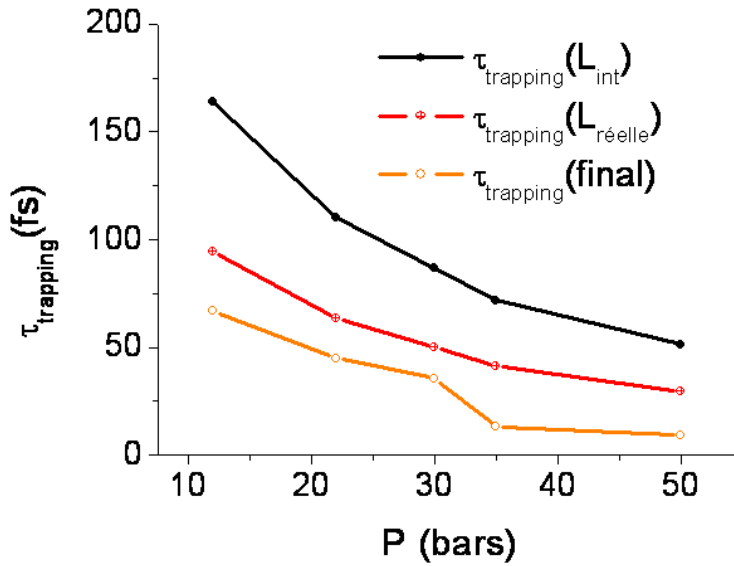


Figure 5.25 – Le temps caractéristique au bout duquel le piégeage est efficace

que cette condition est largement satisfaite aux différentes pressions, on déduit donc que ce processus peut s'enclencher et conduire à :

- la réduction de l'amortissement Landau,
- la diminution de seuil de l'instabilité et l'augmentation de sa croissance,
- la saturation de l'instabilité.

Par ailleurs, le temps au bout duquel le processus de piégeage est efficace peut être estimé à partir de la pulsation des électrons piégés :

$$\tau_{trapping} = \frac{2\pi}{\omega_b} \quad (5.5)$$

où ω_b se déduit de la fluctuation de densité électronique en utilisant l'équation 1.17. Les résultats obtenus aux différentes pressions sont représentés sur la figure 5.25 pour les trois fluctuations de densité estimées précédemment. Le temps de piégeage obtenu est extrêmement rapide par rapport aux différents processus liés à l'instabilité Raman (croissance de l'instabilité, LDI), donc la fonction de distribution de vitesse est très rapidement aplatie.

5.2 Analyse des taux de rétrodiffusion obtenus en régime de saturation

On a vu dans la section précédente que le LDI et le phénomène de piégeage peuvent avoir saturé l'instabilité Raman. Seulement, afin d'étudier précisément la saturation de l'instabilité

Raman, il reste à estimer le processus de saturation majoritaire qui limite le plus la croissance de l'instabilité.

Pour cela, nous comparons dans cette section la réflectivité Raman obtenue avec des lois d'échelles établies pour calculer la réflectivité Raman en régime de saturation pour chacun des deux phénomènes. On peut remarquer que la réflectivité Raman mesurée varie linéairement avec la densité électronique (excepté à 12 bars, figure 5.5 b), donc avec la densité électronique du plasma et avec l'intensité laser (figure 5.6 d), ce qui est bien décrit par la loi d'échelle R_{KRT} (donnée par l'équation 1.12) obtenue dans les références [59, 60].

Dans cette partie, nous commençons par comparer la réflectivité Raman expérimentale avec la réflectivité déduite de R_{KRT} appliquée à un *speckle* pour l'intensité laser moyenne. Dans la deuxième partie, nous présentons les résultats de simulations réalisées à partir de codes PIC 1D, qui permettent de déterminer la réflectivité Raman dans un *speckle* et d'estimer le processus de saturation majoritaire. Seulement, la tache focale du faisceau d'interaction est composée d'une figure de *speckle*, par conséquent, le calcul de la réflectivité réelle doit prendre en compte la distribution d'intensité dans la tache focale. Dans la troisième partie, nous présentons deux modèles permettant de calculer la réflectivité Raman globale dans la tache focale, en supposant qu'en régime de saturation, l'évolution de la réflectivité Raman en fonction de l'intensité laser est linéaire ou constante. On utilise alors ces deux modèles pour estimer la réflectivité Raman globale pour une réflectivité donnée par R_{KRT} et pour une réflectivité constante. Enfin, les résultats obtenus sont détaillés et discutés dans la quatrième et la cinquième partie.

5.2.1 Comparaison avec la loi R_{KRT}

Afin de comparé les réflectivités expérimentales avec la loi d'échelle R_{KRT} , on calcule, aux différentes pressions, la valeur donnée par cette loi pour une longueur correspondant à la longueur d'un *speckle*, pour :

- l'intensité laser moyenne,
- la densité électronique moyenne déduite des longueurs d'ondes rétrodiffusées,
- la température électronique moyenne le long du faisceau d'interaction donnée par FCI2.

Sur la figure 5.26, les résultats obtenus sont comparés avec les réflectivités maximales mesurées au cours de l'expérience en début d'interaction. La réflectivité calculée est appelée « $R_{KRT,0}$ ».

On obtient de manière générale pour nos différents tirs un bon accord à un facteur 2 près entre les deux réflectivités. On peut noter que l'accord est moins bon quand :

- l'intensité laser diminue : dans ces conditions, moins de *speckle* sont en régime saturé ;
- quand la pression diminue : dans ce cas, la valeur de $k_{EPW}\lambda_D$ augmente, donc les effets cinétiques deviennent plus importants, ce qui conduit à une réduction de la réflectivité.

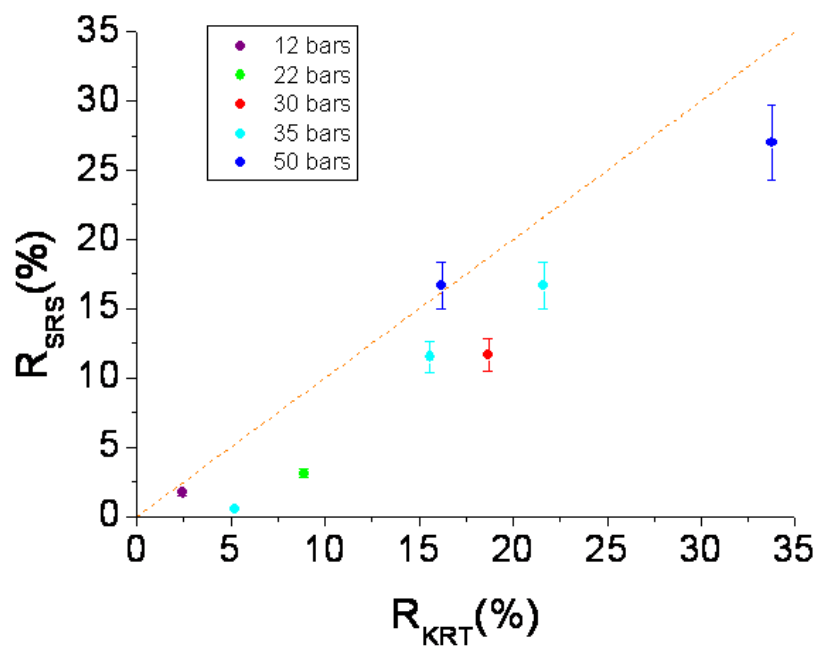


Figure 5.26 – Réflectivités Raman intégrées sur 200 ps en début d'interaction en fonction de $R_{KRT,0}$ pour différentes pressions indiquées par les couleurs données dans la légende. Les tirets oranges représentent la droite $y = x$

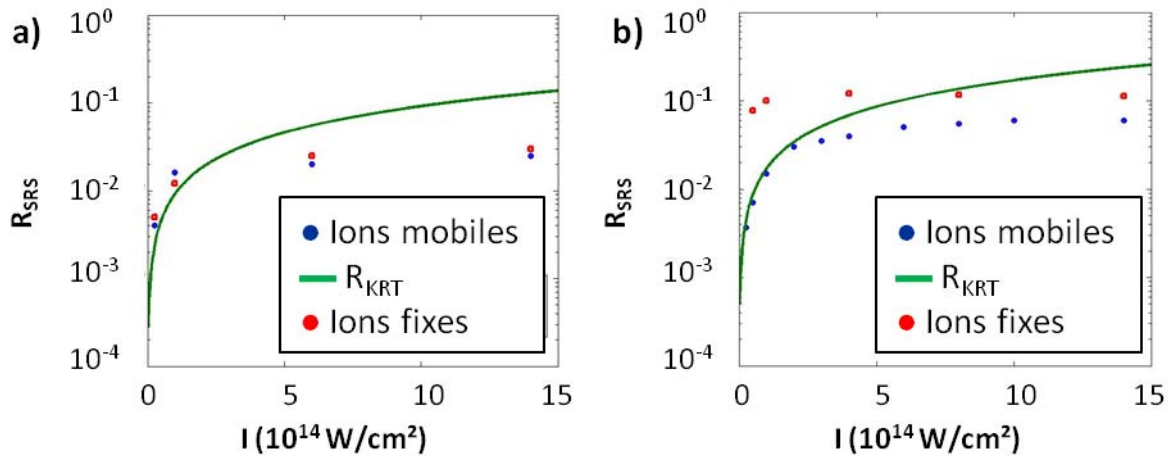


Figure 5.27 – Réflectivités Raman obtenues par simulation PIC en utilisant des ions mobiles et immobiles en fonction de l'intensité laser pour $n_e/n_c = 0,05$ et $T_e = 550$ eV (a) et $n_e/n_c = 0,09$ et $T_e = 600$ eV (b). On a aussi tracé les valeurs de R_{KRT} correspondantes

5.2.2 Les simulations PIC

On a réalisé des simulations PIC 1D dans un plasma homogène ayant une longueur de $64 \mu\text{m}$ correspondant approximativement à la longueur d'un *speckle*, pour différentes intensités laser et pour les conditions plasma suivantes :

- on a varié l'intensité laser entre $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et $15 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ pour $n_e/n_c = 0,05$ et $T_e = 550$ eV donc $k_{EPW}\lambda_D = 0,26$,
- on a varié l'intensité laser entre $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et $15 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ pour $n_e/n_c = 0,09$ et $T_e = 600$ eV donc $k_{EPW}\lambda_D = 0,18$.

En moyennant la réflectivité Raman et en augmentant le temps d'intégration, on a observé que dans chaque cas, la réflectivité moyenne obtenue devient constante. On a donc conclu que cette dernière correspondait à la réflectivité Raman dans un *speckle*. Les simulations ont, dans chaque cas, été réalisées en supposant les ions mobiles et immobiles. Ainsi les différences observées entre les résultats des deux types de simulation permettent de connaître l'effet des ions sur la saturation et donc de la saturation par la cascade LDI. Les réflectivités obtenues sont tracées sur la figure 5.27. On a aussi représenté sur la figure les valeurs de R_{KRT} correspondantes.

Il semble que la réflectivité Raman soit bien décrite par la loi R_{KRT} quand l'intensité laser est faible. En revanche, quand l'intensité augmente, la réflectivité PIC obtenue devient approximativement constante et on obtient une réflectivité beaucoup plus faible que celle donnée par R_{KRT} , notamment dans le cas a) où $k_{EPW}\lambda_D = 0,26$. De plus, l'effet du mouve-

ment ionique sur la saturation est beaucoup plus important dans le cas b) que dans le cas a), on déduit donc que la cascade LDI participe à la saturation dans le cas b) mais, dans le cas a), la saturation est uniquement due à des effets cinétiques. Enfin, on observe qu'en accord avec de nombreuses simulations cinétiques, la réflectivité obtenue, dans le cas où la saturation est due à des effets cinétiques, est constante quand on augmente l'intensité laser, et qu'elle est plus faible quand k_{EPW} augmente.

5.2.3 Modélisation de la rétrodiffusion dans une figure de *speckle*

Afin de déterminer la réflectivité globale dans une figure de *speckle*, on présente dans cette partie deux modèles permettant de réaliser ce calcul pour une réflectivité Raman dans un *speckle*, en régime de saturation :

- proportionnelle à l'intensité laser, ce modèle correspond à une réflectivité de type R_{KRT} ,
- constante quand on augmente l'intensité laser, dans ce cas, on décrit une saturation de type PIC ou LDI pour la loi d'échelle obtenue dans la référence [57].

Dans un premier temps, on présente un modèle global permettant de calculer la réflectivité dans les deux cas. Ensuite on expose les deux modèles déduits du modèle général.

Le modèle Pour le modèle global :

- on suppose que les *speckle* sont indépendants, c'est-à-dire que l'instabilité qui se développe dans un *speckle* n'influe pas sur le développement du Raman dans un autre *speckle*,
- on néglige la réflectivité dans les *speckle* où l'instabilité Raman n'est pas saturée. En effet, en régime linéaire, la réflectivité augmente de façon exponentielle, par conséquent, elle chute très vite quand l'intensité laser diminue,
- on suppose qu'en régime saturé, la réflectivité dans un *speckle* est proportionnelle à l'intensité laser jusqu'à une intensité seuil donnée par I_{R_0} et que pour $I_{speckle} > I_{R_0}$, la réflectivité est constante (donnée par R_0).

On a vu dans la section 2.2.3, que la distribution d'intensité dans la tache focale est donnée par la fonction $M(u)$ qui permet de déterminer la quantité de *speckle* dont l'intensité maximale est supérieure à $u \times I_{laser}$. On appelle $pdf(u)$ la dérivée de $M(u)$ par rapport à u , on obtient :

$$pdf(u) = \frac{\kappa \times V_{plasma}}{\rho_c^2 z_c} \times \frac{d[(u^{3/2} - (3/10) \times u^{1/2}) \times e^{-u}]}{du} \quad (5.6)$$

où

$$\kappa = \frac{5\pi^{3/2}}{27} \approx 0,23$$

On définit $r = R/I_{speckle}$. La puissance dans un *speckle* $P_{speckle}$ est donnée par :

$$P_{speckle}(u) = b_0 \pi \frac{\rho_c^2}{4} I_{speckle} u \quad (5.7)$$

où b_0 est un facteur de normalisation qui permet de rendre compte de la distribution d'intensité transverse dans un *speckle* :

$$b_0 = \frac{\int_{speckle} d^2 \mathbf{r} \times \mathbf{I}(\mathbf{r})}{\int_{speckle} d^2 \mathbf{r} \times \mathbf{I}_{speckle}} \approx 0,25 \quad (5.8)$$

On déduit alors la puissance rétrodiffusée dans un *speckle* dans le cas où $I_{speckle} > I_{sat}$ où I_{sat} représente l'intensité seuil pour que l'instabilité Raman soit en régime saturé :

$$P_{retro} = b_0 \pi \frac{\rho_c^2}{4} r I_{laser}^2 u^2 \quad (5.9)$$

si $I_{laser} u < I_{R_0}$

et

$$P_{retro} = b_0 \pi \frac{\rho_c^2}{4} R_0 I_{laser} u \quad (5.10)$$

dans le cas où $I_{laser} u > I_{R_0}$

De plus I_{laser} a été définie comme l'intensité laser moyenne à 65% de l'énergie laser donc on a :

$$P_{laser} = \pi \frac{d^2}{4} \frac{I_{laser}}{0,65} \quad (5.11)$$

où d représente le diamètre de la tache focale.

On peut alors calculer la réflectivité globale dans la tache focale :

$$\begin{aligned} R_{global} &= \frac{\int_{I>I_{sat}} P_{retro} pdf(u) du}{P_{laser}} \\ &= 0,65 \times \frac{\pi}{4} b_0 \kappa \left(\frac{L_{int}}{z_c} \right) \times [r I_{laser} \int_{I>I_{sat}, r I_{laser} u < R_0} (u^2 \times \frac{d[(u^{3/2} - (3/10) \times u^{1/2}) \times e^{-u}]}{du}) \times du \\ &\quad + R_0 \int_{I>I_{sat}, r I_{laser} u > R_0} u \times \frac{d[(u^{3/2} - (3/10) \times u^{1/2}) \times e^{-u}]}{du} \times du] \quad (5.12) \end{aligned}$$

Modèle 1 : $R_{speckle} \propto I_{laser}$ Pour établir la réflectivité, on utilise l'équation 5.12. Dans ce cas, la seconde intégrale s'annule. De plus, on suppose que :

- la réflectivité Raman n'est pas limitée par une réflectivité maximum : dans tous les *speckle* la réflectivité est proportionnelle à l'intensité laser. Par conséquent, dans tous les *speckle*, on a : $r I_{speckle} < 1$.

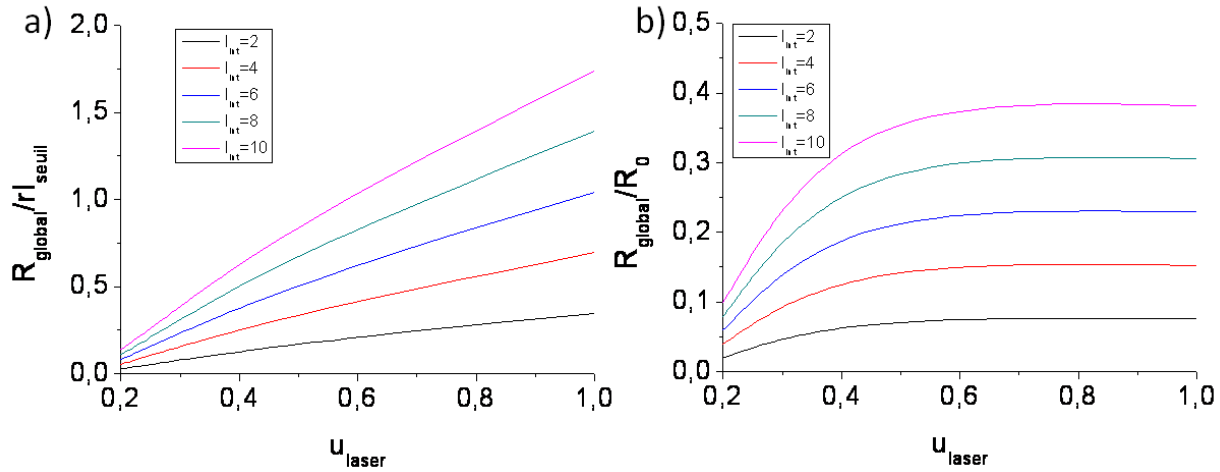


Figure 5.28 – a) Evolution du rapport de la réflectivité globale sur la réflectivité constante rI_{seuil} en fonction de u_{laser} et de l_{int} (model 1). b) Evolution du rapport de la réflectivité globale sur la réflectivité constante R_0 en fonction de u_{laser} et de l_{int} (model 2)

- la longueur d'interaction est plus grande que la longueur d'un *speckle*. On nomme l_{int} le rapport L_{int}/z_c .
- on néglige aussi la puissance réfléchié dans les *speckle* les moins intenses ($I_{speckle} < 1,5I_{laser}$).

On définit u_{laser} comme le rapport I_{laser}/I_{sat} , ce facteur est donc proportionnel à l'intensité laser. On peut alors calculer la valeur de la réflectivité globale sur la réflectivité constante rI_{seuil} en fonction de u_{laser} pour différentes valeurs de l_{int} . Les résultats sont représentés sur la figure 5.28 a) pour une intensité laser plus faible que I_{seuil} .

On trouve approximativement les mêmes résultats si, pour les *speckle* les plus intenses, la réflectivité devient constante ($rI_{speckle} = R_0$) car ils contribuent peu à la réflectivité globale. Le fait de négliger la réflectivité dans les *speckle* les moins intenses se justifie car la puissance réfléchié est proportionnelle à $I_{speckle}^2$.

Si l'intensité laser est plus grande que l'intensité seuil, tous les *speckle* contribuent à la réflectivité Raman. La réflectivité globale sur la réflectivité rI_{seuil} est alors simplement proportionnelle à u_{laser} avec un coefficient de proportionnalité égal à $0,173 \times l_{int}$.

Finalement, on déduit que dans ce cas, la réflectivité Raman est approximativement proportionnelle à l'intensité laser quand $I_{laser} > 0,2I_{sat}$.

Modèle 2 : $R_{speckle} = \text{constante}$ De même que pour établir le modèle 1, on utilise l'équation 5.12 pour calculer la réflectivité Raman. Dans ce cas, c'est la première intégrale qui s'annule. De plus, on suppose que :

- la longueur d'interaction est plus grande que la longueur d'un *speckle*. On nomme l_{int} le rapport L_{int}/z_c ,
 - on néglige la puissance réfléchie dans les *speckle* les moins intenses ($I_{speckle} < 1, 5I_{laser}$).
- La valeur de la réflectivité globale calculée sur la réflectivité constante R_0 est tracée en fonction de u_{laser} pour différentes valeurs de l_{int} sur la figure 5.28 b).

Comme dans le premier modèle, si l'intensité laser est plus grande que l'intensité seuil, tous les *speckle* contribuent à la réflectivité Raman. La réflectivité globale sur la réflectivité R_0 devient constante, et est donnée par $0,0382 \times l_{int}$.

En utilisant ce modèle, on trouve donc que l'évolution de la réflectivité avec l'intensité laser est approximativement linéaire pour $u_{laser} = [0,2-0,4]$ et qu'elle devient ensuite constante.

5.2.4 Application du modèle à nos expériences

Dans un souci de clarté, dans un premier temps, on résume les résultats obtenus sur la figure 5.29. Pour cela, on suppose deux cas : (i) en régime de saturation la réflectivité dans un *speckle* est d'abord proportionnelle à l'intensité laser jusqu'à la valeur seuil $5I_{Max}$ puis qu'elle est constante, (ii) en régime de saturation la réflectivité est constante. On peut noter que dans le premier cas, on a négligé la zone transitoire où la réflectivité globale augmente légèrement avec l'intensité laser située entre I_{Max} et $2I_{Max}$.

Dans un premier temps, nous étudions les résultats obtenus en supposant que la réflectivité dans un *speckle* soit donnée par R_{KRT} puis, dans un second temps, nous appliquons le modèle au cas où la réflectivité est constante.

Résultats obtenus pour $R_{speckle} = R_{KRT}$ Si la réflectivité dans un *speckle* est donnée par R_{KRT} , la réflectivité globale peut être calculée d'après le modèle 1. On peut remarquer que l'on reproduit bien l'évolution de la réflectivité Raman avec l'intensité laser observée expérimentalement (voir figure 5.29).

De plus, afin de vérifier la validité de la loi R_{KRT} , on calcule la réflectivité globale obtenue dans ce cas en fonction de la longueur d'interaction et de la valeur $R_{KRT,0}$ qui correspond à la réflectivité dans un *speckle* pour l'intensité laser moyenne (rI_{laser}) :

$$R_{global} = 0,173l_{int}R_{KRT,0} \quad (5.13)$$

De plus, on a estimé que la longueur d'interaction est de l'ordre de :

- 900 et 700 μm à 12 et 22 bars respectivement,
- 250 μm 30 et 35 bars,
- 300 μm à 50 bars et que $z_c = 32 \mu\text{m}$.

Donc on obtient :

- $R_{global} = 4,86R_{KRT,0}$ et $R_{global} = 3,78R_{KRT,0}$ à 12 et 22 bars,

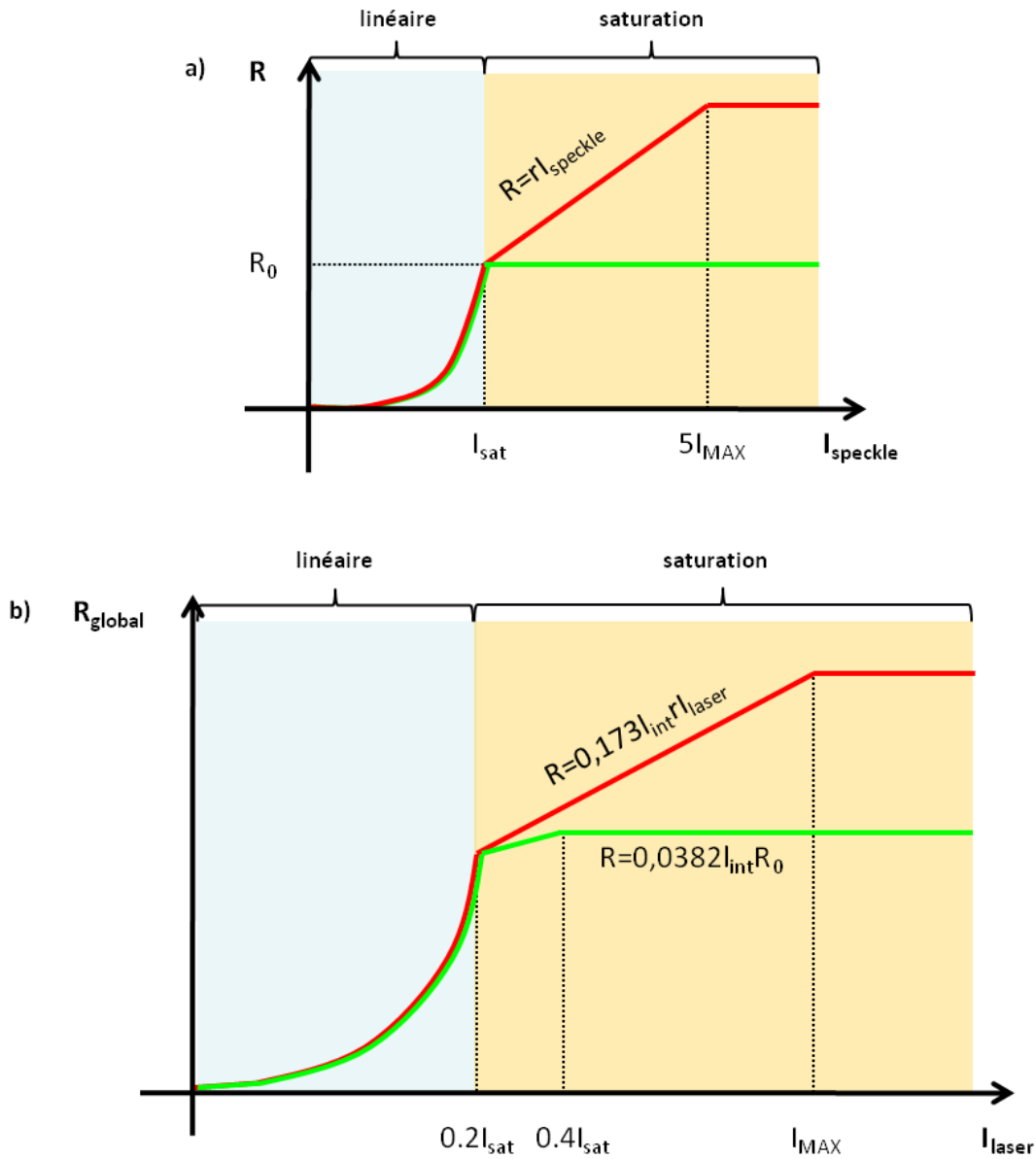


Figure 5.29 – a) Exemple de deux évolutions de la réflectivité dans un speckle en fonction de l'intensité laser dans le speckle. b) Les deux variations de la réflectivité globale dans la tache focale en fonction de l'intensité laser moyenne pour les deux évolutions de la réflectivité dans un speckle présentées dans la figure a)

- $R_{global} = 1,35R_{KRT,0}$ à 30 et 35 bars,
- $R_{global} = 1,62R_{KRT,0}$ à 50 bars

Expérimentalement, on a obtenu $R_{exp} \approx R_{KRT,0}$, on déduit donc que la loi R_{KRT} appliquée à la distribution de *speckle* permet de reproduire la réflectivité Raman en régime de saturation à 30 et 35 bars à un facteur 1,5 près. A 12 et 22 bars, on peut supposer que des processus cinétiques limitent la croissance de l'instabilité Raman, on peut aussi noter que l'on a une grosse incertitude sur la longueur d'interaction « réelle », il est donc difficile de conclure. A 50 bars, la réflectivité expérimentale vaut approximativement $2\times$ la réflectivité calculée à forte intensité et correspond approximativement à $1,5\times$ la réflectivité calculée à faible énergie. A forte intensité, cette différence peut être expliquée par le fait que pour les speckles tels que $u \geq 4$, la réflectivité est saturée à 1. Pour les autres tirs la différence peut être expliquée par :

- une longueur d'interaction « réelle » plus faible que celle qui a été estimée,
- des effets cinétiques qui limitent légèrement la croissance de l'instabilité Raman.

Sur la figure 5.30, on a tracé la réflectivité Raman mesurée en début d'interaction intégrée sur 200 ps en fonction de la réflectivité Raman calculée en prenant une longueur d'interaction de 250 μm à 30 et 35 bars et de 300 μm à 50 bars. On observe que la loi R_{KRT} permet de retrouver les réflectivités expérimentales à un facteur 2 près.

Résultats obtenus pour $R = \text{constante}$ Dans ce cas, la réflectivité globale est proportionnelle à l'intensité laser pour une gamme d'intensité variant d'un facteur 2. Or, pendant l'expérience, on a mesuré une réflectivité proportionnelle à l'intensité laser sur une gamme d'intensité évoluant sur un ordre de grandeur, par conséquent, cette évolution linéaire de la réflectivité ne permet pas d'expliquer les résultats expérimentaux.

De plus, l'intensité seuil de la saturation, obtenue avec le code PIC, est située en $I_{laser} \approx 3 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, par conséquent l'évolution linéaire de la réflectivité globale avec l'intensité laser est attendue pour $I_{laser} \approx 0,6 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, ce qui est clairement en désaccord avec les résultats expérimentaux

Par ailleurs, en utilisant les résultats PIC, on peut déduire la réflectivité globale en fonction de la longueur d'interaction en supposant que la réflectivité R_0 est égale à 5%. On trouve $R_{global} = 1,91 \times 10^{-3} \times l_{int}$. Pour obtenir la réflectivité observée à 50 bars pour l'intensité laser maximale, on devrait donc avoir $L_{int} = 4524 \mu\text{m}$, ce qui n'est absolument pas le cas dans notre expérience.

5.2.5 Conclusion sur la saturation du Raman

La loi R_{KRT} permet de reproduire :

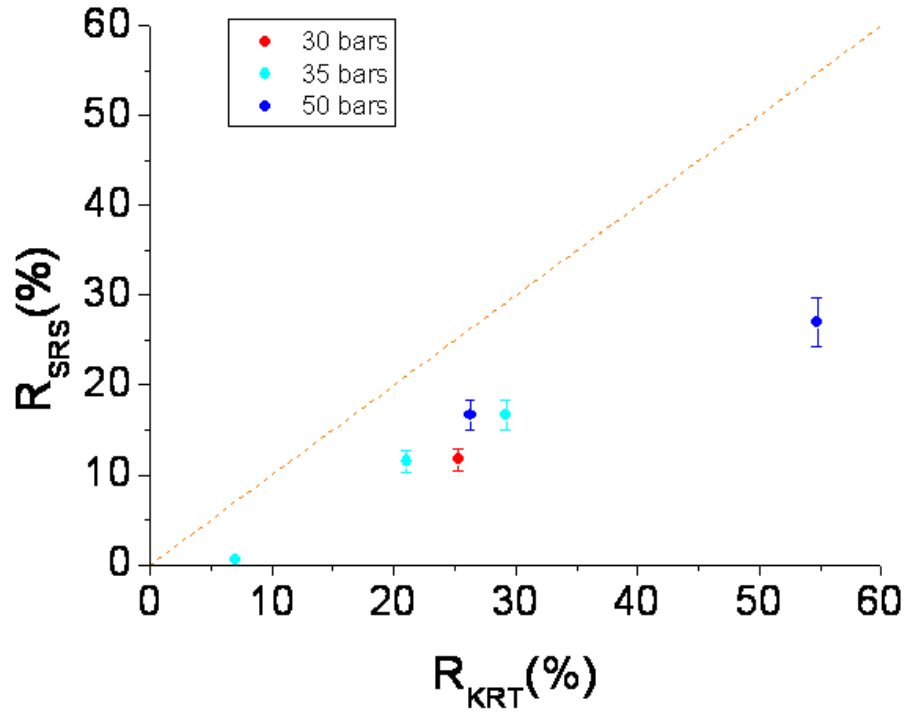


Figure 5.30 – Représentation à 30, 35 et 50 bars des réflectivités Raman mesurées en début d'interaction intégrées sur 200 ps en fonction de la réflectivité Raman calculée en prenant une longueur d'interaction de $250 \mu\text{m}$ à 30 et 35 bars et de $300 \mu\text{m}$ à 50 bars

- l'évolution linéaire de la réflectivité Raman avec la densité électronique et avec l'intensité laser,
- les réflectivités Raman mesurées.

En revanche, si l'on suppose que la réflectivité en régime saturé est constante, même si on obtient une réflectivité globale qui évolue linéairement avec l'intensité laser sur une certaine gamme d'intensité, en raison de l'accroissement du nombre de *speckle* qui atteint le régime de saturation quand on augmente l'intensité laser, cette évolution linéaire a lieu sur une gamme d'intensité beaucoup plus faible (facteur 5) que celle sur laquelle on a mesuré une évolution linéaire de la réflectivité au cours de l'expérience. De plus, les résultats PIC ne permettent de reproduire ni l'intensité laser seuil à partir de laquelle la réflectivité évolue linéairement avec l'intensité laser, ni les réflectivités observées mesurées.

Finalement, on déduit que :

- le LDI est le mécanisme de saturation majoritaire pour notre expérience et les effets cinétiques jouent un rôle mineur sur la saturation,
- on a validé expérimentalement la loi d'échelle R_{KRT} pour nos conditions expérimentales ($\lambda_{laser} = 0,5265 \mu\text{m}$, $k_{EPW}\lambda_D = [0,2 - 0,3]$, $I_{laser} = [1 - 10] \times 10^{14}$) : cette loi permet de reproduire avec un facteur 2 les réflectivité Raman obtenues.

On en déduit donc que dans un plasma de jet de gaz de $\langle Z \rangle$ faible, pour $I_{laser} = [10^{14} - 10^{15}]W/cm^2$, à 2ω , la réflectivité Raman en régime saturé est donnée par :

- si $k\lambda_D > [0,3 - 0,4]$, $R_{SRS} < 2\%$,
- si $k\lambda_D = [0,2 - 0,3]$, $R_{SRS} \approx R_{KRT}$.

Dans la figure 5.31, on a résumé les 2 régime dans l'espace $(n_e/n_c, T_e)$ et on a indiqué les points expérimentaux. On peut noter que d'après R_{KRT} , quand $T_e > 1 \text{ keV}$, quand $k\lambda_D = [0,2 - 0,3]$, on s'attend à une réflectivité Raman très importante.

6 Conclusion

En résumé, on a étudié l'instabilité Brillouin en régime linéaire et l'instabilité Raman en régime saturé à 2ω dans des plasma obtenus à partir de jets d'éthylène préformés, pour des larges gammes d'intensités laser ($I_{laser} = [1 - 10] \times 10^{14}W/cm^2$) et de densités électroniques ($n_e/n_c = [0,01 - 0,1]$).

L'évolution exponentielle de la réflectivité Brillouin, typique d'une instabilité convective en régime linéaire, et les taux de rétrodiffusion constants obtenus aux différentes pressions ont pu être expliqués en réalisant des calculs de gain sur le postprocesseur PIRANAH. On a notamment montré l'importance du paramètre ZT_e/Ti sur la croissance de l'instabilité Brillouin.

Concernant l'instabilité Raman, après avoir localisé l'instabilité le long du faisceau d'in-

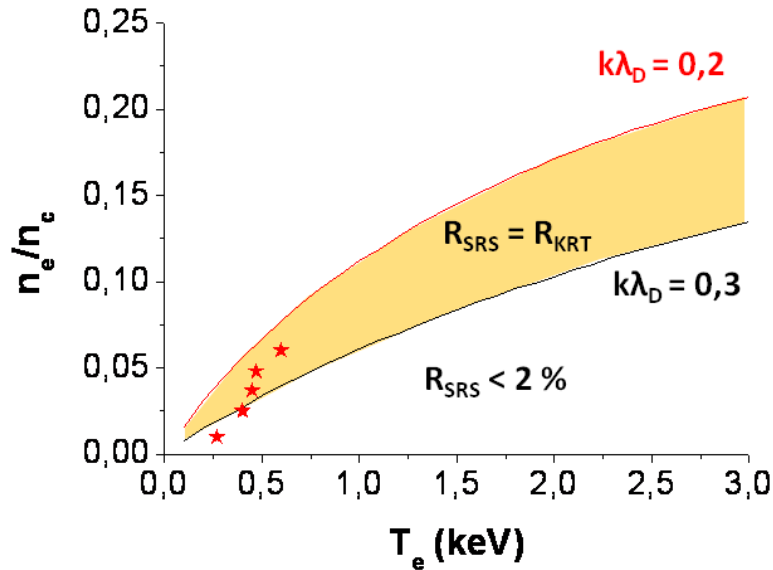


Figure 5.31 – Tracé dans l'espace $(n_e/n_c, T_e)$ de la courbe $k\lambda_D = 0,2$ (en rouge) et de la courbe $k\lambda_D = 0,3$ (en noir), la zone jaune correspond donc à l'espace où $k\lambda_D = [0,2 - 0,3]$ et donc où $R_{SRS} \approx R_{KRT}$. Les étoiles rouges correspondent aux points expérimentaux

teraction, on a analysé précisément le mode de croissance de l'instabilité et on a déduit que les fortes réflectivités mesurées à 30 bars, 35 bars et 50 bars semblent être le résultat d'une instabilité absolue, alors que les faibles réflectivités correspondent à une croissance convective.

La saturation de l'instabilité Raman, démontrée expérimentalement, a ensuite été abordée en comparant les fluctuations de densité électronique avec les seuils liés à ces deux processus de saturation, et on a montré que ces deux processus peuvent s'enclencher aux différentes pressions. On s'est alors attaché à déterminer le processus de saturation majoritaire (c'est-à-dire celui qui limite le plus la réflectivité) en comparant les réflectivités mesurées avec (i) la loi d'échelle R_{KRT} permettant de calculer la réflectivité Raman en régime de saturation dans le cas d'une saturation par les mouvements ioniques (LDI+cascade) et (ii) des réflectivités obtenues par des simulations PIC 1D pour étudier l'effet de l'ensemble des processus de saturation et notamment du *trappin*.

On a aussi développé deux modèles permettant de calculer la réflectivité globale dans la tache focale en tenant compte de la répartition d'intensité dans les *speckle* qui composent la tache focale. On a finalement établi que : (i) le LDI était le processus de saturation majoritaire car seule la loi R_{KRT} permet de reproduire l'évolution linéaire de la réflectivité Raman avec l'intensité laser sur la gamme d'intensité explorée, (ii) la loi R_{KRT} permet de

retrouver précisément les réflectivités expérimentales à un facteur ≈ 2 près : on a donc validé expérimentalement cette loi.

Concernant l'attaque indirecte à 2ω , cette étude peut être transposée du point de vue de la propagation du laser dans le gaz inséré dans le *hohlraum* :

- Il semble que l'instabilité Brillouin va se développer fortement en début d'ionisation puis diminue progressivement au fur et à mesure de l'augmentation de la température ionique.
- Le croissence de l'instabilité Raman va être régie par le paramètres $k\lambda_D$ et la loi R_{KRT} comme on l'a vu précédemment.

Concernant l'attaque directe à 2ω , cette étude permet de voir que l'instabilité Raman est extrêmement sensible à la longueur caractéristique du profil de densité électronique. Il semble que en comparant le paramètre l_{lin} avec la taille d'un speckle cela permet de savoir si l'instabilité Raman se développe ou non.

La comparaison finale de la réflectivité Raman en régime saturé à 2ω et à 3ω est en cours. On peut toutefois noter que si la réflectivité Raman est aussi régie, à 3ω , par $R_{KRT}\alpha 1/\lambda_{laser}$, on s'attend à obtenir une réflectivité Raman en régime saturé plus importante à 3ω qu'à 2ω , ce qui montrera un intérêt à utiliser le 2ω plutôt que le 3ω pour la FCI en attaque indirecte.

Cette étude a fait l'objet d'une publication [94].

Chapitre 6

La réduction de l'*imprint* par mousse de très faible densité

1 Introduction

L'*imprint* se définit comme l’empreinte que laisse le laser au niveau du front d’ablation de la cible en début d’impulsion : les modulations d’intensité au niveau de la tache focale engendrent une ablation irrégulière de la cible, ce qui se traduit par un front d’ablation qui présente des structures irrégulières. Dans le cas de l’attaque directe (voir section i), ce processus est extrêmement néfaste vis-à-vis de la compression à symétrie sphérique.

En juin 2007, nous avons mené une campagne d’expériences portant sur l’analyse d’un procédé permettant de réduire l'*imprint*. Il consiste à envelopper la cible dans une mousse très peu dense pour créer un plasma autour de la cible permettant de lisser le début de l’impulsion laser par lissage plasma (voir section 3.1).

Nous avons étudié dans la section 3.2.2 la théorie relative au processus de réduction de l'*imprint* par mousse sous dense et nous avons identifié plusieurs conditions à satisfaire :

- un front d’ionisation de la mousse supersonique,
- des caractéristiques du plasma de mousse permettant de réaliser le lissage plasma du laser,
- un lissage efficace jusqu’à la création de la ZCE.

Par ailleurs, l’utilisation d’une mousse est coûteuse en énergie laser : une partie de l’énergie laser est, d’une part, utilisée pour ablater, ioniser et chauffer la mousse et, d’autre part, rétrodiffusée par les instabilités Brillouin et Raman. Par conséquent, elle ne participe plus à la compression de la cible et il est donc nécessaire de la quantifier.

Ce chapitre est consacré aux résultats expérimentaux obtenus lors de l’expérience réalisée en 2007, et leur interprétation. Les paramètres du laser et la description des diagnostics ont

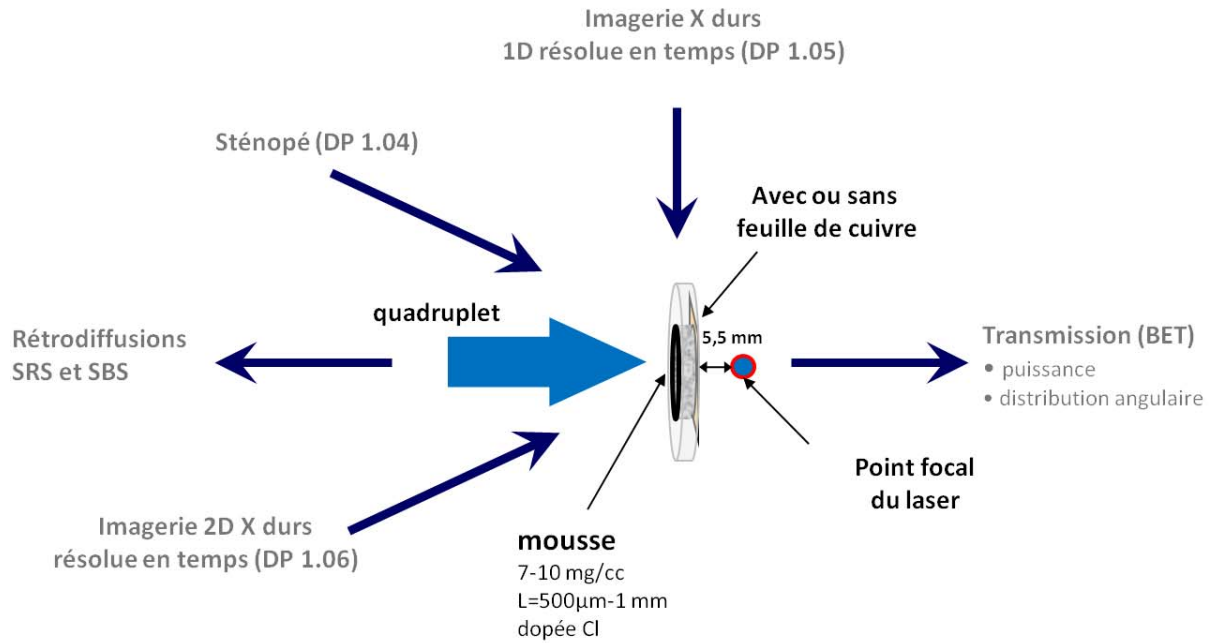


Figure 6.1 – Schéma de la configuration expérimentale LIL : diagnostics utilisés et défocalisation de la cible de 5,5 mm par rapport au point focal du laser

été vus dans le chapitre 2. Dans le chapitre 3, nous avons détaillé le choix des mousses utilisées et les paramètres des plasmas obtenus, estimés à l'aide de simulations hydrodynamiques. Le schéma global de l'expérience est résumé sur la figure 6.1. Les énergies laser (déterminées à 20 % près), les types de cibles et les principaux résultats obtenus sont synthétisés pour chaque tir dans le tableau 6.1.

Dans une première partie, nous allons exposer les résultats de l'expérience. Ces résultats sont interprétés dans une seconde partie.

2 Les résultats

Les résultats expérimentaux sont exposés dans l'ordre suivant :

- les résultats X,
- la diffusion Raman et Brillouin,
- la transmission.

Tir	Prepa 1	Prepa 2	ILP 1	ILP 2	ILP 3	ILP 4
Energie laser (J)	12853	12604	12061	11703	11385	10944
Type de cible	Cuivre	Cuivre	Mousse 500 μm (Nazarov)+ Cuivre	Mousse 950 μm (Nazarov)+ Cuivre	Mousse 1000 μm (Lebedev)	Mousse 950 μm (Nazarov)+ Cuivre
Résultats principaux			réduction de l' <i>imprint</i>		Bilan d'énergie	vitesse du front d'ionisation

Tableau 6.1 – Synthèse, pour chaque tir, des énergies laser, des types de cible utilisés et des principaux résultats obtenus

2.1 Les résultats X

2.1.1 Image sténopé X-dur (DP 1.04)

A l'aide de la sténopé X-dur, on a mesuré à chaque tir l'émission X-dur en face avant de la cible intégrée sur la durée de l'impulsion. On a vu précédemment que l'émission X est due à l'émission du dopant chlore de la mousse et à l'émission du cuivre. Sur la figure 6.2, deux résultats obtenus à l'aide de la sténopé X-dur sont représentés :

- la figure a) correspond au tir sur cuivre seul (prépa 2),
- la figure b) correspond au tir sur mousse de 500 μm + cuivre (ILP 1).

Les deux résultats ont été obtenus avec un filtre d'aluminium d'épaisseur 100 μm .

On a aussi tracé sur la figure c) les coupes transverses des images obtenues lors des tirs effectués sur cuivre seul (Prepa 2), sur mousse de 500 μm + cuivre (ILP 1) et sur mousse de 950 μm + cuivre (ILP 2). Les courbes obtenues sont normalisées de sorte que les maximums de chaque courbe soient identiques.

2.1.2 Image CBF X (DP 1.05)

La mesure de l'émission X transverse résolue en temps a été obtenue à l'aide de la CBF X transverse lors du tir effectué sur mousse de 950 μm (ILP 4). Le résultat est indiqué sur la figure 6.3 a). On peut noter que le diagnostic regarde la cible avec un petit angle par rapport au plan défini par la feuille de cuivre, cette feuille masque donc une partie de l'émission X (partie appelée « zone d'occultation » du diagnostic, voir figure 6.3 b). La distance de la zone occultée au niveau de l'axe du faisceau laser est de l'ordre de 150 μm . Un schéma de la mesure est présentée dans la figure 6.3 c).

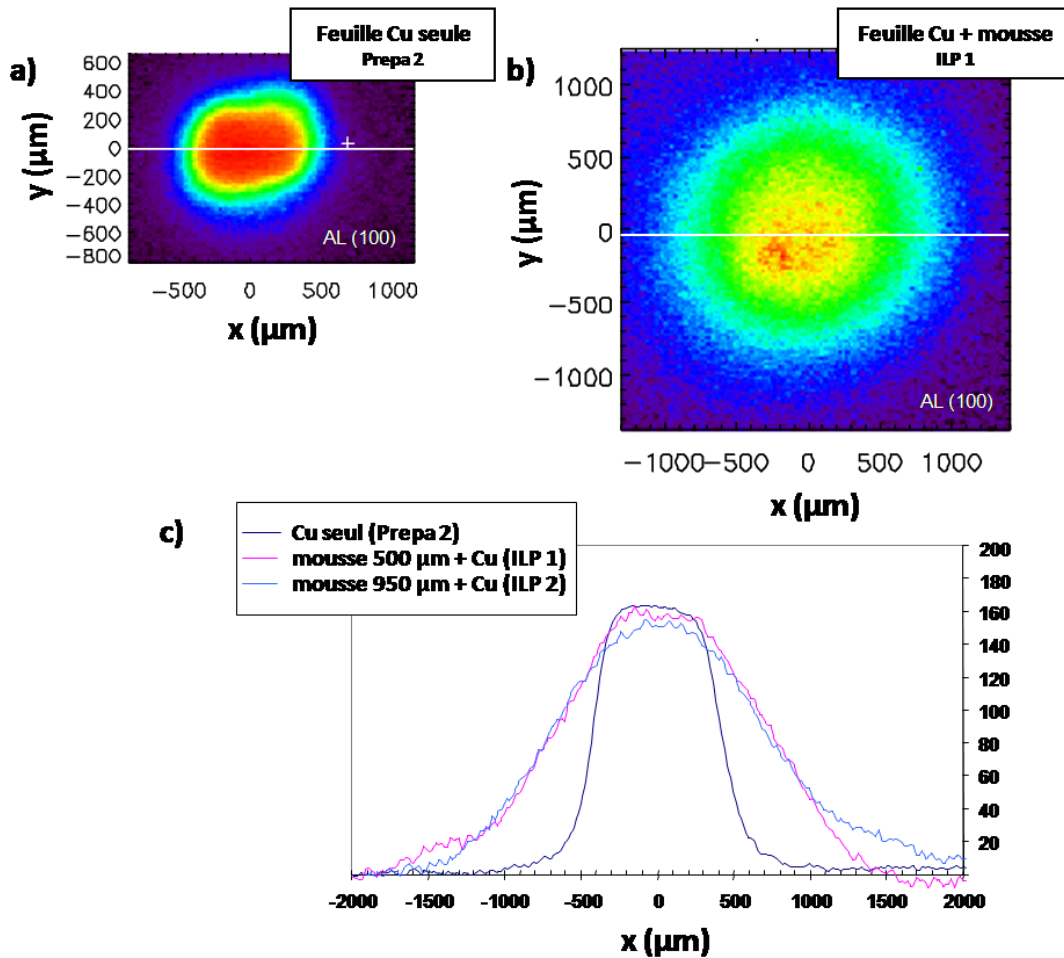


Figure 6.2 – Images obtenues à l’aide de la sténopé X (DP 1.04) de l’émission X en face avant, intégrée sur la durée de l’impulsion laser, de : a) la feuille de Cu (Prepa 2) ; b) la mousse 500 μm + Cu (ILP 1). c) Comparaison des coupes transverses des images obtenues avec la sténopée X lors des tirs réalisés sur Cu seul (Prepa 2), sur mousse 500 μm + Cu (ILP 1) et sur mousse 950 μm + Cu (ILP 2), on a tracé en traits blancs sur les figures a) et b) les coupes réalisées pour les tirs Prepa 2 et ILP 1. Les courbes représentées sur la figure c) sont normalisées de sorte que les maximums de chaque courbe soient identiques

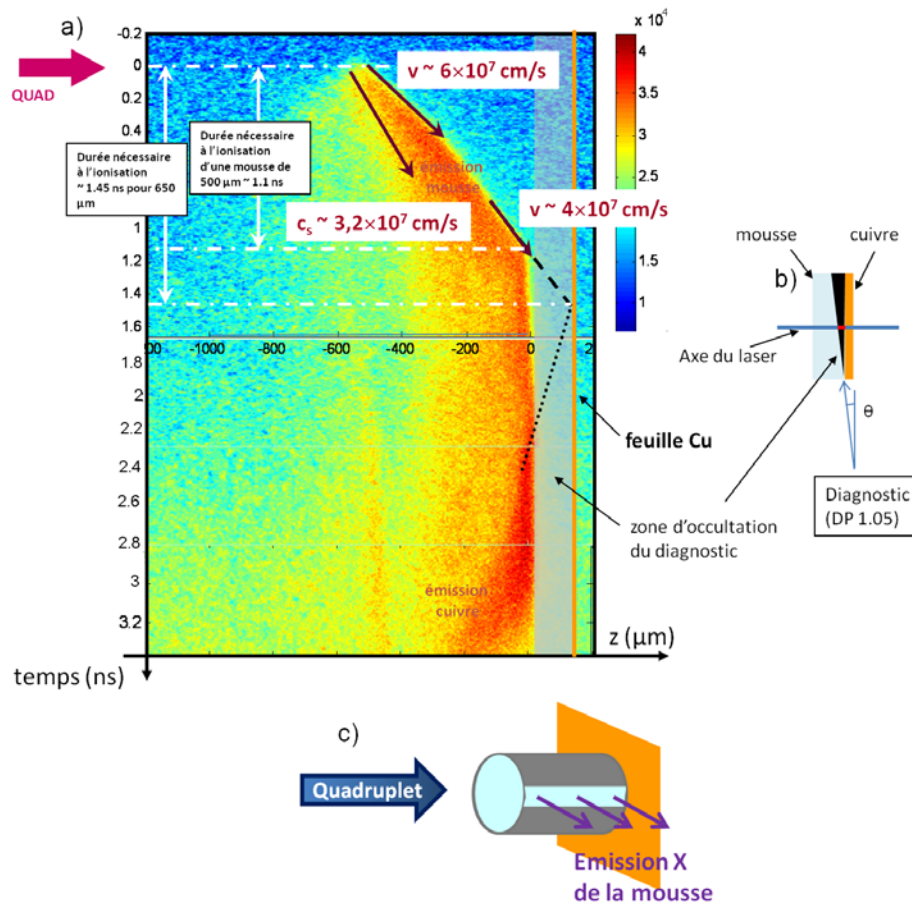


Figure 6.3 – a) Image obtenue à l'aide de la CBF X (DP 1.05) de l'émission X transverse de la mousse et de la feuille de cuivre mesurée lors du tir réalisé sur mousse $1000 \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 4); b) schématisation de phénomène d'occultation, sur le diagnostic, d'une partie de l'émission X du plasma dû à l'angle entre l'axe du diagnostic et le plan de la cible; c) représentation schématique de la mesure

2.1.3 Images X-dur résolu en temps (DP 1.06)

Sur la figure 6.4, on a représenté certaines images obtenues à différents temps lors des tirs :

- sur cuivre seul (Prepa 1 et Prepa 2), figures a), b) et c),
- sur mousse de $500\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 1), figures d) et e),
- sur mousse de $950\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 2), figures f), g) et h).

Les temps et les filtrations utilisés sont indiqués sur les figures. La diagnostic est schématisé sur la figure 6.4 i).

Pour chaque image, le déclenchement de la mesure est fixé temporellement par rapport à l'impulsion laser à l'aide d'une référence absolue. Afin de calibrer temporellement cette référence avec le temps d'arrivée de l'émission X produite en début d'interaction, on utilise les figures a) et b) obtenues sur feuille de cuivre, prises à 100 ps d'intervalle. Comme d'une part, l'émission X du cuivre commence en tout début d'interaction et, d'autre part, on n'observe aucun signal sur la figure a), on déduit que l'arrivée sur le diagnostic de l'émission X produite en début d'interaction est située entre les deux temps associés à ces deux images.

Sur la figure 6.5, on a tracé les profils spatiaux de l'émission X obtenus à partir des coupes transverses des figures c) et h) de la figure 6.4.

2.2 Les lumières diffusées Brillouin et Raman

2.2.1 La lumière rétrodiffusée

Les spectres Brillouin obtenus au cours des différents tirs sont représentés sur la figure 6.6 a), les taux de rétrodiffusion associés sont indiqués sur la figure. On a comparé l'évolution temporelle de la rétrodiffusion Brillouin pour les tirs réalisés sur mousse + Cu sur la figure 6.6 b), les courbes sont normalisées pour que le maximum de chaque courbe soit égal à 1. On a aussi comparé sur la figure 6.6 c) les profils spectraux des signaux Brillouin mesurés dans le cuivre seul et les secondes contributions Brillouin mesurées sur les tirs réalisés sur mousse de $500\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 1) et sur mousse de $950\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 2). Enfin, sur la figure 6.6 d), on a tracé les spectres des premières contributions Brillouin mesurées lors des tirs réalisés sur mousse de $500\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 1) et sur mousse de $950\ \mu\text{m}$ + cuivre (ILP 2).

On dispose, sur ce diagnostic, d'une référence temporelle absolue permettant, pour chaque tir, de caler temporellement le signal par rapport à l'impulsion laser. Cependant, il est nécessaire de connaître le délai entre cette référence et le temps $t = 0$ (qui correspond à l'arrivée de la lumière rétrodiffusée sur ce diagnostic en supposant que la rétrodiffusion commence dès le début de l'interaction). Pour cela nous utilisons le tir ILP 2 pour lequel,

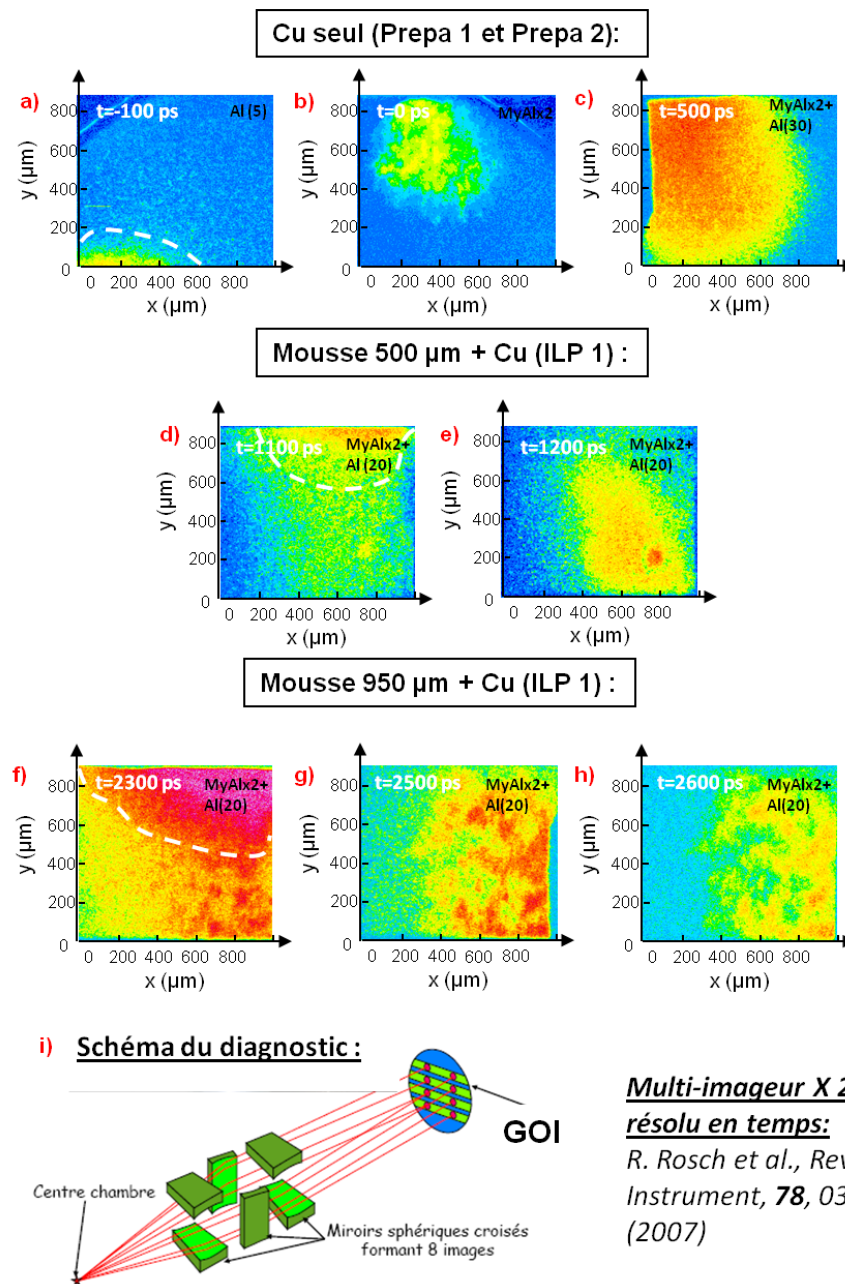


Figure 6.4 – Emission X du cuivre obtenue à différents temps lors des tirs : a) et b) sur Cu seul (Prepa 1) ; c) sur Cu seul (Prepa 2) ; d) et e) sur mousse 500 μm + Cu (ILP 1) ; f), g) et h) sur mousse 950 μm + Cu (ILP 2). Les temps et les filtrations utilisés sont indiqués sur les figures. i) Schéma du diagnostic

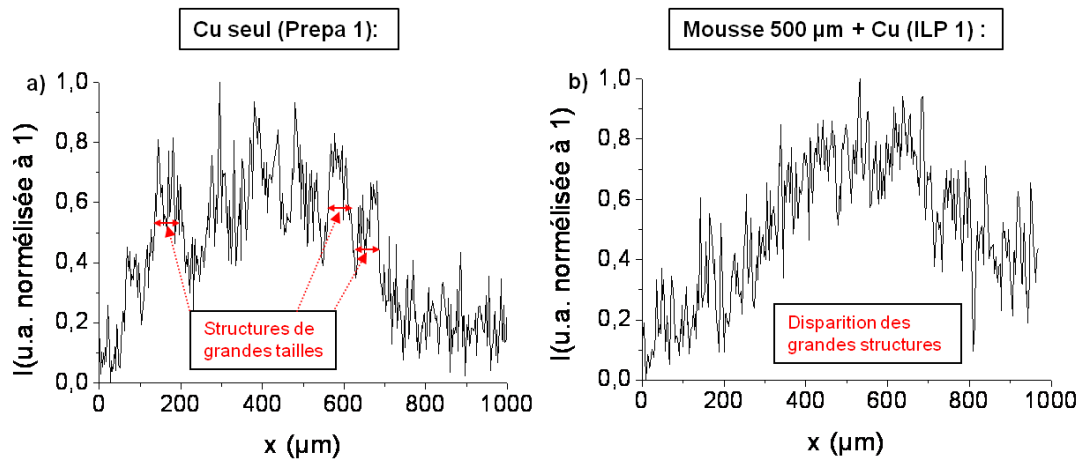


Figure 6.5 – Coupes transverses : a) de la figure c ; b) de la figure h) de la figure 6.4

Tir	mousse 500 μm + Cu (ILP 1)	mousse 950 μm + Cu (ILP 2)	mousse type \ll Lebedev \gg 1000 μm	mousse 950 μm + Cu (ILP 4)
SRS (%)	1,8	1,7	0,7	1,5

Tableau 6.2 – Taux de rétrodiffusion Raman mesurés lors des tirs sur mousse

comme la durée de la rétrodiffusion est égale à la durée de l'interaction, le début de la rétrodiffusion correspond au temps $t = 0$.

Les taux de rétrodiffusion Raman obtenus lors des tirs sur mousse sont indiqués dans le tableau 6.2.

2.2.2 La diffusion Brillouin hors cône

Sur les figures 6.7 a) et b), on a tracé les profils temporels des intensités des lumières diffusées par le FSBS à 3 angles différents (0° : DRED, $12,65^\circ$: UV3 et $28,1^\circ$: UV1) mesurés lors des tirs réalisés sur mousse 500 μm + Cu (ILP 1) et sur mousse 950 μm + Cu (ILP 2). Les différentes courbes sont normalisées de sorte que le maximum de la première contribution soit égal à 1.

On a aussi estimé l'énergie Brillouin diffusée hors cône de rétrodiffusion en utilisant d'une part, le diffuseur rétro-dévié, et, d'autre part, les photodiodes disposées autour de l'enceinte. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 6.3.

2.3 La lumière transmise

Sur les figures 6.8 a) et b), on a comparé l'image du faisceau transmis lors du tir sur mousse seule 1000 μm (ILP 3) et d'un tir effectué à bas flux sans cible. On a réalisé des

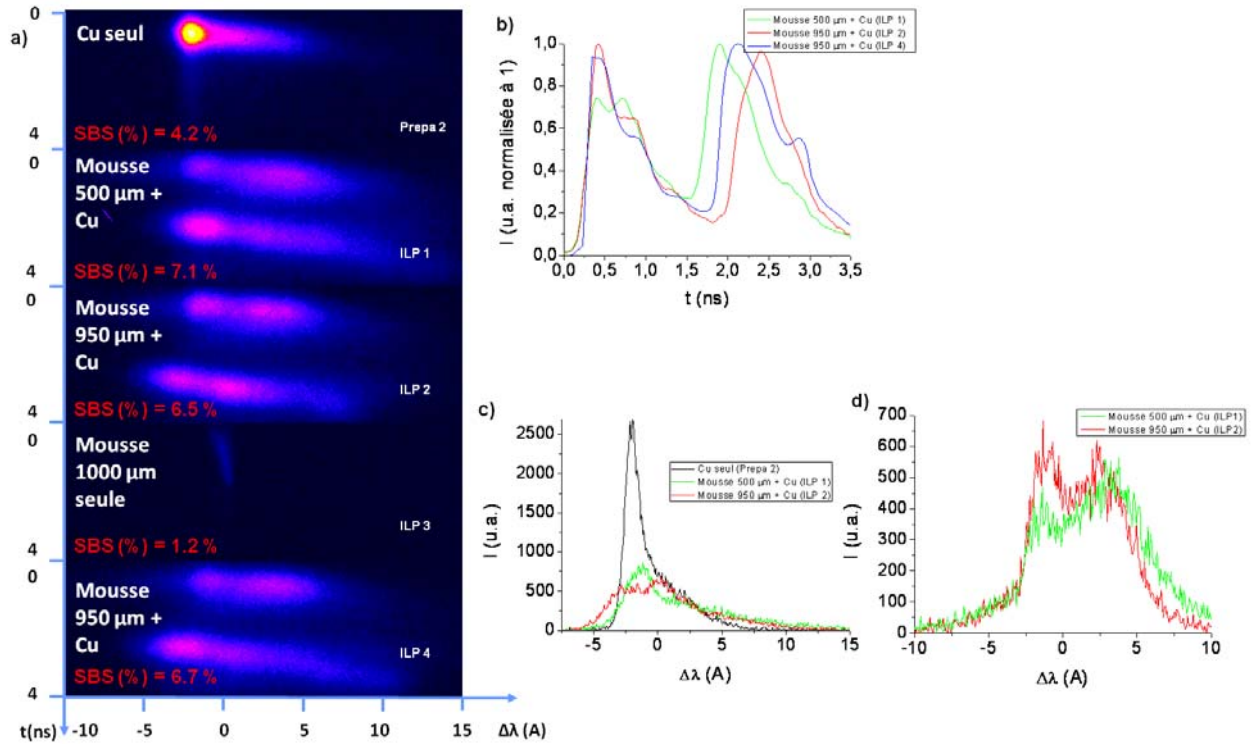


Figure 6.6 – a) Spectres Brillouin rétrodiffusés mesurés pendant les tirs réalisés sur Cu seul (Prepa 2), mousse 500 μm + Cu (ILP 1), mousse 950 μm + Cu (ILP 2), mousse type « Lebedev » 1000 μm (ILP 3) et mousse 950 μm + Cu (ILP 4). Les taux de rétrodiffusion sont indiqués sur la figure; b) comparaison de l'évolution temporelle de l'intensité Brillouin rétrodiffusée lors des tirs réalisés sur mousse 500 μm + Cu (ILP 1), sur mousse 950 μm + Cu (ILP 2) et sur mousse 950 μm + Cu (ILP 4); c) comparaison des spectres rétrodiffusés dans le cas du cuivre seul (Prepa 2) et pour les secondes contributions Brillouin identifiées dans les tirs sur mousse 500 μm + Cu (ILP 1) et sur mousse 950 μm + Cu (ILP 2); d) spectres des premières contributions Brillouin mesurées lors des tirs réalisés sur mousse de 500 μm + cuivre (ILP 1) et sur mousse de 950 μm + cuivre (ILP 2)

Tir	ILP 1	ILP 2	ILP 3	ILP 4
SBS hors cône (J)	307	295	81	280

Tableau 6.3 – Energies diffusées par l'instabilité Brillouin hors cône de rétrodiffusion pour les tirs ILP 1, ILP 2, ILP 3 et ILP4

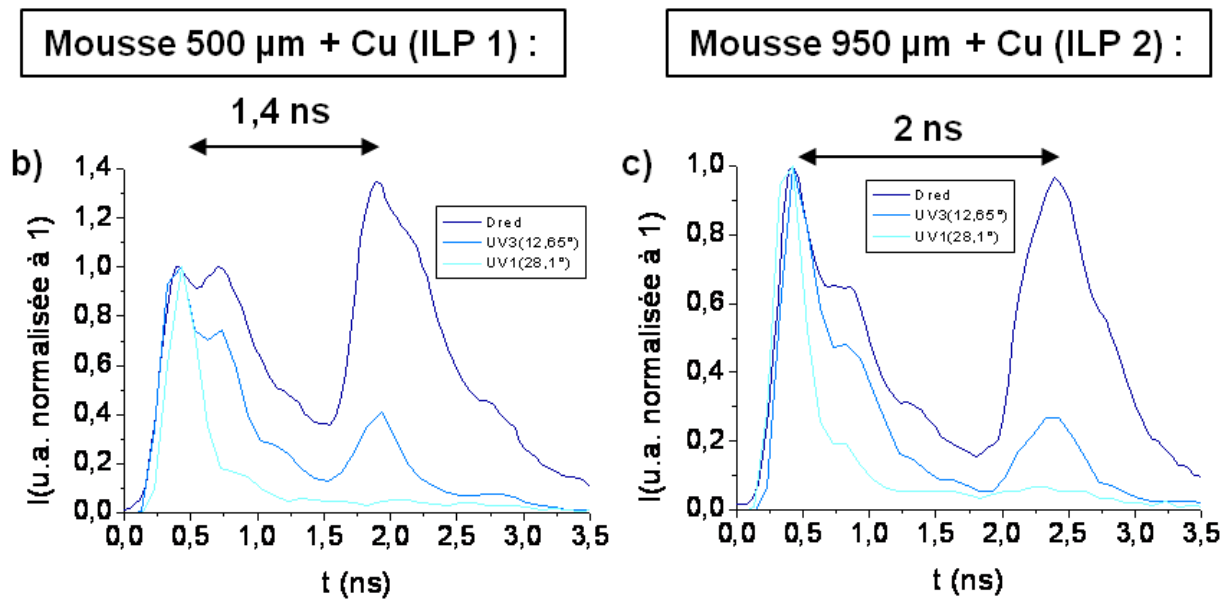


Figure 6.7 – Comparaison des évolutions temporelles de l'intensité Brillouin diffusée dans le cône, à $11,65^\circ$ et à $28,1^\circ$ lors des tirs ILP 1, 2, 3 et 4, les courbes sont normalisées de sorte que le maximum de la première contribution soit égal à 1

coupes horizontales et verticales de la figure b) (traits pointillés rouge et bleu), les résultats sont tracés sur les figures 6.8 c) et d).

L'énergie transmise totale a été mesurée lors du tir effectué sur mousse seule $1000 \mu\text{m}$ (ILP 3), on a obtenu 2,7 kJ.

3 Interprétation

Dans une première partie, nous établissons le bilan énergétique pour chaque tir réalisé. L'ionisation supersonique de la mousse est étudiée dans une deuxième partie. Enfin nous analysons la réduction de l'imprint par le lissage du laser dans le plasma de mousse.

3.1 Le bilan d'énergie

Afin d'établir le bilan énergétique global, nous commençons par déterminer pour chaque tir le volume total de la mousse chauffée. Nous présentons ensuite le bilan d'énergie pour le tir réalisé sur mousse de $1000 \mu\text{m}$ de type « Lebedev ». Puis nous utilisons les résultats obtenus pour étudier le bilan énergétique pour chaque tir.

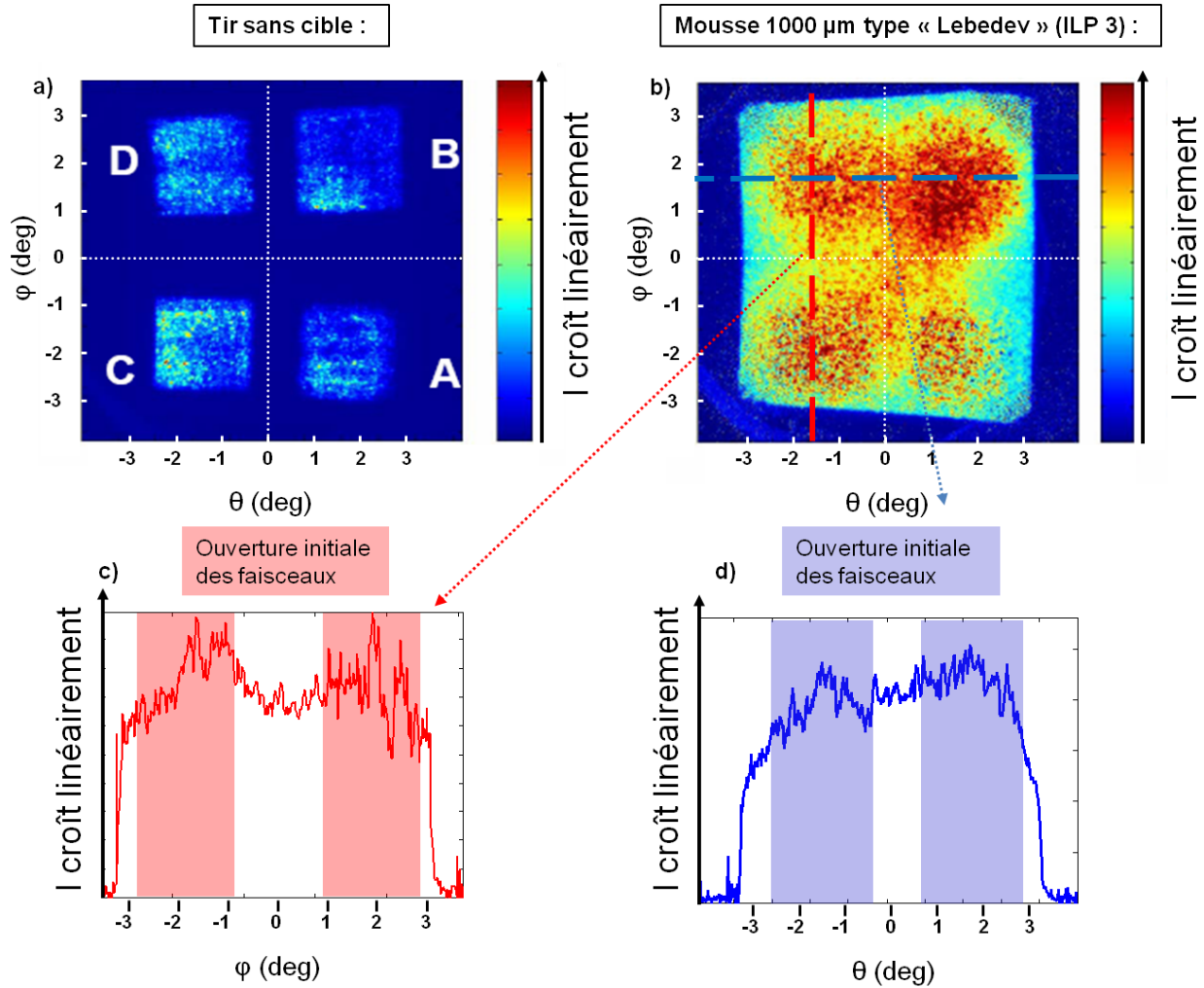


Figure 6.8 – Comparaison de l’image en champs proche de la transmission mesurée a) lors d’un tir effectué à basse énergie ; b) lors du tir réalisé sur mousse seule 1000 μm (ILP 3) ; coupe c) verticale et d) horizontale de la figure b), les coupes réalisées sont présentée sur sur la figure b)

3.1.1 Le volume de plasma créé

Les émissions X que l'on peut observer sur les figures 6.2 a) et b) correspondent respectivement aux émissions du plasma de cuivre et du dopant chlore de la mousse. Par conséquent, en mesurant le diamètre de l'émission X (en pratique, on mesure le diamètre à mi-hauteur en intensité), on peut estimer le diamètre de la section transverse du volume de plasma créé pour chaque type de cible. On trouve :

- un diamètre de 900 μm dans le cas du cuivre,
- un diamètre de 1800 μm dans le cas de la mousse.

On peut noter que les diamètres obtenus pour les deux tirs réalisés sur feuille de cuivre et pour les quatre tirs réalisés sur mousse sont similaires (comme attendu) car on a utilisé des intensités lasers similaires pour tous les tirs.

On observe que la section du volume de plasma chauffé est moins grande dans le cas de la feuille de cuivre que dans le cas de la mousse. En effet, pour un volume donné, l'ablation du cuivre nécessite une énergie laser beaucoup plus importante car sa densité est largement plus grande. On peut remarquer que, pour le cuivre, la section transverse du volume de plasma chauffé correspond approximativement à la taille de la tache focale.

Nous analysons maintenant les épaisseurs des mousses utilisées lors des tirs ILP 1, ILP 2, ILP 3 et ILP 4. Ces longueurs sont d'abord données à l'issue de leur fabrication. Seulement concernant les mousses de 950 μm de type « Nazarov », la longueur indiquée n'est pas très précise en raison de la difficulté de leur réalisation. Nous utilisons donc les résultats obtenus pour estimer les longueurs réelles des mousses utilisées lors des tirs ILP 2 et ILP 4.

La longueur de la mousse utilisée pour le tir ILP 4 peut être estimée précisément à l'aide de la mesure de l'émission X transverse du dopant chlore de la mousse présentée sur la figure 6.3. En effet d'une part, l'émission mesurée en $t = 0$ a lieu à l'entrée de la mousse et peut être mesurée sur la figure avec une précision de l'ordre de 10 μm , d'autre part on peut connaître la position de la face arrière de la mousse qui correspond à la face avant du cuivre en prenant en compte la zone d'occultation du diagnostic (voir figure 6.3 b) : l'angle θ et la largeur de la feuille de cuivre permettent de calculer la longueur de plasma occulté au niveau de l'axe du faisceau laser (trait rouge sur la figure). On obtient finalement une longueur de mousse de 650 μm .

Concernant le tir ILP 1, nous verrons par la suite que d'après le diagnostic DP 1.06, le laser arrive sur la feuille de cuivre au bout de [1,1-1,2] ns. En utilisant la vitesse d'ionisation mesurée à partir du diagnostic DP 1.05, on en déduit que la mousse a bien une longueur de l'ordre de 500 μm .

Afin d'estimer la longueur de la mousse utilisée lors du tir ILP 2, on utilise les réflectivités Brillouin résolues temporellement présentées sur la figure 6.6 b). En effet, la seconde contribution semble être due à une instabilité localisée dans une région du plasma située proche

de la feuille de cuivre car :

- elle n'apparaît pas dans le spectre Brillouin mesuré lors du tir ILP 3 (mousse seule),
- elle présente une forte réflectivité spectrale en $\Delta\lambda \approx -2 \text{ \AA}$ pour les tirs ILP 1 et ILP 2 réalisés sur mousse + Cu et cette forte réflectivité se retrouve dans le spectre mesuré lors du tir Prepa 2 réalisé sur Cu seul (voir figure 6.6 c),
- le décalage temporel entre la première et la seconde contribution est plus grand sur les tirs ILP 2 et ILP 4 que sur le tir ILP 1 réalisé en utilisant une mousse moins longue.

Plus précisément, on mesure un délai entre les fronts de montée des deux contributions de :

- 1,4 ns pour le tir ILP 1,
- 1,8 ns pour le tir ILP 2,
- 1,6 ns pour le tir ILP 4.

Pour les tirs ILP 1 et ILP 4, ce délai est de l'ordre du temps d'ionisation de la mousse mesuré à partir de la figure 6.3 a). Par conséquent, en comparant les délais obtenus pour les tirs ILP 1 et ILP 4, il résulte que 200 ps correspond au temps nécessaire à l'ionisation de $150 \mu\text{m}$ de mousse, donc la longueur de la mousse utilisée pour le tir ILP 2 est de l'ordre de $800 \mu\text{m}$. On peut noter que cette estimation est beaucoup moins précise que l'estimation précédente parce que nous n'avons pas localisé l'instabilité Brillouin le long du faisceau d'interaction.

Finalement, on obtient le volume de plasma créé lors de chaque tir réalisé sur mousse :

- $V_{plasma} = 1,3 \text{ mm}^3$ pour le tir ILP 1,
- $V_{plasma} = 2 \text{ mm}^3$ pour le tir ILP 2,
- $V_{plasma} = 2,4 \text{ mm}^3$ pour le tir ILP 3,
- $V_{plasma} = 1,65 \text{ mm}^3$ pour le tir ILP 4.

3.1.2 Bilan énergétique global pour le tir ILP3 (mousse seule)

Lors du tir réalisé sur mousse de type « Lebedev » de $1000 \mu\text{m}$ (ILP 3), on a mesuré :

- l'énergie transmise : on a obtenu 2,7 kJ,
- l'énergie rétrodiffusée par les instabilités Raman et Brillouin : on a obtenu 0,22 kJ,
- l'énergie Brillouin diffusée hors cône : 0,08 kJ.

Puisque l'énergie laser était de 11,4 kJ, la partie de l'énergie laser qui a servi à ablater, à ioniser et à chauffer la mousse était égale à 8,4 kJ, soit $\approx 3,5 \text{ kJ/mm}^3$.

3.1.3 Bilan énergétique global pour les tirs ILP 1, ILP 2 et ILP 4

Sur les tirs réalisés sur mousse + Cu, la mesure de l'énergie transmise n'a pas pu être obtenue en raison de la feuille de cuivre placée à l'arrière de la mousse. Par conséquent nous allons utiliser les résultats obtenus sur le tir ILP 3 pour estimer le bilan énergétique pour ces trois tirs. En négligeant les pertes liées à la diffusion transverse de la température, l'énergie

Tir	E_{laser} (kJ)	E_{SBS} (kJ)+ E_{SRS} (kJ)	$(E_{chauffage} + E_{ablation})$ (kJ)	$E_{transmise}$ (kJ)
ILP 1	12	1,4	6,5	4,1
ILP 2	11,7	1,3	10	0,5
ILP 3	11,4	0,3	8,48	2,6
ILP 4	10,9	1,2	8,25	1,5

Tableau 6.4 – Bilan énergétique des tirs ILP 1, ILP 2, ILP 3 et ILP 4.

utilisée pour chauffer le plasma est égale à :

$$E_{chauffage} = \frac{3}{2} \times n_e V_{plasma} \times k_B T_e \quad (6.1)$$

Puisque la température électronique de la mousse est sensiblement la même pour les cibles de type « Nazarov » et de type « Lebedev » (d'après les simulations CHIC), l'énergie utilisée pour chauffer le plasma est proportionnelle à $n_e V_{plasma} \approx \rho V_{plasma}$. De plus, l'énergie utilisée pour ablater la cible peut être estimée à partir de l'équation 3.1. L'énergie nécessaire à l'ablation totale de la mousse est donc proportionnelle à ρV_{plasma} . Par conséquent, en négligeant l'énergie utilisée pour ioniser la mousse (très faible), l'énergie utilisée pour ablater et chauffer la mousse est proportionnelle à ρV_{plasma} . On peut donc calculer cette énergie pour les différents tirs en utilisant le résultat obtenu pour le tir réalisé sur mousse seule. De plus, les taux de rétrodiffusion Brillouin et Raman et l'énergie Brillouin rétrodiffusée hors cône ont été mesurés. On peut donc calculer le bilan énergétique global pour les différents tirs. Les résultats sont indiqués dans le tableau 6.4.

3.2 L'ionisation supersonique

Afin de déterminer si l'ionisation de la mousse est supersonique, nous comparons la vitesse du front d'ionisation avec la vitesse acoustique ionique. L'estimation de la vitesse acoustique ionique est détaillée dans une première partie. La seconde partie est consacrée à l'étude de la vitesse du front d'ionisation.

3.2.1 La vitesse acoustique ionique

On rappelle tout d'abord que la vitesse acoustique-ionique c_s est donnée en unité pratique par :

$$c_s(m/s) = \frac{9788 \sqrt{\langle Z \rangle T_e(eV)}}{\sqrt{\langle A \rangle}} \quad (6.2)$$

Par conséquent, pour calculer la vitesse acoustique ionique, il faut d'abord estimer la valeur de la température électronique du plasma.

Le bilan énergétique réalisé sur le tir ILP 3 permet de calculer la température électronique. En effet l'énergie utilisée pour ablater la cible se déduit de l'équation 3.1. On trouve alors :

$$E_{ablation} = 3,5kJ$$

Cela implique que l'énergie utilisée pour chauffer la mousse est égale à 5 kJ. En utilisant l'équation 6.1, on trouve alors (n_e correspond à la densité électronique de la mousse complètement ionisée) :

$$T_e = 3,5keV$$

Cependant, on néglige dans ce calcul le chauffage des ions, le résultat surestime donc la température réelle du plasma.

A partir des spectres Brillouin rétrodiffusés obtenus lors des tirs ILP 1, ILP 2 et ILP 4, on peut aussi estimer la température électronique du plasma en utilisant l'équation 5.1. Le long du faisceau d'interaction, la vitesse d'expansion moyenne est nulle ou négative : la mousse se détend uniquement en direction du laser car il n'y a pas de création de surdensité. Par conséquent le décalage spectral de la lumière Brillouin rétrodiffusée est dû au double effet de la température électronique (qui induit un décalage vers le rouge) et de la vitesse d'expansion du plasma (qui induit un décalage vers le bleu). On peut supposer que pour la longueur d'onde la plus décalée vers le rouge ($\Delta\lambda_{Max} \approx 6 \text{ \AA}$, voir figure 6.6 d), le plasma où s'est développée l'instabilité a une vitesse d'expansion nulle, on déduit alors que la température électronique du plasma correspondante est égale à :

$$T_e = 2,1keV$$

Ce résultat est de l'ordre de grandeur des températures données par la simulation CHIC, ce qui permet de valider en partie ces simulations.

En définitive, pour le calcul de c_s , on suppose que la température électronique du plasma est de l'ordre de 2 keV. On trouve alors une vitesse acoustique ionique similaire pour les deux types de mousses :

$$c_s = 3,2 \times 10^7 cm/s$$

On peut noter que la vitesse acoustique ionique correspond à la vitesse de l'onde de détente mesurée sur la figure 6.3 a). Le résultat obtenu est identique, ce qui permet de valider les différents calculs.

3.2.2 La vitesse d'ionisation

Sur la figure 6.3, l'émission X que l'on observe entre $t = 0$ ns et $t = 1,1$ ns correspond à l'émission du dopant chlore de la mousse. Puisque la mousse émet dans l'ensemble du plasma

jusqu'au front d'ionisation, la coupure brutale d'émission pour les z grands correspond au front d'ionisation de la mousse. Par conséquent, en utilisant cette figure, on peut mesurer l'évolution temporelle de la vitesse du front d'ionisation. On trouve en particulier :

- $v_{ionisation} = 6 \times 10^7 \text{ cm/s}$ en $t = 0$ ns,
- $v_{ionisation} = 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ en $t = 1,1$ ns.

On peut noter que ces deux vitesses sont supersoniques et que la vitesse du front d'ionisation décroît légèrement au cours du temps. Par conséquent, puisqu'au temps $t = 1,1$ ns le laser a traversé $500 \mu\text{m}$ de mousse, dans le cas du tir mousse $500 \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 1), la vitesse du front d'ionisation est supersonique pendant toute la durée de l'interaction. De plus, la décroissance temporelle étant assez lente, dans le cas des tirs réalisés sur mousse $950 \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 2 et ILP 4), la vitesse d'ionisation est aussi marginalement supersonique pendant toute l'interaction, d'autant plus que nous avons vu précédemment que la longueur réelle des mousses utilisées est plus petite que $950 \mu\text{m}$. Pour le tir ILP 3, puisque la densité de la mousse est plus faible, la vitesse du front d'ionisation est plus importante, l'ionisation est donc supersonique pendant toute la durée de l'interaction.

On peut remarquer que, dans le cas du tir réalisé sur mousse $500 \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 1), le temps de traversée de la mousse par le laser peut être estimé à partir des figures 6.4 d) et e). En effet, sur la figure d) on n'observe aucun signal alors que sur la figure e), l'émission X due à la feuille de Cu apparaît, par conséquent, le laser arrive sur la feuille de cuivre à un temps compris entre 1100 ps et 1200 ps (ces deux temps correspondent aux temps auxquels ont été prises ces deux images). On déduit donc que le temps de traversée de la mousse est de l'ordre de [1,1-1,2] ns. La figure 6.3 a) permet de mesurer la longueur de mousse ionisée en fonction du temps. La longueur totale de la mousse correspond donc à la longueur de mousse ionisée par le laser pendant le temps de traversée calculé précédemment : on mesure par ce procédé une longueur de mousse de l'ordre de $500 \mu\text{m}$, ce résultat permet de vérifier la longueur donnée à l'issue de sa fabrication.

3.3 La réduction de l'*imprint*

Dans la première partie nous présentons une démonstration directe de la réduction de l'*imprint* par la mousse. Puisque cette réduction est liée au lissage du laser dans le plasma de mousse, nous exposons une caractérisation de ce lissage dans une deuxième partie. Enfin, nous détaillons les études qui sont actuellement en cours qui portent sur la démonstration du lissage plasma à partir des rétrodiffusions Brillouin.

3.3.1 Démonstration de la réduction de l'*imprint*

Dans cette partie, on analyse les résultats obtenus sur l'imageur X-dur, présentés sur la figure 6.4.

Sur la figure 6.4 b), on observe l'émission X du cuivre en tout début d'interaction, l'image obtenue est donc représentative de l'*imprint* du laser. Comme attendu, l'image contient des structures de grandes tailles ($\approx 50 \mu\text{m}$ (voir figure 6.5 a) qui sont dues aux inhomogénéités présentes dans la tache focale du laser qui sont transmises à la cible au niveau du front d'ablation.

Sur la figure 6.4 c), ces structures ne sont plus présentes, on peut supposer que ceci est le résultat du lissage de l'énergie laser déposée par la ZCE. Toutefois, il est difficile de conclure car l'émission X mesurée correspond à la somme de l'émission du plasma de cuivre qui s'est formé devant la cible et de l'émission du front d'ablation.

Nous avons vu précédemment que sur la figure 6.4 e), obtenue lors du tir réalisé sur mousse $500 \mu\text{m} + \text{Cu}$, on observe l'émission X du plasma à un temps qui correspond à l'arrivée du faisceau laser sur la feuille de cuivre. Cette émission X correspond à l'émission du cuivre et du chlore contenu dans le plasma de mousse présent devant la feuille de cuivre. Toutefois, puisque sur la figure 6.4 d), prise avec la même atténuation, on n'observe aucun signal alors que le plasma de mousse est déjà présent devant la feuille de cuivre (car le délai entre les deux images est très court), on déduit que l'émission X de la mousse est négligeable devant l'émission X du cuivre. En définitive, la figure e) est représentative de l'*imprint* du laser après traversée de $500 \mu\text{m}$ de mousse. Sur cette figure, les structures de grandes tailles qui apparaissaient dans la figure 6.4 d) ne sont plus présentes (voir figure 6.5 a et b), ce résultat démontre donc la réduction de l'*imprint* du laser par la mousse.

Les images qui correspondent aux figures 6.4 f), g) et h), mesurées lors des tirs réalisés sur mousse $950 \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 2 et ILP 4), ont été prises bien après l'arrivée du faisceau laser sur la feuille de cuivre. La réapparition des structures de grandes tailles semble inquiétante puisque cela signifie que le dépôt de l'énergie laser n'a pas été lissé par la ZCE et donc que celle-ci n'a pas été créée (ou qu'elle n'est pas suffisamment longue pour lisser le dépôt d'énergie laser). Ce phénomène a été étudié à l'aide de simulations et il semble qu'il soit dû au confinement du plasma de cuivre par le plasma de mousse qui empêche la formation de la ZCE. Néanmoins, les simulations montrent que ce confinement est lié à la différence de matériau composant la mousse et la feuille et qu'en remplaçant la feuille de cuivre par une feuille de CH, ce phénomène disparaît.

3.3.2 Caractérisation du lissage par le plasma de mousse (tir ILP 3)

La démonstration expérimentale du lissage du faisceau laser après propagation dans le plasma de mousse a été réalisée lors du tir effectué sur mousse de $1000\ \mu\text{m}$ de type « Lebedev » (ILP 3) : sur l'image du faisceau transmis, on observe que la divergence angulaire du faisceau est augmentée d'un facteur 2 par rapport au faisceau transmis sans mousse, et le contraste dû à la séparation des quatre faisceaux (observé sur la figure 6.8 a) a largement diminué puisqu'il est de l'ordre de 10% (voir figure 6.8 b, c et d).

On peut noter que quand la densité du plasma augmente, la croissance des processus à l'origine du lissage plasma (autofocalisation, FSBS) est plus importante. Par conséquent, pour les tirs ILP 1, ILP 2 et ILP 4, on s'attend à ce que le lissage plasma du faisceau laser soit plus efficace.

3.3.3 Réduction du SBS par le lissage plasma ?

Nous avons vu, dans la section 3.1.1, que le lissage optique pouvait permettre de réduire la croissance des instabilités paramétriques. Par conséquent, on cherche ici à montrer si le lissage plasma permet de réduire la croissance de l'instabilité Brillouin.

Les secondes contributions des spectres Brillouin mesurés lors des tirs sur mousse + Cu (ILP 1 et ILP 2), sont créées à un temps qui correspond approximativement à l'arrivée du laser sur la feuille de cuivre. De plus, leur spectre est comparable au spectre obtenu sur la feuille de cuivre seule : la rétrodiffusion est maximale en $\delta\lambda = -2\ \text{\AA}$ et la largeur spectrale est similaire (voir figure 6.6 c). Par conséquent, on peut supposer que dans chaque cas, la seconde contribution est localisée dans le plasma situé devant la feuille de cuivre et que les paramètres de ce plasma sont similaires aux paramètres du plasma de cuivre produit dans le cas de la feuille de cuivre seule.

Ces secondes contributions sont beaucoup moins intenses que la lumière rétrodiffusée dans le cas de la feuille de cuivre seule (on observe une réduction de 75%). Sur les figures 6.7 a) et b), on a comparé l'énergie Brillouin diffusée à différents angles pour les tirs réalisés sur mousse $500\ \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 1) et sur mousse de $950\ \mu\text{m} + \text{Cu}$ (ILP 2). Dans chaque cas, la première contribution s'arrête au bout de $\approx 1\ \text{ns}$, par conséquent, puisque ce temps correspond au temps d'ionisation de $500\ \mu\text{m}$ de mousse (voir figure 6.3 a), pour les deux tirs, les paramètres du plasma dans lequel s'est développée l'instabilité Brillouin sont équivalents et donc cette contribution est identique. Puisque l'on a normalisé les courbes de sorte que, pour chaque courbe, le maximum de cette contribution soit égal à 1, pour un angle donné, les courbes de la figure a) et de la figure b) sont comparables en intensité. On observe que pour les angles 0° et $12,65^\circ$, la seconde contribution est plus intense pour la mousse de $500\ \mu\text{m}$ (figure a) que pour la mousse de $950\ \mu\text{m}$ (figure b).

Pour conclure, il semble que le taux de rétrodiffusion Brillouin qui se développe dans la feuille de cuivre diminue quand on propage le laser dans une mousse sous dense, ce qui pourrait démontrer que le lissage du laser par le plasma de mousse permet de réduire la croissance de l'instabilité Brillouin. Afin d'analyser ce phénomène, des études sont actuellement en cours portant notamment sur la localisation précise de l'instabilité Brillouin le long du faisceau d'interaction, sur la croissance de l'instabilité et sur le rôle de l'absorption du laser dans le plasma de mousse.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la première démonstration expérimentale de la réduction de l'*imprint* par mousse sous dense obtenue sur la LIL. Puisque cette installation laser dispose d'un faisceau très énergétique (12 kJ), cette étude a été réalisée dans des conditions très proches des futures expériences de type LMJ.

Le bilan énergétique de cette technique a été étudié précisément en utilisant les nombreux diagnostics présents sur l'installation qui ont permis de mesurer :

- l'énergie rétrodiffusée par les instabilités Raman et Brillouin,
- l'énergie diffusée hors cône par l'instabilité Brillouin au cours de chaque tir,
- l'énergie transmise pendant un tir.

Nous avons montré que l'énergie laser « perdue » (qui n'est pas utilisée pour comprimer la cible) est la somme de l'énergie diffusée par les instabilités paramétriques (de l'ordre de 3 kJ) et de l'énergie utilisée pour ablater et chauffer la mousse (de l'ordre de 8 kJ), on obtient un total de 11 kJ, ce qui donne un total de 11 kJ. On peut alors estimer l'énergie laser nécessaire dans le cas d'une cible « réelle » : si on considère un schéma selon lequel la cible de 1 mm de diamètre est entourée par une mousse de densité 10 mg/cm^3 de type « Nazarov » de $500 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, le volume de mousse à ioniser est égal à $3,66 \text{ mm}^3$. Puisque l'on a mesuré que l'énergie requise pour chauffer et ioniser la mousse est de 5 kJ/mm^3 , on calcule que l'énergie nécessaire pour ioniser l'ensemble du volume de mousse est de 18 kJ, ce qui est acceptable pour un laser de type Megajoule.

Afin de caractériser l'ionisation supersonique de la mousse, nous avons tout d'abord mesuré la vitesse du front d'ionisation de la mousse. Ensuite, nous avons estimé la vitesse acoustique ionique de deux façons différentes : (i) en mesurant la vitesse de l'onde de détente du plasma de mousse et (ii) en calculant sa valeur à partir de la valeur de la température électronique du plasma donnée par les résultats des simulations hydrodynamiques et déduite des spectres Brillouin rétrodiffusés. Nous avons alors démontré que pour la mousse de $500 \text{ }\mu\text{m}$, l'ionisation est supersonique pendant toute la durée de l'interaction et que pour celle de $950 \text{ }\mu\text{m}$, l'ionisation reste marginalement supersonique.

La démonstration de la réduction de l'*imprint* a été obtenue en comparant l'*imprint* du laser sans mousse et après propagation dans 500 μm de mousse : dans le second cas, l'*imprint* est fortement réduit. Nous avons montré que dans les différents cas, le lissage du laser par le plasma de mousse est important, ce qui explique la réduction de l'*imprint*. Enfin, il semble que le lissage du laser puisse aussi être démontré de manière indirecte à partir des rétrodiffusions Brillouin mesurées, ce point est actuellement en cours d'étude.

En conclusion, cette expérience a permis de valider un nouveau schéma de cible pour la FCI en attaque directe dans lequel une mousse très peu dense est placée autour de la cible afin de limiter l'*imprint* du laser, ce dernier étant extrêmement néfaste pendant la phase d'implosion. Il reste néanmoins à analyser plus précisément ce procédé, notamment en faisant varier les paramètres du laser (lissage optique, énergie) et de la mousse (longueur, densité). Dans cette optique, nous avons réalisé des expériences sur la même installation laser en 2009, l'analyse des résultats obtenus est en cours.

Cette étude a fait l'objet d'une publication [95].

Conclusion

Les trois études expérimentales présentées dans cette thèse avaient pour objet de répondre à deux questions essentielles qui se posent dans le cadre de l'interaction laser-plasma en FCI par laser :

- la comparaison des taux de rétrodiffusion Raman et Brillouin en régime de saturation à 2ω et à 3ω ,
- l'efficacité d'une nouvelle technique de lissage de l'*imprint* par mousse sous dense.

Lors de la première étude expérimentale réalisée sur le LULI 2000, nous avons obtenu des taux de rétrodiffusion Brillouin en régime de saturation identiques à 2ω et à 3ω . De plus, en utilisant des résultats de simulations hydrodynamiques et en interprétant les spectres Brillouin mesurés à partir de ces résultats, nous avons établi que pour les deux longueurs d'ondes, les conditions laser/plasma dans lesquelles s'est développée l'instabilité sont similaires, ce qui nous a permis de faire une comparaison pertinente.

Dans la deuxième étude expérimentale, nous avons analysé les taux de rétrodiffusion Raman en régime de saturation à 2ω en fonction des paramètres laser/plasma. En analysant finement la localisation de l'instabilité le long du faisceau d'interaction, la croissance et la saturation de l'instabilité et en comparant les taux de rétrodiffusion obtenus avec différentes lois d'échelle (en prenant notamment en compte la répartition d'intensité dans la tache focale pour le faisceau lissé par RPP), nous avons montré que le processus de saturation qui limite le plus l'amplitude des ondes EPW est le LDI. De plus, nous avons montré que la loi d'échelle R_{KRT} établie dans les références [59, 60] permet de reproduire les taux de rétrodiffusion mesurés à un facteur 2 près, nous avons donc validé expérimentalement cette loi d'échelle. Cette étude qui avait pour finalité de comparer les taux de rétrodiffusion Raman en régime de saturation à 2ω et à 3ω n'est pas encore terminée. Cependant, la loi R_{KRT} permet de bien décrire les taux de rétrodiffusion Raman à 2ω pour une large gamme de paramètres laser/plasma, on peut supposer qu'elle est aussi valable à 3ω . Or, cette loi indique que les taux de rétrodiffusion en régime de saturation varient en $1/\lambda$, ils sont donc plus importants à 3ω .

La troisième campagne expérimentale portait sur l'étude d'une nouvelle technique permettant de réduire les inhomogénéités d'intensité du laser en début d'interaction afin qu'elles

ne soient pas transmises à la cible. En effet, dans le cadre de la FCI, dans le schéma d'attaque directe, cette transmission des inhomogénéités du laser en début d'impulsion, plus connue sous le nom d'*imprint*, est extrêmement néfaste du point de vue de la compression à symétrie sphérique de la cible. Lors de cette expérience, nous avons démontré qu'en disposant une mousse devant la cible, le lissage du laser dans le plasma de mousse est efficace pour réduire l'*imprint*. De plus, nous avons observé que l'ionisation des mousses utilisées était supersonique, assurant ainsi de ne pas créer de choc qui préchauffe le cœur de la cible. L'énergie laser nécessaire pour créer et chauffer le plasma de mousse a été évaluée et les résultats obtenus montrent que pour une installation laser de type Megajoule, cette énergie est faible (≈ 18 kJ).

En conclusion, les trois études décrites dans ce manuscrit ont permis de répondre en grande partie aux deux questions initialement posées. Plus précisément, nous avons envisagé du point de vue de l'absorption de l'énergie et de la compression de la cible, l'utilisation du 2ω dans les expériences de FCI par laser et montré qu'avec une énergie disponible plus importante à 2ω qu'à 3ω , un schéma d'irradiation de cible à 2ω pouvait s'avérer plus intéressant. Du point de vue des instabilités paramétriques, nous avons démontré expérimentalement que les mécanismes de saturation à l'œuvre pour limiter les taux de rétrodiffusion conduisaient à des réflectivités équivalentes aux 2 longueurs d'ondes en régime de saturation.

Des études complémentaires réalisées sur l'installation Omega [25] ont montré par ailleurs que la propagation et la rétrodiffusion en régime linéaire pouvaient elles aussi être contrôlées à 2ω en jouant sur l'intensité laser et/ou sur le lissage optique. Une étude complète de schéma de cibles à 2ω en attaque directe et indirecte resterait à faire en prenant en compte l'ensemble de ces conclusions concernant l'interaction.

L'expérience réalisée sur la LIL a permis quant à elle de démontrer l'efficacité d'une mousse très peu dense placée en avant de la cible pour limiter l'*imprint* des faisceaux laser dans le cas de l'attaque indirecte. Nous avons démontré expérimentalement qu'une mousse de $\approx 500 \mu\text{m}$ à $\approx 10 \text{ mg/cm}^3$ était efficace dans le cas d'une irradiation à quelques 10^{14} W/cm^2 . Comme précédemment, il resterait à inclure cette mousse dans un design de cible de FCI.

Articles

Exploring the Saturation Levels of Stimulated Raman Scattering in the Absolute Regime

D. T. Michel,^{1,2} S. Depierreux,² C. Stenz,³ V. Tassin,² and C. Labaune¹¹LULI, UMR 7605 CNRS-Ecole Polytechnique-CEA-Université Paris VI, 91128 Palaiseau cedex, France²CEA DAM DIF, F- 91297 Arpajon, France³CELIA, Université Bordeaux 1, 351 cours de la Libération, 33405 Talence cedex, France

(Received 5 November 2009; published 25 June 2010)

This Letter reports new experimental results that evidence the transition between the absolute and convective growth of stimulated Raman scattering (SRS). Significant reflectivities were observed only when the instability grows in the absolute regime. In this case, saturation processes efficiently limit the SRS reflectivity that is shown to scale linearly with the laser intensity, and the electron density and temperature. Such a scaling agrees with the one established by T. Kolber *et al.* [*Phys. Fluids B* **5**, 138 (1993)] and B. Bezzerides *et al.* [*Phys. Rev. Lett.* **70**, 2569 (1993)], from numerical simulations where the Raman saturation is due to the coupling of electron plasma waves with ion waves dynamics.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.255001

PACS numbers: 52.25.Os, 52.35.Fp, 52.35.Mw, 52.38.Bv

In laser-produced plasmas, stimulated Raman scattering (SRS) is a parametric instability by which the incident laser electromagnetic wave couples with electron plasma waves (EPWs) to produce scattered electromagnetic waves [1]. Above a laser intensity threshold, which depends on plasma parameters, the three waves coupling becomes unstable with significant amplification of the daughter waves. Part of the laser energy is transferred to these waves resulting in a net energy loss for many laser applications like inertial confinement fusion (ICF) [2] or electron acceleration [3]. In particular, hot electrons accelerated by these stimulated EPWs can preheat the fusion fuel in ICF experiments with a subsequent reduction in the compression efficiency.

The two decay waves can either experience convective amplification as a function of space, or grow exponentially in time in the regime of an absolute instability. The limit between these two regimes is given by $\gamma_0^2 > \frac{1}{2} \nu_{\text{EPW}} \sqrt{\frac{\nu_{g,\text{SRS}}}{\nu_{g,\text{EPW}}}}$ which corresponds to the absolute threshold in an homogeneous plasma, where $\gamma_0 \propto I^{1/2}$ is the homogeneous SRS growth rate, ν_{EPW} is the EPW damping rate, and $\nu_{g,\text{SRS}}$ ($\nu_{g,\text{EPW}}$) is the group velocity of the SRS electromagnetic wave (EPW) [1]. For a given laser intensity, the absolute threshold depends on the electron density and temperature mainly through the parameter $k\lambda_{\text{De}}$ (where k is the EPW wave vector and λ_{De} is the Debye length) which governs the Landau damping rate of the EPWs. This threshold is shown in the electron temperature and density plane in Fig. 1(a).

Below the absolute threshold, the SRS growth is described by the linear gain, $G = \frac{\gamma_0^2 L}{\nu_{\text{EPW}} \nu_{g,\text{SRS}}}$, where L is the plasma length, that can be calculated by postprocessing the hydrodynamics plasma parameters. In this regime, the SRS reflectivity has been shown to be controlled by the gain as long as it remains below ~ 15 [4]. This strategy is presently tested in ignition experiments where large-scale, hot plasmas are produced. For convective SRS gains larger than 15,

the instability is expected to saturate. Experiments performed in this regime have shown a linear scaling of the saturated SRS reflectivities as a function of the laser intensity [5]. Evidences of the nonlinear evolution of the SRS EPWs through the Langmuir decay instability (LDI) were found by the observed dependence of the saturated SRS level on the ion acoustic wave damping [6] and by the direct observation of the ion acoustic wave decay products [7]. In these experiments the linear Landau damping rate of the EPWs was so high that the LDI threshold was not expected to be reached. Reduced EPW Landau damping rates due to trapping effects and/or electron distribution function modification were proposed to explain the reduction of the LDI threshold.

Above the absolute SRS threshold, the stimulated EPWs and backscattered light wave rapidly grow in time until the EPWs reach a sufficient level for triggering nonlinear saturation mechanisms. Then, the final EPW amplitude, and the corresponding backscattering level, are determined by the saturation mechanisms. This nonlinear evolution of the EPWs is mainly governed by the parameter $k\lambda_{\text{De}}$ [8]. For low $k\lambda_{\text{De}}$ values, the saturation of the EPW is expected to result from fluid coupling of the EPWs with the ion

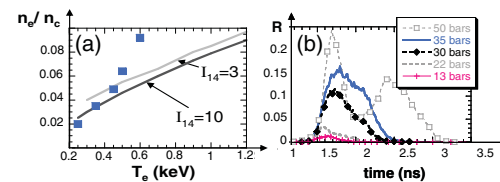


FIG. 1 (color online). (a) Absolute SRS threshold in the density and temperature plane for laser intensities $I_{14} = 3$ and 10 in units of 10^{14} W/cm². The absolute regime is for electron densities above the represented threshold. The blue squares show the initial parameters. (b) SRS reflectivities as function of time for the parameters of Fig. 3.

acoustic wave dynamics. For higher $k\lambda_{De}$ values, a significant amount of electrons are expected to be trapped in the stimulated EPW resulting in a modified electron distribution function that affects both the EPW Landau damping rate and frequency eventually leading to the subsequent saturation of the SRS level. Both fluid and kinetics saturation mechanisms come into play in determining the final SRS saturation level with a relative importance that depends on the laser and plasma parameters [9]. The simulations of SRS either rely on a fluid or kinetics description of the interaction. Attempts are made for including both types of effects in simulations [10]; however, the saturated SRS level is still hardly computable. Establishing and validating a scaling law for the saturated SRS reflectivity in the absolute regime is critically important to assess the reflectivity in this regime. Such a situation of SRS growing as an absolute instability is expected to occur in low temperature plasmas [see Fig. 1(a)] and could also happen in ignition scale plasmas in localized plasma regions for some times during the laser pulse due to either low electron temperature early in time, or to reduced EPW damping rate.

This Letter reports experiments which were designed to explore the saturation levels of SRS in the absolute regime. Using a fully ionized and preheated ethylene gas jet plasma, the transition between the convective and the absolute growth was observed. Significant instantaneous reflectivities were recorded only in the absolute regime. The saturation levels were measured as a function of the plasma parameters and are consistent with the scaling law established in the mid-1990s in [11,12] in the case of SRS saturated by the coupling of the EPW with the ion dynamics initiated by the Langmuir decay instability.

The experiments have been performed with the two main beams of the LULI2000 laser facility. Each beam delivers a maximum of 300 J, at 526 nm, in a 1.5 ns square pulse. The two beams were focused with $f/4.4$ corrected lenses. The experimental setup and the geometry of the beams are shown in Fig. 2(a). The plasma-producing beam irradiated a gas jet of 2 mm of diameter to preform a plasma. It was smoothed by a random phase plate producing a circular focal spot of 255 μm diameter full width at half maximum (FWHM), with a resulting averaged intensity of 2.5×10^{14} W/cm². At the end of this heater beam, the interaction volume was fully ionized and heated to an electron temperature of ~ 0.5 keV. The interaction beam was fired at this time, which corresponds to a delay of 1.5 ns with the creation beam. It was smoothed with a random phase plate producing a 130 μm focal spot (FWHM) with an average maximum intensity of 10^{15} W/cm². Both beams were focused 750 μm in front of the center of the gas jet, towards the interaction beam, to minimize the nonionized gas on the interaction beam path before the interaction region.

The SRS backscattered light was analyzed in two ways: (i) time-integrated SRS reflectivities were measured with absolutely calibrated fast photodiodes and (ii) time-resolved SRS spectra were recorded with an S1 streak

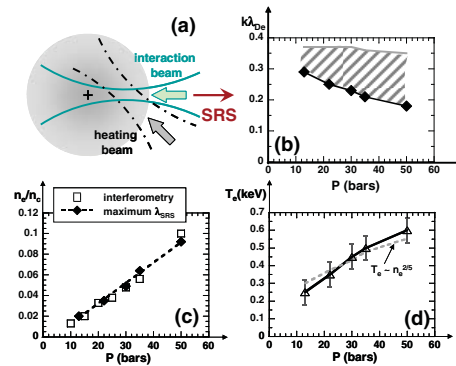


FIG. 2 (color online). (a) Geometry of the two beams inside the gas jet; (b) Range of $k\lambda_{De}$ values explored in the experiment: the black points give $k\lambda_{De}$ for the initial parameters and the shaded area indicates the domain for which significant SRS reflectivities were detected; (c) Maximum electron density present in the time-resolved SRS spectra as a function of the pressure compared with the electron density deduced from interferometry measurements of the initial neutral gas density; (d) Electron temperature as a function of the jet pressure compared with the $n_e^{-2/5}$ scaling that results from reduced inverse Bremsstrahlung heating as the density decreases.

camera coupled with a $f = 40$ cm spectrometer. The spectral and temporal resolutions of this diagnostic were, respectively, 10 nm and 250 ps. An equivalent diagnostic for the stimulated Brillouin scattering (SBS) electromagnetic wave was also setup in this experiment.

The electron density present in the ethylene (C_2H_4) gas jet was varied by adjusting the pressure at the output of the gas bottle. The initial neutral gas density was precharacterized through Mach-Zehnder interferometry measurements performed in the full range of investigated pressures. The corresponding electron densities are shown in Fig. 2(c) assuming a complete ionization of the gas. For initial pressures between 13 and 50 bars, the electron density varies from $0.02n_c$ to $0.09n_c$ where n_c is the critical density of the interaction beam. The electron temperatures during interaction were deduced from the SBS spectra assuming a stationary plasma. SBS data will be discussed in a longer paper. Typically, SRS reflectivities were in the range of 1%–5%. The electron temperatures are shown in Fig. 2(d) as a function of the gas jet pressure. The observed scaling of the electron temperature with the initial density is consistent with a reduced collisional absorption when the density decreases as predicted by a simple model [13]. The explored initial interaction conditions are represented in Fig. 1(a) and correspond to $k\lambda_{De}$ between 0.17 and 0.3, as shown in Fig. 2(b). For an interaction intensity of 10^{15} W/cm², the initial plasma parameters set the SRS instability above the absolute threshold at the beginning of the interaction pulse for all the investigated pressures.

255001-2

The first results come from the time-resolved SRS spectra which are shown in Fig. 3 for the different pressures. The electron densities deduced from the maximum SRS wavelengths observed in the spectra are shown in Fig. 2(c). They correspond to the maximum density initially present in the plasma as given by the interferometric measurements. The width of the spectrum at any given time is small (<40 nm) for all the investigated pressures. This spectral width is associated with density variations of $\pm 0.01n_c$ around the mean density, indicating that the interaction takes place at a well-defined electron density.

The temporal evolution of SRS reflectivities for the different initial pressures is shown in Fig. 1(b). For all the investigated pressures, except for 50 bars, the SRS signal is shorter than the interaction pulse with a duration of the SRS emission that depends on the initial density: the SRS signal is shorter when the density is lower. All these observations are consistent with the fact that SRS is observed when it grows in the absolute regime, which happens at the beginning of the laser pulse, and disappears because of the decrease of density as a function of time. This happens earlier in time in the case of low initial density. When SRS is below the absolute threshold, the SRS convective gains calculated over a speckle length do not exceed $G = 7$ whatever the pressure. Indeed, the absolute threshold for $I = 10^{15}$ W/cm² almost corresponds to $k\lambda_{De} = 0.3$. As a result, when the instability is below the absolute threshold, the EPWs are strongly Landau damped ($k\lambda_{De} > 0.3$) and the corresponding convective gain is too

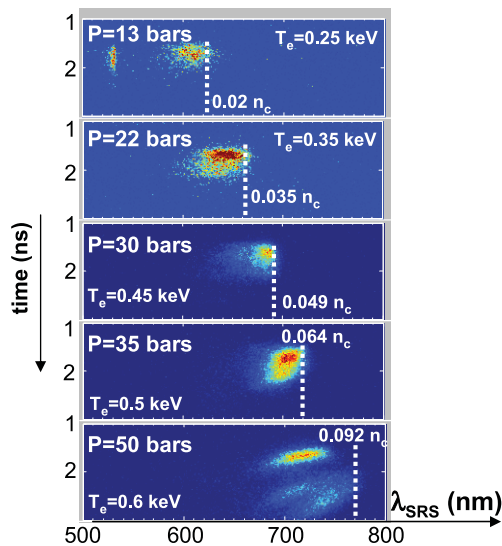


FIG. 3 (color online). Time-resolved SRS spectra measured for $P = 13, 22, 30, 35$ and 50 bars at the maximum laser intensity of 10^{15} W/cm². Different optical attenuators were used to record these experimental images.

low for significant amplification to occur. As a consequence, the detected SRS signal ceases at the transition between absolute and convective regimes. Our observation is in agreement with a past experiment [14] investigating the short wavelength (or Landau) cutoff of the SRS spectrum where it was shown with Thomson scattering plasma characterization that the cutoff happens in the SRS spectrum when the absolute SRS threshold was no longer exceeded.

These observations were used to study the SRS reflectivities as a function of the plasma parameters in the absolute regime. The SRS reflectivities, integrated over 100 ps at the beginning of the laser pulse, are plotted as a function of the laser intensity in Fig. 4(a) and show a saturation tendency. We have systematically studied the saturated SRS reflectivity as a function of the plasma density and temperature: it is almost proportional to the product $(I T_e n_e / n_c)$. These observations are consistent with the scaling law proposed in Ref. [11] where SRS saturation occurs via the LDI and associated cavitation processes.

The saturation of SRS through the coupling with ion dynamics has been the subject of numerous theoretical and numerical studies [11,12,15]. Following the results of Heikkinen and Karttunen [15], it has been first suggested that the level of density fluctuations of the SRS EPW will be limited exactly at the LDI threshold [16] resulting in a constant SRS reflectivity as soon as the LDI threshold is exceeded. This should result in a fixed saturated SRS reflectivity as the laser intensity increases in contradiction with our experimental observations [see Fig. 4(a)]. Extensive numerical studies performed in the 1990s [11,12] lead to the conclusion that the EPWs level will

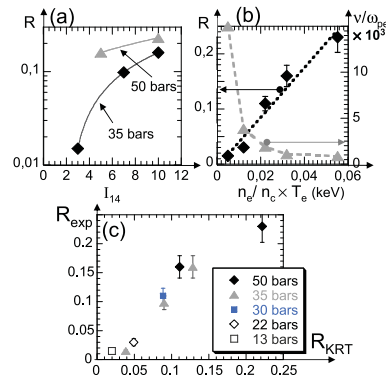


FIG. 4 (color online). (a) Maximum SRS reflectivities as a function of the laser intensity for $P = 50$ bars (\blacktriangle) and $P = 35$ bars (\blacklozenge); (b) Same SRS reflectivities, measured at 10^{15} W/cm² for the different pressures, and normalized EPW damping rate plotted as a function of the product $n_e/n_c \times T_e$; (c) Comparison between the experimental saturated SRS reflectivities (R_{exp}) with those calculated with the Kolber, Rozmus and Tikhonchuk [11] expression (R_{KRT}).

255001-3

not be limited at the LDI threshold and would rather increase with the scaling $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}} = (\delta n/n_e)_{\text{th,LDI}} \times (\frac{2}{3}G)^{1/2}$ where $(\delta n/n_e)_{\text{th,LDI}} = 2k\lambda_{\text{De}}\sqrt{\frac{\nu_a}{\omega_a}\frac{\nu_{\text{EPW}}}{\omega_{\text{EPW}}}}$ is the LDI threshold. This scaling results in a linear dependence of the reflectivity on the laser intensity and no direct dependence on the EPW damping rate. Such a tendency is also observed in our experiment as shown in Fig. 4(b). For $n_e/n_c \times T_e > 0.02$ keV, the EPW damping is almost constant but the reflectivity keeps growing. The corresponding expression of the saturated SRS reflectivity is written in [11] as:

$$R_{\text{KRT}} = 6.5 \times 10^{-7} T_{e,\text{keV}} \lambda_{0,\mu\text{m}}^{-1} L_{\mu\text{m}}^3 I_{14} \frac{\nu_a}{\omega_a} E \left(\frac{n_e}{n_c} \right) \quad (1)$$

with $E(x) = x[(1-x)^{1/2} + (1-2\sqrt{x})^{1/2}]^4 (1-2\sqrt{x})^{-1} \times (1+\sqrt{x})^{-1} \approx 12.4x$ for $x < 0.1$. Our results compare fairly well with this expression for more than one reflectivity decade as illustrated in Fig. 4(c). Here, L , the length over which SRS experiences coherent amplification is taken as the speckle length $L = 64 \mu\text{m}$ and ν_a/ω_a , the normalized ion acoustic wave damping, is $\nu_a/\omega_a \sim 0.1$.

In [11,12], the simulations were done with interaction conditions placing the SRS instability above its absolute threshold ensuring that SRS will reach a saturated regime. They were based on the Zakharov equations that describe the coupling of the SRS EPWs with ion acoustic waves. The expression (1) for the saturated SRS reflectivity was successfully compared with numerical results in [11] where the plasma parameters correspond to $k\lambda_{\text{De}}$ between 0.1 and 0.27. All these conditions are similar to the ones investigated in this Letter.

The stimulated EPWs are likely to decay through LDI in this experiment. Indeed, the LDI products have been observed in past experiments performed in close conditions at $T_e \sim 600$ eV and $n_e/n_c \sim 0.05-0.1$ [9,17]. Moreover, the density fluctuations $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}}$ associated with the stimulated EPW exceed the LDI threshold for all the parameters investigated in our experiment. The LDI threshold decreases from 2×10^{-2} to 3×10^{-3} when the pressure increases from 13 to 50 bars. The density fluctuations $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}}$ are estimated from the Bragg diffusion law $R = \frac{\pi^2}{4} (\frac{\delta n}{n_e})_{\text{EPW}}^2 (\frac{n_c}{n_e})^2 (\frac{L}{\lambda_0})^2 (1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}})^{-1}$ that describes the coherent scattering of the SRS light off the stimulated EPW with a constant fluctuation level $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}}$. At 10^{15} W/cm², $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}} \approx 2.5 \times 10^{-2}$ for all the pressures and at 3×10^{14} W/cm² for 35 bars, $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}} = 7 \times 10^{-3}$ so that the fluctuations levels $(\delta n/n_e)_{\text{EPW}}$ are above the LDI threshold.

Finally, our experimental reflectivities are well reproduced by the numerical scaling law (1) based on Zakharov simulations established for laser and plasma conditions similar to the experimental ones. Even if the LDI threshold is exceeded in our experiment, the coupling with the ion acoustic wave dynamics was not expected to fully control

the saturated SRS reflectivity. Indeed, recent studies have demonstrated from particles in cell simulations that kinetics effects come into play for $k\lambda_{\text{De}}$ values as low as 0.15 [18,19]. However, our experimental observations tend to indicate that in spite of the kinetic effects that are likely to occur in our conditions when $k\lambda_{\text{De}} > 0.2$, the final backscattering level is well reproduced by the scaling law (1).

In conclusion, we have demonstrated an experimental scaling law for saturated SRS reflectivities in the absolute regime. This law is in agreement with theoretical modeling in which the main saturation mechanism is due to the coupling of electron plasma waves with ion waves dynamics.

The authors gratefully acknowledge stimulating discussions with D. Pesme, W. Rozmus, C. Riconda, P. Loiseau, S. Hüller, P.E. Masson-Laborde, M. Casanova, and S. Weber. We have greatly appreciated the efficient help from M. Château. We thank the LULI 2000 operating team. We also acknowledge the support of the CORPARIN ANR contract.

-
- [1] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988).
 - [2] J.D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
 - [3] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
 - [4] J.D. Moody *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 062704 (2009); D.H. Froula *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 045006 (2009).
 - [5] R.K. Kirkwood *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 2948 (2003).
 - [6] J.C. Fernandez *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2702 (1996); R.K. Kirkwood *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2706 (1996).
 - [7] C.G.R. Geddes *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 3422 (2003).
 - [8] D.F. DuBois, H.X. Vu, and B. Bezzerides, University of California Report No. UCRL-JC-148983-SUM, 2002.
 - [9] D.S. Montgomery *et al.*, *Phys. Plasmas* **9**, 2311 (2002); J.L. Kline *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 055906 (2006).
 - [10] H.X. Vu, D.F. DuBois, and B. Bezzerides, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4306 (2001).
 - [11] T. Kolber, W. Rozmus, and V.T. Tikhonchuk, *Phys. Fluids B* **5**, 138 (1993).
 - [12] B. Bezzerides, D.F. DuBois, and H.A. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2569 (1993).
 - [13] J. Denavit and D.W. Phillion, *Phys. Plasmas* **1**, 1971 (1994).
 - [14] B. LaFontaine *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 484 (1992).
 - [15] J.A. Heikinen and S.J. Karttunen, *Phys. Fluids* **29**, 1291 (1986).
 - [16] R.P. Drake and S.H. Batha, *Phys. Fluids B* **3**, 2936 (1991).
 - [17] S. Depierreux *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2869 (2000); S. Depierreux *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 045001 (2002).
 - [18] K.Y. Sanbonmatsu *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 1723 (2000); L. Yin *et al.*, *Phys. Plasmas* **15**, 013109 (2008).
 - [19] D. Pesme, A. Héron, J.C. Adam, C. Riconda, and P-E. Masson-Laborde (private communication).

Laser Smoothing and Imprint Reduction with a Foam Layer in the Multikilojoule Regime

S. Depierreux,¹ C. Labaune,² D. T. Michel,¹ C. Stenz,³ P. Nicolai,³ M. Grech,^{3,4} G. Riazuelo,¹ S. Weber,³ C. Riconda,² V. T. Tikhonchuk,³ P. Loiseau,¹ N. G. Borisenko,⁵ W. Nazarov,⁶ S. Hüller,⁷ D. Pesme,⁷ M. Casanova,¹ J. Limpouch,⁸ C. Meyer,⁹ P. Di-Nicola,⁹ R. Wrobel,¹ E. Aloyz,¹ P. Romary,⁹ G. Thiell,⁹ G. Soullié,¹ C. Reverdin,¹ and B. Villette¹

¹CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

²Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

³Centre Lasers Intenses et Applications, Université Bordeaux 1, CEA, CNRS, Talence, France

⁴Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, 01187 Dresden, Germany

⁵P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁶University of St. Andrews, Fife KY16 9ST, Scotland, United Kingdom

⁷Centre de Physique Théorique, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France

⁸FNSPE, Czech Technical University in Prague, 115 19 Prague 1, Czech Republic

⁹CEA, DAM, CESTA, F-33114 Le Barp, France

(Received 25 January 2009; published 14 May 2009)

This Letter presents first experimental results of the laser imprint reduction in fusion scale plasmas using a low-density foam layer. The experiments were conducted on the LIL facility at the energy level of 12 kJ with millimeter-size plasmas, reproducing the conditions of the initial interaction phase in the direct-drive scheme. The results include the generation of a supersonic ionization wave in the foam and the reduction of the initial laser fluctuations after propagation through 500 μm of foam with limited levels of stimulated Brillouin and Raman scattering. The smoothing mechanisms are analyzed and explained.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.195005

PACS numbers: 52.38.Hb, 52.38.Bv, 52.57.Bc, 52.57.Fg

Inhomogeneities of the intensity distribution of the incident laser beam can be a source of fast growing perturbations of the target shell during the acceleration and deceleration phases of direct thermonuclear target compression [1]. Development of efficient and robust methods of control of Rayleigh-Taylor instabilities is one of the outstanding problems in inertial confinement fusion (ICF). The diffusive heat conduction smooths the ablation pressure front and ensures its homogeneity if the distance between the ablation and the absorption surfaces, D_{ac} , is larger than the perturbation wavelength λ_p [2] and if the heat diffusion time is larger than the laser beam correlation time [3]. The most dangerous intensity perturbations are those during the first few hundreds of picoseconds of the laser pulse, when the thickness of the heat conduction zone is very small and the temporal beam smoothing is not yet efficient. This is the so-called problem of “laser imprint” [4], where the initial laser pulse intensity fluctuations are imprinted in the target shell and are amplified later on, during the acceleration and deceleration phases. Optical smoothing techniques are inefficient to avoid this early imprint because the instantaneous laser intensity distribution always remains highly nonuniform and fast variation of the laser intensity distribution requires a very large laser bandwidth [3].

To reduce the laser imprint, it has been suggested to cover the target shell with an overcritical foam through which a supersonic heat wave was created by an x-ray flash [5]. This supersonic heat wave enabled the creation of a conduction zone (D_{ac} almost set by the foam thickness,

typically of a few tenths of microns) before the laser reached the target, thus ensuring the thermal smoothing of perturbations of the ablative pressure with wavelength $\lambda_p < D_{ac}$. Although this idea was confirmed in experiments [6], it has been abandoned because the x-ray flash introduced undesired entropy in the fuel and spoiled the compression efficiency.

The idea of the approach presented in this Letter is to use a foam not for smoothing the pressure inhomogeneities directly, but the laser intensity itself. In this new scheme, a low-density (undercritical) foam is ionized directly by the laser beam. It is important to choose the interaction parameters so that the ionization wave in the foam is supersonic [7], thus avoiding the creation of pressure perturbations at the ablation surface. This idea follows from plasma induced beam smoothing that has been observed in different experiments [8] and interpreted with theory and simulations [9]. Two plasma-smoothing regimes have been identified: at high intensity, the combination of filamentation, self-focusing (SF) and the filament instability (FI), and at low laser intensity, stimulated forward Brillouin scattering (FSBS), are responsible for the smoothing effect [10].

The purpose of the experiments presented in this Letter is to test this type of smoothing under conditions close to those anticipated with the Laser MegaJoule (LMJ) and to demonstrate how it can provide a reduced imprint of the laser inhomogeneities while reflectivities associated with parametric instabilities were kept at an acceptable level. The results demonstrate for the first time the smoothing of

initial intensity perturbations of a multikilojoule laser beam by propagation through a few hundreds microns of a low-density (<10 mg/cc) foam layer and its consequence on the reduction of ablation pressure inhomogeneities on a foil with limited levels of stimulated scattering.

The four beams of the LIL (Ligne d'Integration Laser) laser were used to irradiate a target composed of a thick foil with a low-density material deposited on it. The scheme of the experiment is shown in Fig. 1(a). The total laser energy was 12 kJ in 2.7 ns square pulse at the wavelength 351 nm. Each beam in the quadruplet had a square shape of 36 cm in the near field, and they were focused all together with an optical system of 8 m focal length through random phase plates (RPP). In purpose, we used a narrow laser bandwidth of 2 GHz created by the SSD (smoothing by spectral dispersion [11]) which is set up to suppress stimulated Brillouin scattering in the laser optics. The target was placed 5 mm in front of the focal plane to increase the beam spot size and to produce large-scale inhomogeneities (\sim few tenths of μm) of intensity due to a slight separation of the four beams as shown in Fig. 1(b). The shape of the focal spot was approximately a square of 1 mm side and the average intensity was $\langle I \rangle \sim 4 \times 10^{14}$ W/cm². Shots used alternatively thick copper foils (10 μm thickness), foams, and composed targets (foam + foil). The foams were low-density polymer C₁₅H₂₀O₆ with small (~ 1 μm) cell structures. They were doped with 1% Cl to increase the x-ray emissivity for diagnostic purposes. The foam was hold in a cylinder of 2.5 mm in diameter and 0.5–1 mm long supported by a washer of a 6 mm diameter with a 1 mm slit for side view diagnostics, as shown in Fig. 1(c).

Five diagnostics provided complementary informations on the laser propagation through the foam. The space and time-resolved evolution of the side x-ray emission was recorded to measure the velocity of the ionization front

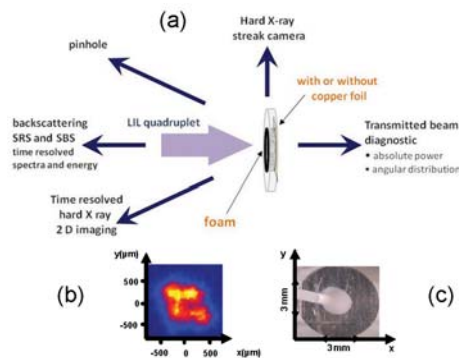


FIG. 1 (color online). (a) Scheme of the experiment with the main diagnostics. (b) Far field image of the laser beam at the target plane. (c) View of a foam target with the support and a slit for side observations.

in the foam. The smoothing effect was studied with (i) temporally resolved two-dimensional x-ray images of the foil emission with an eight-frame camera and by (ii) measurements of the angular distribution of the beam transmitted through the foam. The intensity, spectral and angular distribution of stimulated Brillouin and Raman scattering were measured in backward and near backward directions as well as the total energy budget.

The first result concerns the speed of the ionization process. The foam density was chosen according to numerical simulations carried out with the nonlinear hydrodynamic code CHIC [12] which indicated that a combination of a 10 mg/cc foam density with a few 10^{14} W/cm² irradiation intensity provided a supersonic ionization wave, sustained for more than 2 ns, with a velocity exceeding 0.5 mm/ns. The temporal evolution of the x-ray emission as a function of the distance along the target is shown in Fig. 2(a) for a target composed of 950 μm of 10 mg/cc foam in front of a copper foil. Because of partial absorption of the laser light in the foam plasma, the front velocity, shown in Fig. 2(b), decreased as a function of time from 0.7 mm/ns initially to 0.4 mm/ns at the moment when it arrived at the rear side of the foam. It significantly exceeded the acoustic velocity, $c_s \sim 0.32$ mm/ns, which was deduced from the trajectory of the rarefaction wave front in Fig. 2(a). This value agrees well with the electron temperature $T \sim 1.8$ keV estimated from the stimulated Brillouin scattering spectra and from the energy balance, as well as from the hydrodynamic simulations. This result demonstrates the supersonic

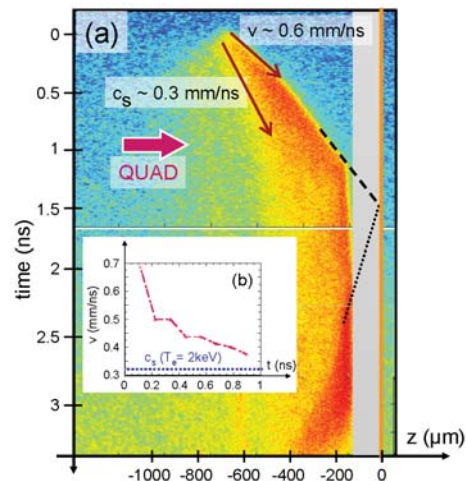


FIG. 2 (color online). (a) Time-resolved x-ray emission from the foam along the direction of propagation, showing the propagation of the ionization front. (b) Temporal evolution of the ionization front velocity as extracted from panel (a).

initial intensity perturbations of a multikilojoule laser beam by propagation through a few hundreds microns of a low-density (<10 mg/cc) foam layer and its consequence on the reduction of ablation pressure inhomogeneities on a foil with limited levels of stimulated scattering.

The four beams of the LIL (Ligne d'Integration Laser) laser were used to irradiate a target composed of a thick foil with a low-density material deposited on it. The scheme of the experiment is shown in Fig. 1(a). The total laser energy was 12 kJ in 2.7 ns square pulse at the wavelength 351 nm. Each beam in the quadruplet had a square shape of 36 cm in the near field, and they were focused all together with an optical system of 8 m focal length through random phase plates (RPP). In purpose, we used a narrow laser bandwidth of 2 GHz created by the SSD (smoothing by spectral dispersion [11]) which is set up to suppress stimulated Brillouin scattering in the laser optics. The target was placed 5 mm in front of the focal plane to increase the beam spot size and to produce large-scale inhomogeneities (\sim few tenths of μm) of intensity due to a slight separation of the four beams as shown in Fig. 1(b). The shape of the focal spot was approximately a square of 1 mm side and the average intensity was $\langle I \rangle \sim 4 \times 10^{14}$ W/cm². Shots used alternatively thick copper foils (10 μm thickness), foams, and composed targets (foam + foil). The foams were low-density polymer C₁₅H₂₀O₆ with small (~ 1 μm) cell structures. They were doped with 1% Cl to increase the x-ray emissivity for diagnostic purposes. The foam was hold in a cylinder of 2.5 mm in diameter and 0.5–1 mm long supported by a washer of a 6 mm diameter with a 1 mm slit for side view diagnostics, as shown in Fig. 1(c).

Five diagnostics provided complementary informations on the laser propagation through the foam. The space and time-resolved evolution of the side x-ray emission was recorded to measure the velocity of the ionization front

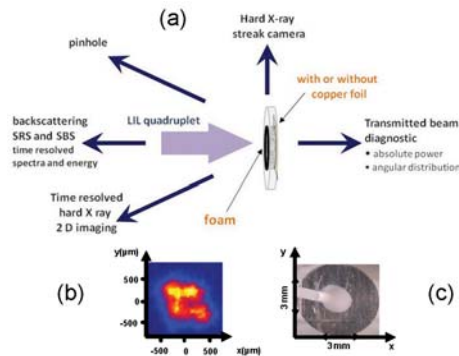


FIG. 1 (color online). (a) Scheme of the experiment with the main diagnostics. (b) Far field image of the laser beam at the target plane. (c) View of a foam target with the support and a slit for side observations.

in the foam. The smoothing effect was studied with (i) temporally resolved two-dimensional x-ray images of the foil emission with an eight-frame camera and by (ii) measurements of the angular distribution of the beam transmitted through the foam. The intensity, spectral and angular distribution of stimulated Brillouin and Raman scattering were measured in backward and near backward directions as well as the total energy budget.

The first result concerns the speed of the ionization process. The foam density was chosen according to numerical simulations carried out with the nonlinear hydrodynamic code CHIC [12] which indicated that a combination of a 10 mg/cc foam density with a few 10^{14} W/cm² irradiation intensity provided a supersonic ionization wave, sustained for more than 2 ns, with a velocity exceeding 0.5 mm/ns. The temporal evolution of the x-ray emission as a function of the distance along the target is shown in Fig. 2(a) for a target composed of 950 μm of 10 mg/cc foam in front of a copper foil. Because of partial absorption of the laser light in the foam plasma, the front velocity, shown in Fig. 2(b), decreased as a function of time from 0.7 mm/ns initially to 0.4 mm/ns at the moment when it arrived at the rear side of the foam. It significantly exceeded the acoustic velocity, $c_s \sim 0.32$ mm/ns, which was deduced from the trajectory of the rarefaction wave front in Fig. 2(a). This value agrees well with the electron temperature $T \sim 1.8$ keV estimated from the stimulated Brillouin scattering spectra and from the energy balance, as well as from the hydrodynamic simulations. This result demonstrates the supersonic

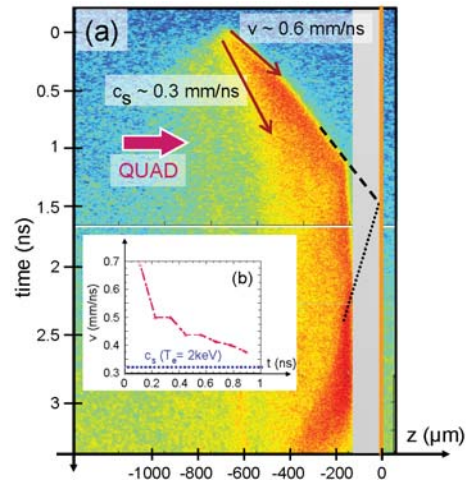


FIG. 2 (color online). (a) Time-resolved x-ray emission from the foam along the direction of propagation, showing the propagation of the ionization front. (b) Temporal evolution of the ionization front velocity as extracted from panel (a).

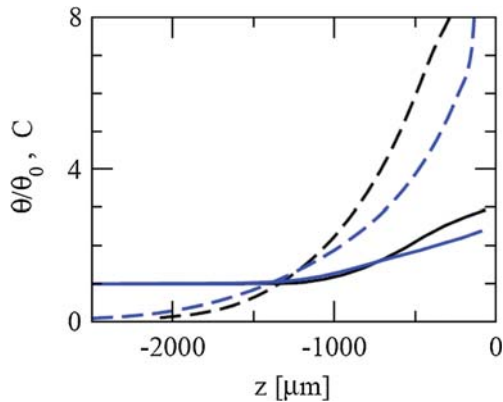


FIG. 5 (color online). Numerical evolution of (i) the laser aperture angle θ normalized to the incident aperture θ_0 (solid curves) as a function of the propagation distance (z) at two different times: $t = 100$ ps (black) and 500 ps (blue) after the laser burnthrough; (ii) the figure of merit for collective FSBS as introduced in Ref. [14]: $C = \eta(P/P_c)(\omega_s/\gamma_s)$ (dashed curves). FSBS-induced beam spray is expected to happen for $C > 1$. The foam density is 10 mg/cc.

were below 8% and 4%, respectively. These levels of backscattering are affordable because they concern only a small part of the laser energy at the beginning of an ignition pulse. The detailed energy balance shows that around 1 kJ of laser light was needed to ionize and heat a foam volume of 0.5 mm³. Approximately 70% goes into the plasma internal energy, 15% in its kinetic energy, and 15% is radiated. Therefore such a smoothing technique requires about 12 kJ of laser energy for a 1 mm radius target, which is a relatively minor part of the energy budget in an LMJ-scale experiment.

We estimated that beam smoothing due to multiple scattering on either decaying density fluctuations produced in the homogenization stage of the foam ionization or density perturbations driven by the speckles themselves was marginal. Indeed, the ion acoustic waves damping in C₁₅H₂₀O₆ foam plasma is mainly due to collisions between the heavy carbon and oxygen ions and to Landau damping from the light hydrogen ions. Under our experimental conditions, the normalized ion acoustic damping rate for wavelength of a few microns, which are of interest for the observed smoothing, is $\gamma_s/\omega_s \sim 0.1$. The ion acoustic perturbations are therefore damped in a few periods. Considering wave period of ~ 10 ps, their damping time is of the order of 100 ps, which is much shorter than the foam burnthrough time. These fluctuations therefore exist only in a very close vicinity of the ionization front. Assuming that this front propagates toward the foil with a velocity of the order of 0.5 mm/ps, one can estimate this region to have a width of ~ 50 μ m. On such a distance,

strong density perturbations ($\delta n/n_c \sim 0.15$) might contribute to the beam angular spreading and consequently to the homogenization of the ionization front. However, their effect is not maintained on a time long enough to allow the laser beam smoothing to be efficient during the few hundred picoseconds after the foam burnthrough required to create the conduction zone in the foil.

Plasma induced smoothing can also follow from laser light multiple scattering on laser induced density perturbations due to FSBS, FI or the speckle SF. The relative importance of each of these processes depends on the ratio of the average power in a speckle P to the critical power for SF [14] $P_c = 34(1 - n_e/n_c)^{1/2}(n_e/n_c)^{-1}T_{\text{keV}}$. For an electron density of $(0.25-0.35)n_c$, estimated from the complete ionization of the foam, and a plasma temperature $T = 1.8$ keV, we find a critical power $P_c = 136$ MW for a foam density of 10 mg/cc and 246 MW for a density of 7 mg/cc. The speckle pattern was calculated using the code MIRO in which the real laser parameters were introduced. Because of defocusing, two speckle mean radii coexist in the focal volume: $\rho = \lambda_0 f \sim 7.8$ and 3.1 μ m for $f \sim 22.2$ and 8.9 , respectively, corresponding to independent or superimposed beams [15]. The corresponding average powers in a speckle were $P = \rho^2 \langle I \rangle \sim 240$ MW and 38 MW. Most of the speckles in the first case carry a power above the critical power P_c and are unstable with regards to SF and FI. Strong SF and associated beam spray are therefore expected. In the second case, $P \sim 38$ MW $\sim (15\%-28\%) P_c$. In this regime, plasma induced beam-smoothing follows from collective FSBS. It is shown in a recent work [16] that spectral broadening and beam spray occur if $\eta(P/P_c)(\omega_s/\gamma_s) > 1$, where the factor $\eta \sim (2-8)$ accounts for both ponderomotive and thermal effects on the excitation of acoustic waves by the laser. This criterion is satisfied for our conditions.

Three-dimensional simulations with the laser-plasma interaction code PARAX [17], using plasma parameters provided by the code CHIC, confirm the effect of both SF and FSBS on the induced spatiotemporal incoherence of the laser light. As can be observed in Fig. 5, the power threshold is strongly exceeded for our experimental conditions and the beam angular aperture is increased by a factor 2–3 during the beam propagation. The reduction of the spatial coherence of the laser light allows smoothing of structures with wavelengths larger than a few microns while the broadening of the temporal spectrum (up to $c_s/\rho' \sim 80$ GHz) provides a homogeneous fluence of the transmitted light. Moreover, hydrodynamic simulations show that a conduction zone in the CH foil with a width $D_{ac} \sim 40$ μ m was created 600 ps after the burnthrough (similar results have been obtained in Ref. [5]). It was observed in our simulations that the smoothing remained efficient until this time.

In conclusion, we have reported the first observation of laser beam smoothing and reduced imprint in the multi-

kilojoule regime, using a thin ($\sim 500 \mu\text{m}$) low-density ($\sim 10 \text{ mg/cc}$) foam in front of a solid target. The supersonic ionization wave propagates faster than the shock and reduces the pressure fluctuations at the ablation surface. The foam plasma provides laser beam smoothing before the absorption zone and a homogeneous ablation pressure during the time of foam decay. This time is long enough for creating the thermal conduction zone inside the target. It has also been demonstrated that stimulated scattering reflectivities remained at an acceptable level. These experimental results validate a new scheme for direct-drive ICF targets where a thin layer foam reduces the laser imprint.

This work was coordinated under the auspice of the Institute Lasers and Plasmas. The authors acknowledge the support of the ANR contract and the operation team of the LIL facility who made these experiments possible.

-
- [1] J. Nuckolls *et al.*, *Nature (London)* **239**, 139 (1972); R. L. McCrory, S. P. Regan, and S. J. Loucks *et al.*, *Nucl. Fusion* **45**, S283 (2005).
- [2] M. H. Emery *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 253 (1982).
- [3] S. Skupsky and R. S. Craxton, *Phys. Plasmas* **6**, 2157 (1999).
- [4] D. H. Kalantar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3574 (1996).
- [5] M. Desselberger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2961 (1995).
- [6] M. Dunne *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3858 (1995).
- [7] C. Back *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 275003 (2001); J. Limpouch *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46**, 1831 (2004); *J. Phys. IV (France)* **133**, 457 (2006).
- [8] C. Labaune *et al.*, *Phys. Fluids B* **4**, 2224 (1992); P. Young *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 2825 (1995); J. Moody *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1783 (1999); C. Labaune *et al.* *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Série IV Physique Astrophysique* **1**, 727 (2000); H. C. Bandulet *et al.*, *Phys. Rev. E* **68**, 056405 (2003); J. Fuchs *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 195003 (2002); P. Michel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175001 (2004).
- [9] A. Schmitt and B. Afeyan, *Phys. Plasmas* **5**, 503 (1998); A. V. Maximov *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 1319 (2001); G. Riazuelo and G. Bonnaud, *Phys. Plasmas* **7**, 3841 (2000); P. Michel *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 3545 (2003).
- [10] V. Malka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 075002 (2003); M. Grech *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 093104 (2006); P. M. Lushnikov and H. A. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 255003 (2004).
- [11] S. Skupsky *et al.*, *J. Appl. Phys.* **66**, 3456 (1989).
- [12] P.-H. Maire, R. Abgrall, J. Breil, and J. Ovidia, *SIAM J. Sci. Comput.* **29**, 1781 (2007).
- [13] N. G. Borisenko *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **49**, 676 (2006).
- [14] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988); R. Dautray and J. P. Watteau *La Fusion Thermonucleaire Inertielle par Laser: L'interaction Laser-Matiere* (Eyrolles, Paris, 1994), Part 1, Vol. 1.
- [15] The effect of diffraction is neglected in these estimates. Accounting for it does not modify by more than 30% the speckle width.
- [16] M. Grech *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 155001 (2009).
- [17] G. Riazuelo and G. Bonnaud, *Phys. Plasmas* **7**, 3841 (2000).

Effect of the Laser Wavelength on the Saturated Level of Stimulated Brillouin ScatteringS. Depierreux,¹ D. T. Michel,^{1,2} V. Tassin,¹ P. Loiseau,¹ C. Stenz,³ and C. Labaune²¹CEA DAM DIF, F- 91297 Arpajon, France²LULI, UMR 7605 CNRS-Ecole Polytechnique-CEA-Université Paris VI, 91128 Palaiseau cedex, France³CELIA, Université Bordeaux I, 351 cours de la Libération, 33405 Talence cedex, France

(Received 3 May 2009; published 9 September 2009)

Equivalent stimulated Brillouin backscattering (SBS) saturation levels have been measured in the interaction with 0.527 and 0.351 μm laser beams demonstrating that the initial interaction wavelength is not influencing the final saturation levels. Experiments have been performed at the two wavelengths in similar interaction conditions obtained by performing the plasma from a solid target with a creation beam converted at the same wavelength as the interaction beam. This produces an almost exponential density profile from vacuum to the critical density of the interaction beam in which large SBS gains are reached.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.115001

PACS numbers: 52.38.Bv, 52.25.Os, 52.35.Fp, 52.35.Mw

The success of laser-driven inertial confinement fusion (ICF) first relies on an efficient laser-target coupling [1]. In a linear approach of laser-plasma interaction, the laser wavelength is a key parameter. It was predicted theoretically and verified experimentally in the 1980s that a short laser wavelength improved laser beam coupling to the target due to increased collisional absorption [also called inverse bremsstrahlung (IB)] and reduced parametric instabilities [2]. In a laser-produced plasma, the laser electromagnetic wave can propagate up to a maximum electron density, the critical density n_c , which increases as the laser wavelength λ_0 is shortened: $n_c, e^-/\text{cm}^3 = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_{0,\mu\text{m}}^2}$. In the small scale plasmas used in these experiments [2], the larger IB absorption at short wavelength comes from the increased density that can be reached by the laser electromagnetic wave resulting in a higher electron-ion collision frequency in the absorption region. Stimulated scattering are processes that couple the incident laser with normal plasma modes to generate a scattered electromagnetic wave [3] resulting in a direct energy loss before the laser reaches the absorption region at higher densities. Most of these processes have an intensity threshold which increases when the laser wavelength is shortened, so a conservative choice, based on these data, was to take the laser wavelength as short as possible according to the laser and optics availability. In the early 1990s, the Laser MégaJoule (LMJ) [4] and National Ignition Facility (NIF) [5] were designed to reach ignition of an ICF capsule in the laboratory with 0.351 μm light, the third harmonic (3ω) of Nd-glass laser.

Most recently, 2ω (0.526 μm) operation has also been considered as a future option for NIF [6,7] or as the baseline laser wavelength for the HIPER project [8]. From a laser point of view, it would highly increase the threshold for optical damages [9] resulting in lower operation costs for the laser facility. Going to longer wavelength would also increase the laser energy deliverable on target [6,7]. Moreover, in the long term, any reactor based on laser-driven ICF will require laser operation at sufficiently high

wavelength ($>0.5 \mu\text{m}$) for keeping the live time of the optics at a level that meets the energy production requirements.

The impact of this longer laser wavelength on the laser-target coupling can now be examined in light of the extensive theoretical, numerical, and experimental studies conducted in the past decades [10,11]. In the long scale length plasmas that will be produced with high laser energy and long pulse duration, the laser will be completely absorbed by IB well before the critical density [10] so that total laser absorption is expected either at 2ω or 3ω . The only difference remaining between the 2ω and 3ω configurations comes from anomalous absorption mechanisms that may affect the laser beams before they reach the IB absorption region. The linear growth rates of these scattering instabilities are increasing functions of the laser wavelength and intensity so that an increase in the laser wavelength could be compensated by a decrease in the laser intensity as to keep the growth rate constant. This strategy has been proposed and tested experimentally in Ref. [7] showing that parametric instabilities in their linear regimes could also be managed at 2ω .

However, a few critical regions exist, both in the direct and indirect drive schemes, where the linear gains for parametric instabilities may reach significant values (>20) [10,12,13] for some time during the full ignition pulse. In these situations, the corresponding instabilities will be in a saturated regime with final backscattering levels that remain hard to predict because of the complex physics involved in the saturation. Among the different parametric instabilities that can spoil laser-plasma coupling, stimulated Brillouin scattering (SBS), which is the decay of the incident laser into an ion acoustic wave and a scattered electromagnetic wave, can reduce significantly the coupling efficiency and break the initial irradiation symmetry. Different nonlinear saturation mechanisms of the SBS ion acoustic waves such as kinetics effects, harmonic generation, and decay into subharmonics, have been

identified and lead to SBS saturation levels determined by the plasma parameters themselves rather than by the initial interaction beam conditions.

Results presented in this Letter address the question of the saturated regime of SBS and report similar saturation levels at 2ω and at 3ω for equivalent interaction conditions. This is the first demonstration that the two laser wavelengths produce equivalent saturation levels. The idea was to produce experimental conditions with large SBS gains and equivalent interaction conditions at 2ω and 3ω to compare the backscattered reflectivities in the saturated regime. The SBS growth was consistently explained by linear gain calculation based on the hydrodynamics parameters and the SBS reflectivities at 2ω and 3ω were observed to saturate at $\sim 10\%$ for SBS gains larger than ~ 20 .

The experiments were performed with the two main beams (1 kJ at $1.053 \mu\text{m}$ in 1.5 ns) of the LULI 2000 laser facility. Comparable interaction conditions at 2ω and 3ω were produced by performing the plasma from a solid target with a laser beam converted to the same wavelength as the interaction beam in order to create an exponential density profile going from vacuum to the critical density of the interaction beam. The two beams irradiated the target with a time delay of 1.5 ns, which is also the pulse duration, and were at 45° one from the other. The experimental conditions are summarized in Fig. 1(a). The creation beam was focused with an $f/4$ lens and smoothed with different random phase plates at 2ω and 3ω , with square elements designed to produce the same $260 \mu\text{m}$ spot diameter (containing 67% of the total energy). The energy measured after 2ω or 3ω frequency conversion was $350 \text{ J} [\pm 20 \text{ J}]$.

The interaction beam wave front was corrected with an adaptive optics operated in the laser bay. Reducing its diameter from 20 to 10 cm further increased the beam quality. It was then focused on target with an effective $f/8$ aperture lens, producing a spot diameter of $50 \mu\text{m}$ (containing 90% of the total energy). Careful choice of the orientation of the frequency conversion crystals produced the same direction of the linear polarization at 2ω and 3ω . The maximum energy available on the interaction beam was 110 J in both cases, corresponding to a maximum intensity at best focus of $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

The targets were polystyrene (CH) foils with a thickness, $50 \mu\text{m}$, chosen to exceed the ablated thickness ($10 \mu\text{m}$). The target was placed normal to the interaction beam with a small tilt angle (6°) towards the creation beam to prevent specular reflection of the interaction beam in the backscattering station. At the time of interaction, the plasma had an exponential density profile along the interaction beam propagation axis with the critical density surface present at all times. Two-dimensional simulations performed with the hydro code FCI2 for the 2ω and 3ω experiments provide the electronic density (n_e) and temperature (T_e) profiles as function of time. The correspond-

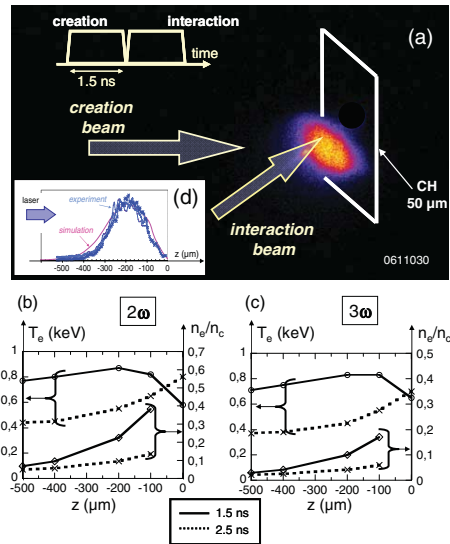


FIG. 1 (color online). (a) Time integrated 2D image of the plasma x-ray emission at energies $>2 \text{ keV}$ recorded in the 3ω experiment; (b) density and temperature profiles given by the hydrodynamic code FCI2 for the 2ω experiment; (c) same as b for the 3ω experiment. At both wavelengths, the density profile is exponential with the same characteristic scale length at a given time for the 2ω and 3ω configurations: $L = 230 \mu\text{m}$ at 1.5 ns and $L = 400 \mu\text{m}$ at 2.5 ns; (d) experimental and simulated hard x-ray emission profile along the interaction beam axis for the 3ω experiment.

ing profiles at 2 times during the interaction beam pulse are shown in Figs. 1(b) and 1(c). They are almost identical at both wavelengths. This simply results from the plasma creation at identical intensity while changing the wavelength. Time integrated 2D experimental images of hard x-ray emission with energies $>2 \text{ keV}$ provided information on the plasma extent and partly validate the simulated parameters. A typical image recorded with this diagnostic in the 3ω experiment is shown in Fig. 1(a). The images measured in the 2ω and 3ω experiments compare very well with those obtained by postprocessing the hydrodynamics simulations as shown in Fig. 1(d). In the measured wavelength range ($E > 2 \text{ keV}$), the detected signal corresponds to bremsstrahlung emission ($\propto n_e^2 T_e^{1/2}$) of the heated CH plasma so that the main contribution to the time integrated x-ray images comes during the creation phase when the plasma is denser.

The backscattered light was collected from the reflection on an uncoated plate inserted on the incident interaction beam with the same aperture as the incident light. It was

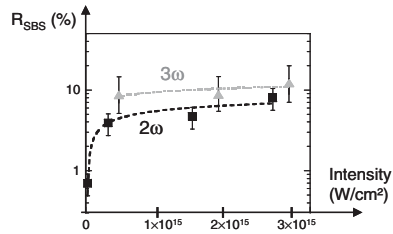


FIG. 2. Time integrated SBS reflectivities recorded in the 2ω and 3ω experiments as a function of the interaction beam intensity.

focused and analyzed by two combinations of spectrometer-streak camera in the Brillouin ($\lambda = \lambda_{\text{laser}} \pm 20 \text{ \AA}$) and Raman ($\lambda \in [\lambda_{\text{laser}}, 2\lambda_{\text{laser}}]$) wavelength ranges. This backscattering diagnostic has been designed exclusively with reflective optics to minimize reconfiguration between experiments at the two wavelengths. The time integrated Brillouin and Raman backscattered energies were measured with fast photodiodes for which *in situ* absolute calibration shots were performed at the two wavelengths.

The key results of this experiment concern the stimulated Brillouin backscattering reflectivities measured at 2ω and 3ω . They are plotted in Fig. 2 as a function of the interaction beam intensity. In both cases, the SBS reflectivity is in the saturated regime and similar saturation levels, $\sim 10\%$, are reached: (i) at 2ω , the reflectivity slightly increases from 4% to 8% over a laser intensity decade and (ii) at 3ω , a constant reflectivity of 10% ($\pm 2\%$) is observed for laser intensities between $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ and $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. In the 2ω experiment, the SBS threshold was detected at $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. The energy domain explored at 3ω was too small for threshold investigation. The Raman backscattering levels measured for all the investigated intensity range remained at a low level ($< 0.5\%$) as expected according to the small Rosenbluth gains (< 4) calculated in the exponential density profile.

The SBS growth in these plasmas was understood by analyzing the time-resolved SBS spectra. Typical spectra for 3ω and 2ω interaction at maximum energy are shown in Fig. 3. The SBS activity is observed for the full interaction beam pulse. The SBS spectrum is blueshifted indicating that SBS is growing in the plasma expanding towards the incident laser, in front of the target surface. Apart from the very beginning, at each given time, the spectrum is very narrow ($\sim 3 \text{ \AA}$) indicating that the SBS activity is concentrated in a small plasma region. The SBS location has been deduced by comparing the experimental SBS blueshift with the calculated one using the standard formula: $\Delta\lambda_{\text{SBS}} = 2\lambda_0 \frac{c - u(z)}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$, where λ_0 is the interaction

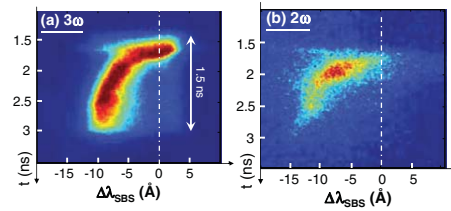


FIG. 3 (color online). SBS spectra recorded at maximum energy (a) in the 3ω experiment; (b) in the 2ω experiment. Different filtering were used for recording the two images. Time 1.5 ns corresponds to the beginning of the interaction pulse.

beam wavelength, c_s is the sound speed, n_e/n_c is the electron density normalized to the critical density for the interaction wavelength, and $u(z)$ is the expansion velocity of the plasma at a given location (z) along the interaction beam propagation axis. This formula conjugates the SBS spectrum with the spatial coordinates along the interaction beam propagation axis through hydrodynamics profiles. It appears that SBS is growing in a localized plasma region ($\Delta z \sim 100\text{--}300 \text{ }\mu\text{m}$) where a uniform plateau in the plasma expansion velocity profile was formed. This region, where the velocity profile is almost flat, corresponds to long velocity scale length and high SBS gains as shown in Fig. 4. At maximum interaction beam intensity, the SBS gain in this region is ~ 80 at 3ω and ~ 120 at 2ω explaining why SBS is saturated at both wavelengths in this experiment. The appearance of this local velocity plateau results from the use of two consecutive laser pulses for the plasma creation and the interaction. Such a hydrodynamics feature is typical of ignition drive interaction condition due to the increased ablation rate when the laser pulse ramps from low to high intensity [10,12].

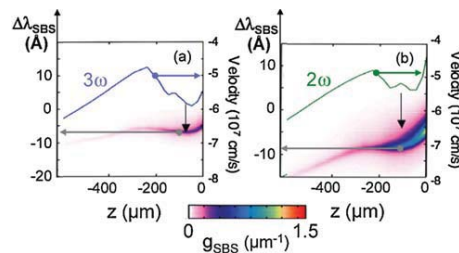


FIG. 4 (color online). Velocity profile and SBS gain at $t = 2 \text{ ns}$ as a function of space at maximum energy on the interaction beam in the (a) 3ω experiment and (b) 2ω experiment. The SBS gains are calculated by postprocessing the hydrodynamics parameters with the PIRANAH postprocessor following a standard procedure detailed, for example, in [10,12].

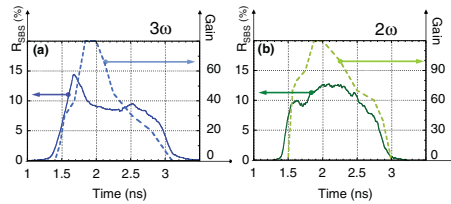


FIG. 5 (color online). SBS reflectivities and linear SBS gains at maximum intensity as function of time for the (a) 3ω experiment and (b) 2ω experiment.

The instantaneous SBS reflectivities measured in the 2ω and 3ω experiments are shown in Fig. 5 with the corresponding calculated SBS gains. At both wavelengths, the SBS gain strongly changes as a function of time (between 2 and 2.5 ns) while the interaction beam intensity is constant due to the variation in the extent of the plateau that forms in the velocity profile. This SBS gain time evolution does not show up in the instantaneous reflectivities that are limited at a constant level of 10%–15% for the whole interaction beam pulse. These time-resolved results give further evidence of the equivalent SBS saturation at 2ω and 3ω .

The saturation mechanisms of the SBS reflectivity mainly depend on the ratio ZT_e/T_i that governs the ion acoustic wave damping [13,14]. In our experiments performed at 2ω and 3ω , the plasma parameters are almost identical and ZT_e/T_i is similar at both wavelengths. For our parameters, we calculate $ZT_e/T_i \sim 7$ for which the SBS ion acoustic waves are strongly damped by Landau damping. In this regime, kinetics effects like ion trapping are expected to play a significant role in the saturation of the SBS ion acoustic waves limiting the SBS reflectivity to relatively low levels. Past experiments [15] performed with similar low ZT_e/T_i have measured SBS reflectivities in the 10% range as observed in our experiments at both wavelengths. This regime is also relevant of direct drive experiments in which the laser beams directly interact with the low Z ablator plasma. In the indirect drive approach to ICF, higher values of ZT_e/T_i are expected for the SBS growing in the gold hohlraum wall plasmas [6] with corresponding higher SBS saturated levels [16].

In summary, similar saturation levels of SBS reflectivities have been measured in identical experimental conditions at 0.53 and 0.35 μm . In particular, the parameter ZT_e/T_i was the same in the two cases. This parameter fixes the damping of the SBS ion acoustic waves and is likely the most important to control the SBS saturated level. These results demonstrate that the laser wavelength, 0.53 or 0.35 μm , does not affect the final SBS level in the saturated regime.

The authors gratefully acknowledge the participation of the LULI 2000 operating team that makes the success of this experiment. We also acknowledge the support of the ANR contract.

- [1] J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
- [2] C. Labaune *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1018 (1982); P. Mora, *Phys. Fluids* **25**, 1051 (1982).
- [3] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison Wesley, Reading, MA, 1988).
- [4] M. L. André, *Fusion Eng. Des.* **44**, 43 (1999).
- [5] J. A. Paisner, E. M. Campbell, and W. J. Hogan, *Fusion Technol.* **26**, 755 (1994).
- [6] L. J. Suter *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 2738 (2004).
- [7] C. Niemann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 045002 (2008).
- [8] <http://www.hiper-laser.org>
- [9] H. Bercegol *et al.*, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **5273**, 312 (2004).
- [10] B. J. MacGowan *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 2029 (1996).
- [11] S. P. Regan *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 2072 (1999); J. C. Fernandez *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1849 (1997); **7**, 3743 (2000); D. H. Froula *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 085001 (2007); D. H. Froula *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 015002 (2008).
- [12] *LLE Review*, edited by S. F. B. Morse (University of Rochester, Rochester, NY, 1999), Vol. 79, pp. 121–130; J. Myatt *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 3394 (2004).
- [13] L. Divol *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 1822 (2003).
- [14] B. I. Cohen *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 052703 (2005).
- [15] D. H. Froula, L. Divol, and S. H. Glenzer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 105003 (2002); H. C. Bandulet *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035002 (2004).
- [16] S. H. Glenzer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2565 (2001); S. H. Glenzer *et al.*, *Nature Phys.* **3**, 716 (2007).

Annexe A

Croissance du SRS et du SBS : équations pratiques

Puisque le régime linéaire de chaque instabilité est très bien décrit dans de nombreux ouvrages [1, 96], nous avons uniquement résumé en unités pratiques les différentes formules permettant de l'étudier.

1 L'instabilité Brillouin

Dans un premier temps nous décrivons le couplage Brillouin. Ensuite, nous détaillons l'amortissement des ondes intervenant dans le couplage. Les troisième et quatrième parties sont consacrées au développement de l'instabilité en plasma homogène et inhomogène.

1.1 Le couplage Brillouin

L'instabilité Brillouin est définie comme le couplage résonnant d'une onde laser incidente, d'une onde acoustique-ionique (nommé IAW pour Ion Acoustic Wave) et d'une onde diffusée (nommée SBS pour Stimulated Brillouin Scattering).

Le couplage Brillouin vérifie les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie qui s'écrivent de la façon suivante :

$$\mathbf{k}_{laser} = \mathbf{k}_{IAW} + \mathbf{k}_{SBS} \quad (\text{A.1})$$

où \mathbf{k}_{laser} , \mathbf{k}_{IAW} et \mathbf{k}_{SBS} représentent respectivement les vecteurs d'onde du laser incident, de l'onde acoustique ionique et de l'onde lumineuse diffusée.

$$\omega_{laser} = \omega_{IAW} + \omega_{SBS} \quad (\text{A.2})$$

où ω_{laser} , ω_{IAW} et ω_{SBS} représentent respectivement les pulsations des ondes qui correspondent au laser incident, à l'onde acoustique ionique et à l'onde électromagnétique diffusée.

Dans la suite, on se place dans le cas de la rétrodiffusion. On peut noter que c'est le cas où le taux de croissance est maximum.

Les relations de dispersion des ondes IAW et des ondes lumineuses incidentes et diffusées sont données par :

$$\omega_l^2 = \omega_{pe}^2 + k_l^2 c^2 \quad (\text{A.3})$$

$$\omega_{IAW} = k_{IAW}(c_s - u) \left(\frac{1}{1 + k_{IAW}^2 \lambda_D^2} + \frac{3T_i}{\langle Z \rangle T_e} \right)^{0,5} \approx k_{IAW}(c_s - u) \quad (\text{A.4})$$

où l désigne l'onde incidente ou l'onde diffusée, ω_{pe} représente la fréquence plasma électronique :

$$\omega_{pe}(ps^{-1}) = \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \omega_{laser}(ps^{-1}) = 1870,6 \frac{\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}}{\lambda_{laser}(\mu m)} \quad (\text{A.5})$$

où T_i est la température ionique, c_s désigne la vitesse acoustique ionique :

$$c_s(m/s) = \frac{9788 \sqrt{\langle Z \rangle T_e(eV)}}{\sqrt{\langle A \rangle}} \quad (\text{A.6})$$

où $\langle Z \rangle$ désigne la charge moyenne du plasma et $\langle A \rangle$ est le nombre atomique moyen du plasma. u représente la vitesse moyenne d'expansion du plasma. Enfin λ_D est la longueur de Debye donnée par :

$$\lambda_D(m) = 2,24 \times 10^{-4} \lambda_{laser}(\mu m) \sqrt{\frac{T_e(eV)}{\frac{n_e}{n_c}}} \quad (\text{A.7})$$

Les longueurs des différents vecteurs \mathbf{k} se déduisent des équations précédentes :

$$k_{laser} = k_{SBS} = \frac{2\pi}{\lambda_{laser}} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (\text{A.8})$$

$$k_{IAW} = 2k_{laser} \quad (\text{A.9})$$

car $\omega_{IAW} \ll \omega_{laser}$ donc $\omega_{SBS} = \omega_{laser}$,

La valeur du paramètre $k_{IAW}^2 \lambda_D^2$ est aussi donné en unités pratiques par :

$$k_{IAW}^2 \lambda_D^2 = 7,83 \times 10^{-6} T_e(eV) \left(\frac{1}{n_e/n_c} - 1 \right) \quad (\text{A.10})$$

1.2 L'amortissement des ondes

L'amortissement des différentes ondes est un paramètre déterminant vis-à-vis de la croissance de l'instabilité Brillouin. En particulier, si les ondes sont très amorties, l'instabilité ne pourra pas se développer.

L'amortissement des ondes électromagnétiques (aussi appelées « ondes transverses » car les vecteurs \mathbf{k} et \mathbf{E} sont perpendiculaires) est dû au mécanisme de Bremsstrahlung inverse. En unité pratique, il est donné par :

$$\nu_{trans}(ps^{-1}) = 1,62 \times 10^3 \frac{(\frac{n_e}{n_c})^2 \ln(\Lambda_{ib}) Z_{eff}}{\lambda_{laser}(\mu m)^2 T_e(eV)^{1,5}} \quad (\text{A.11})$$

où $\ln(\Lambda_{ib})$ désigne le logarithme coulombien donné par :

$$\ln(\Lambda_{ib}) = -0,22 + \ln(T_e(eV) \lambda_{laser}(\mu m)) \quad (\text{A.12})$$

si $T_e(eV) > 27 \langle Z \rangle^2$ et par :

$$\ln(\Lambda_{ib}) = 3,5 + \ln\left(\frac{T_e(eV)^{1,5} \lambda_{laser}(\mu m)}{\langle Z \rangle}\right) \quad (\text{A.13})$$

dans le domaine complémentaire.

L'amortissement des ondes acoustiques ioniques (ν_{IAW}) est plus compliqué à calculer. En effet, il est égal à la somme de trois amortissements :

- l'amortissement Landau électronique ($\nu_{IAW,eL}$) :

$$\frac{\nu_{IAW,eL}}{\omega_{IAW}} = 1,46 \times 10^{-2} \sqrt{\frac{\langle Z \rangle}{\langle A \rangle}} \quad (\text{A.14})$$

Cet amortissement est typiquement de l'ordre de 10^{-2}

- l'amortissement Landau de type ionique ($\nu_{IAW,iL}$) :

$$\frac{\nu_{IAW,iL}}{\omega_{IAW}} = 3,26 \left(\frac{1}{\tau_i}\right)^{1,5} e^{\frac{-3(1+\tau_i)}{2\tau_i}} \quad (\text{A.15})$$

- l'amortissement collisionnel ($\nu_{IAW,ic}$) résultant principalement des collisions ions-ions. Son calcul est beaucoup plus délicat, en particulier, dans le cas où le plasma est constitué de plusieurs variétés d'ions (plasma multi-espèces), plusieurs ondes ioniques, distinguées par leurs pulsations, peuvent être créées et l'instabilité Brillouin va se développer sur l'onde ionique la moins amortie [97]. Le résultat asymptotique est donné dans la référence [1, page 487] et son expression exacte est donnée par des tables [98].

1.3 La croissance du Brillouin en milieu homogène

La croissance de l'instabilité peut se faire suivant un mode convectif ou absolu. Ces deux modes de croissance ont lieu dans des régimes d'intensité laser différents. En plasma homogène infini, la croissance est absolue si elle vérifie la condition de seuil :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2 > 0,214(1 + k_{IAW}^2\lambda_D^2)^2 \frac{(\frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}})^2 T_e(eV)(1 + \tau_i)(1 - \frac{n_e}{n_c})}{\frac{n_e}{n_c}} \quad (A.16)$$

Dans ce cas, l'instabilité se développe très rapidement, et atteint très vite un régime saturé.

Quand l'instabilité ne peut pas croître de manière absolue, elle peut le faire selon un mode convectif, si elle vérifie la condition de seuil suivante :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2 > 0,37\alpha_s(1 + k_{IAW}^2\lambda_D^2)^{\frac{n_e}{n_c}} \frac{\ln(\Lambda_{ib})Z_{eff}\frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}}(1 + \tau_i)}{\lambda_{laser}(\mu m)T_e(eV)^{0,5}} \quad (A.17)$$

Dans ce cas, l'amplification est déterminée par un gain appelé « gain convectif ». Celui-ci est donné par :

$$G_{conv}(l) = 14,7 \frac{\frac{n_e}{n_c}(I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2)(\frac{l}{\lambda_{laser}(\mu m)})}{T_e(eV)(1 + \tau_i)(\frac{\nu_{IAW}}{\omega_{IAW}})(1 - \frac{n_e}{n_c})^{0,5}(1 + k_{IAW}^2\lambda_D^2)\alpha_s^2} \quad (A.18)$$

où l représente la longueur de plasma homogène.

1.4 La croissance du Brillouin en milieu inhomogène

En milieu inhomogène pour une intensité laser qui varie spatialement, la croissance de l'instabilité a lieu sur une certaine distance sur laquelle les paramètres de l'onde IAW restent sensiblement les mêmes (cette distance est nommée l_c). La valeur du gain convectif calculée pour une longueur d'amplification égale à l_c a été calculée et est nommée « gain de Rosenbluth » :

$$A_{ros} = G_{conv}(l_c) = 9,2 \times 10 \frac{(I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2)L(\mu m)(\frac{n_e}{n_c})}{T_e(eV)(1 + \tau_i)\lambda_{laser}(\mu m)} \quad (A.19)$$

où L est une longueur caractéristique représentative de l'inhomogénéité du plasma :

$$L = \frac{1}{\omega_{IAW}^2} \frac{\partial \omega_{IAW}^2}{\partial x} \quad (A.20)$$

On peut remarquer que ω_{IAW} dépend principalement de la vitesse d'expansion du plasma. Par conséquent, la croissance de l'instabilité Brillouin est favorisée dans les plasmas où la vitesse d'expansion est homogène. Ce phénomène a été observé expérimentalement par diffusion Thomson [35].

1.5 La croissance du Brillouin dans un *speckle*

Dans un *speckle*, l'amplification de l'instabilité Brillouin est limitée par la longueur sur laquelle les conditions de seuil sont satisfaites (cette longueur est appelée l_{pt}). On prend en première approximation la longueur égale à la largeur à mi-hauteur en intensité du point chaud. Le facteur de gain est alors déterminé par :

$$G = \text{Max}(G(l_{pt}), A_{ros}) \quad (\text{A.21})$$

1.6 La croissance de l'instabilité Brillouin dans une figure de *speckle*

Nous avons vu dans la section 2.2 qu'en utilisant une lame de phase, on peut obtenir une tache focale composée de points chauds (appelés *speckle*) ayant une répartition statistique et une distribution d'intensité connue. Le développement de l'instabilité dans un plasma pour un faisceau lissé a été étudié théoriquement [99–101]. Dans l'article [99], il a été montré que la modélisation du laser par un laser uniforme d'intensité égale à l'intensité moyenne sur l'ensemble des *speckle*, sous-estime largement la croissance de l'instabilité dans la majorité des cas. En effet, l'instabilité se développe fortement dans les *speckle* dont l'intensité est beaucoup plus grande que l'intensité moyenne du laser. Par conséquent :

- la réflectivité totale, composée de la somme des réflectivités dans l'ensemble des *speckle*, peut être beaucoup plus importante que la réflectivité calculée pour un laser ayant une intensité uniforme.
- dans certains cas (en particulier si la longueur d'un *speckle* est plus grande que la distance d'amplification, pour laquelle, l'instabilité est amplifiée d'au moins un facteur e^1), le seuil convectif de l'instabilité est beaucoup plus faible que pour un laser ayant une intensité uniforme.

L'abaissement du seuil [36] et le développement de l'instabilité dans les points chauds les plus intenses [102] ont été observés expérimentalement. Des calculs ont aussi indiqué que l'autofocalisation (celle-ci est présentée dans la section 3.1.2) abaisse le seuil de l'instabilité Brillouin et augmente la réflectivité [100]. À l'issue de ces études des calculs de réflectivités ont été réalisés en estimant tout d'abord le taux de rétrodiffusion dans un *speckle* pour une instabilité Brillouin convective, non saturée, en prenant en compte notamment les effets

d'autofocalisation, puis en calculant la réflectivité dans la figure de *speckle*. Finalement, des comparaisons ont montré que les résultats obtenus reproduisent précisément différents résultats expérimentaux.

2 L'instabilité Raman

Dans cette partie, nous détaillons les formules qui permettent de décrire la croissance de l'instabilité Raman en régime linéaire, obtenues à partir du modèle théorique [1, page 496].

Le modèle théorique qui permet de décrire la croissance de l'instabilité Raman est décrit dans de nombreux ouvrages [1, 96]. Cette thèse étant principalement de caractère expérimental, nous donnons uniquement les formules, en unités pratiques, qui permettent de déterminer la croissance de l'instabilité Raman en régime linéaire. Ces formules sont extraites des références [1, 96].

2.1 Le couplage Raman

L'instabilité Raman se définit comme le couplage entre l'onde laser incidente, une onde plasma électronique (EPW pour Electron Plasma Wave) et une onde diffusée (SRS pour Stimulated Raman Scattering).

Le couplage Raman vérifie les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie qui s'écrivent de la façon suivante :

$$\mathbf{k}_{laser} = \mathbf{k}_{EPW} + \mathbf{k}_{SRS} \quad (\text{A.22})$$

où k_{laser} , k_{EPW} et k_{SRS} représentent respectivement les vecteurs d'onde du laser incident, de l'onde plasma électronique et de l'onde électromagnétique diffusée.

$$\omega_{laser} = \omega_{EPW} + \omega_{SRS} \quad (\text{A.23})$$

où ω_{laser} , ω_{EPW} et ω_{SRS} désignent les pulsations des ondes correspondant respectivement au laser incident, à l'onde plasma électronique et à l'onde électromagnétique diffusée.

Dans les formules suivantes, on se place dans le cas de la rétrodiffusion (c'est-à-dire quand l'onde diffusée est dirigée vers le laser). De même que pour l'instabilité Brillouin, c'est dans ce cas que la taux de croissance est maximum.

Les relations de dispersion des ondes EPW et des ondes lumineuses sont données par :

$$\omega_l^2 = \omega_{pe}^2 + k_l^2 c^2 \quad (\text{A.24})$$

$$\omega_{EPW}^2 = \omega_{pe}^2 (1 + 3k_{EPW}^2 \lambda_D^2) \quad (\text{A.25})$$

où l se réfère à l'onde lumineuse incidente ou diffusée, ω_{pe} et λ_D ont été définis dans la section qui porte sur la saturation du Brillouin.

Les longueurs des différents vecteurs \mathbf{k} se déduisent des équations précédentes et sont données par :

$$k_{laser} = \frac{2\pi}{\lambda_{laser}} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (\text{A.26})$$

$$k_{SRS} = \frac{2\pi}{\lambda_{laser}} \sqrt{1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}} \quad (\text{A.27})$$

valable pour $k_{EPW}^2 \lambda_D^2 \ll 1$ qui implique $\omega_{EPW} = \omega_{pe}$

$$k_{EPW} = \frac{2\pi}{\lambda_{laser}} \sqrt{(2 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}} - \frac{n_e}{n_c} + 2\sqrt{((1 - \frac{n_e}{n_c})(1 - 2\frac{n_e}{n_c}))})} \quad (\text{A.28})$$

On définit $[k_{laser}] = \frac{k_{laser}}{\omega_{laser}/c}$, $[k_{SRS}] = \frac{k_{SRS}}{\omega_{laser}c}$ et $[k_{EPW}/2] = \frac{k_{EPW}}{2\omega_{laser}c}$

La valeur du paramètre $k_{EPW} \lambda_D$ est alors donnée en unités pratiques par :

$$k_{EPW}^2 \lambda_D^2 = 7,83 \times 10^{-6} \frac{T_e(eV)}{\frac{n_e}{n_c}} [k_{EPW}/2]^2 \quad (\text{A.29})$$

On peut remarquer que d'après les relations de dispersion des ondes filles de l'instabilité Raman, on a $\omega_{laser} \leq 2\omega_{pe}$, ce qui implique :

$$\frac{n_e}{n_c} \leq \frac{1}{4}$$

Par conséquent, l'instabilité Raman ne peut se développer que dans un plasma sous quart critique.

2.2 L'amortissement des ondes intervenant dans le couplage Raman

De même que pour l'instabilité Brillouin, l'amortissement des différentes ondes est un paramètre déterminant de la croissance de l'instabilité Raman.

L'amortissement des ondes lumineuses est dû à l'absorption collisionnelle par Bremsstrahlung inverse. En unités pratiques il est donné par :

$$\nu_{trans}(ps^{-1}) = 1,619 \times 10^3 \frac{(\frac{n_e}{n_c})^2 \ln(\Lambda_{ib}) Z_{eff}}{(1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}})^2 \lambda_{laser}(\mu m)^2 T_e(eV)^{1,5}} \quad (\text{A.30})$$

où $\ln(\Lambda_{ib})$ est maintenant donné par (attention, la formule est légèrement différente du cas Brillouin) :

$$\ln(\Lambda_{ib}) = -0,22 + \ln\left(\frac{T_e(eV)\lambda_{laser}(\mu m)}{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}}\right) \quad (\text{A.31})$$

si $T_e(eV) > 27 \langle Z \rangle^2$ et par :

$$\ln(\Lambda_{ib}) = 3,5 + \ln\left(\frac{T_e(eV)^{1,5}\lambda_{laser}(\mu m)}{\langle Z \rangle (1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}})}\right) \quad (\text{A.32})$$

dans le cas contraire.

L'amortissement des ondes plasmas électroniques est la somme de l'amortissement collisionnel et de l'amortissement Landau :

– l'amortissement collisionnel est donné par :

$$\nu_{EPW,c}(ps^{-1}) = 1,619 \times 10^2 \frac{\frac{n_e}{n_c}(\ln(\Lambda_{ei}))Z_{eff}}{\lambda_{laser}(\mu m)^2 T_e^{1,5}(eV)} \quad (\text{A.33})$$

où le logarithme coulombien $\ln(\Lambda_{ei})$ est donné par :

$$\ln(\Lambda_{ei}) = \ln(\Lambda_{ib}) - \ln\left(\frac{\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}}{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}}\right) \quad (\text{A.34})$$

– l'amortissement Landau s'écrit :

$$\nu_{EPW,L}(ps^{-1}) = 6,32 \times 10^6 \frac{(\frac{n_e}{n_c})^2}{\lambda_{laser}(\mu m) T_e(eV)^{1,5} [k_{EPW}/2]^3} e^{-0,5k_{EPW}^2 \lambda_D^2} \quad (\text{A.35})$$

2.3 La croissance de l'instabilité Raman en plasma homogène

On définit le paramètre $C(n_e/n_c)$:

$$C(n_e/n_c) = \frac{\sqrt{(1 - \frac{n_e}{n_c})} + \sqrt{(1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}})}}{2\sqrt{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}}} \quad (\text{A.36})$$

En plasma homogène, l'instabilité croît de façon absolue si les conditions de seuil sont satisfaites :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2 > 8,7 \times 10^8 \left(\frac{\frac{n_e}{n_c}(\ln(\Lambda_{ei}))(\frac{Z_{eff}}{\lambda_{laser}(\mu m)})}{T_e(eV)^2}\right)^2 \left(1 + \frac{\nu_{2,L}}{\nu_{2,c}}\right)^2 \frac{[k_{SRS}]}{[k_{EPW}/2]^3} \quad (\text{A.37})$$

Si le critère de seuil absolu n'est pas satisfait, l'instabilité croît de façon convective si elle vérifie la condition suivante :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2 > 4,1 \times 10^4 \frac{(1 + \frac{\nu_{EPW,L}}{\nu_{EPW,c}}) \frac{n_e}{n_c} (\ln(\Lambda_{ib})) (\ln(\Lambda_{ei})) (\frac{Z_{eff}}{\lambda_{laser}(\mu m)})^2}{C(\frac{n_e}{n_c})^2 T_e(eV)^3 (1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}})^2} \quad (A.38)$$

Dans ce cas, le facteur de gain convectif est donné par :

$$G_{conv}(L) = 1,33 \times 10^{-4} \frac{T_e(eV)^{1,5} (I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2) (\frac{L}{\lambda_{laser}(\mu m)}) [k_{EPW}/2]^2}{\sqrt{\frac{n_e}{n_c}} (\ln(\Lambda_{ei})) (\frac{Z_{eff}}{\lambda_{laser}(\mu m)}) (1 + \frac{\nu_{EPW,L}}{\nu_{EPW,c}}) [k_{SRS}]} \quad (A.39)$$

où L représente la longueur sur laquelle l'instabilité est amplifiée.

2.4 La croissance de l'instabilité Raman en milieu inhomogène

De même que pour l'instabilité Brillouin, en plasma inhomogène, la longueur de croissance est déterminée par la longueur l_c sur laquelle les paramètres de l'onde plasma électronique intervenant dans le couplage Brillouin sont relativement constants.

La valeur du gain sur la distance l_c a alors été calculée et est appelé « gain de Rosenbluth » (A_{Ros}) :

$$A_{Ros} = 7,2 \times 10^{-4} (I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2) 5 \frac{L_{ne}}{\lambda_{laser}} (\mu m) \frac{[k_{EPW}/2]^2}{[k_1]} \quad (A.40)$$

où

$$L_{ne} = \frac{1}{\frac{n_e}{n_c}} \frac{d\frac{n_e}{n_c}}{dx} \quad (A.41)$$

On peut remarquer que puisque la longueur sur laquelle croît le Raman dépend essentiellement de la longueur caractéristique du profil de densité électronique, l'instabilité va croître principalement dans les zones où la densité électronique est homogène.

Dans un profil linéaire, la longueur d'amplification l_{lin} a été calculée [96, page 35] :

$$l_{lin}(\mu m) = 4,025 \times 10^4 \frac{(n_e/n_c)^{0,25} \sqrt{I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}^2(\mu m)}}{\lambda_{laser}(\mu m) |\kappa'(\mu m^{-2})| \sqrt{v_{g,SRS}(m/s)v_{g,EPW}(m/s)}} \quad (A.42)$$

où κ' est donné par :

$$\kappa' = \frac{1}{6} \frac{1}{k_{EPW}} \frac{1}{\lambda_D^2} \frac{1}{L_{ne}} \quad (A.43)$$

et $v_{g,SRS}$ et $v_{g,EPW}$ sont les vitesses de groupes des ondes SRS et EPW respectivement. Elles sont données par :

$$v_{g,SRS} = \frac{c[k_{EPW}/2]}{1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}} \quad (\text{A.44})$$

$$v_{g,EPW} = \frac{3v_{the}^2}{c} \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} + \sqrt{1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_c}}} \right) \quad (\text{A.45})$$

où v_{the} est la vitesse thermique électronique donnée par :

$$v_{the} = 419369,6 \sqrt{T_e(eV)} \quad (\text{A.46})$$

Dans un profil exponentiel, l'instabilité peut croître de façon absolue si les conditions suivantes sont vérifiées :

- la condition de seuil absolu en régime homogène est vérifiée
- la condition de seuil en profil parabolique est vérifiée :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2 > 16 \frac{T_e(eV)^{1/3}}{\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/3} \left(\frac{L_2}{\lambda_{laser}(\mu m)}\right)^{4/3}} \quad (\text{A.47})$$

où L_2 représente la distance caractéristique du profil exponentiel :

$$L_2^2 = \left(\frac{1}{-2\frac{n_e}{n_c}} \frac{d^2 \frac{n_e}{n_c}}{dz^2} \right)^{-1} \quad (\text{A.48})$$

- la longueur caractéristique du profil parabolique est plus grande que la longueur d'amplification qui est donnée par :

$$l_{par}(\mu m) = 11 \frac{(n_e/n_c)^{1/8} (I_{laser}(10^{14}W/cm^2)\lambda_{laser}(\mu m)^2)^{1/4}}{\sqrt{\lambda_{laser}(\mu m)\kappa''(\mu m^{-3})(v_{g,SRS}(m/s)v_{g,EPW}(m/s))^{1/4}}} \quad (\text{A.49})$$

où κ'' est donné par :

$$\kappa'' = \frac{1}{3} \frac{1}{k_{EPW}\lambda_D^2} \frac{1}{L_2} \quad (\text{A.50})$$

- la longueur sur laquelle le profil peut être fitté par un profil parabolique (l_{tp} pour turning point) est supérieure à (l_{par}),

Dans un profil linéaire, il a été démontré qu'une instabilité absolue ne peut pas se développer. Toutefois, la présence de points chauds dans la tache focale permet localement de créer des dépressions dans le profil linéaire formant ainsi localement un profil parabolique. Une condition de seuil a été établie à partir de laquelle le profil modifié présente localement une pente nulle [96, page 42] :

$$I_{laser}(10^{14}W/cm^2) > 0,148 \frac{L_R}{L_{n_e}} T_e(eV) \quad (\text{A.51})$$

où L_R est la longueur de Rayleigh du point chaud.

2.5 La croissance de l'instabilité Raman dans un *speckle*

Dans un *speckle*, la longueur d'amplification est limitée par la longueur sur laquelle les conditions de seuil sont satisfaites (cette longueur est appelée l_{pt}). En plasma inhomogène le facteur de gain convectif est donné par :

$$G = \text{Max}(G_{conv}(l_{pt}), A_{ros}) \quad (\text{A.52})$$

2.6 La croissance de l'instabilité Raman dans une figure de *speckle*

De même que pour l'instabilité Brillouin (voir section 1.6), la croissance de l'instabilité Raman dans une tache focale d'un faisceau lissé par lame de phase a été étudié théoriquement [99, 101] et il a été montré [99] que le lissage induit un abaissement du seuil et une augmentation de la réflectivité de l'instabilité par rapport au seuil et à la réflectivité calculée pour l'intensité laser moyenne. L'influence de l'autofocalisation sur le développement de l'instabilité Raman a aussi été exposé [101]. Dans l'article [101], la réflectivité globale dans la tache focale a été calculée en prenant en compte l'autofocalisation, la croissance absolue ou convective de l'instabilité et la saturation par l'instabilité de décomposition de l'onde de Langmuir (LDI pour Langmuir Decay Instability, ce processus de saturation a été présenté dans le chapitre 1). Des comparaisons avec des réflectivités obtenues expérimentalement ont été réalisées et il semble que le calcul reproduise bien la croissance de l'instabilité mais surestime légèrement la réflectivité.

Annexe B

Présentations des différents codes utilisés dans cette thèse

Dans le cadre de l'interaction laser/plasma, la simulation consiste, entre autres, à reproduire une expérience sur ordinateur en utilisant des lois physiques simples pour décrire le mouvement des particules du plasma et les interactions entre les particules, les champs électrique et magnétique et le laser incident. On peut distinguer plusieurs méthodes de description d'un plasma :

- **les simulations cinétiques** : ce modèle tient compte, dans un cadre statistique, du mouvement individuel des macro-particules, des champs moyens induits par le mouvement des particules chargées ainsi que des collisions. L'utilisation de code PIC avec un traitement Monte-Carlo des électrons permet de traiter ce type de problème. Une approche déterministe basée sur la résolution de l'équation de Fokker-Planck-Landau est envisageable.
- **les simulations fluides ou hydrodynamiques** : ce modèle fait intervenir des grandeurs macroscopiques telles que la température électronique, la pression, la densité. Ces grandeurs sont des moyennes calculées à partir de la fonction de distribution des vitesses issue de la théorie cinétique, ce modèle mène donc à des calculs moins consommateurs en temps de calcul que le modèle cinétique.
- **les simulations de type « couplages d'ondes »** : seules sont prises en compte les propriétés relatives au couplage d'onde et à la propagation des ondes dans un plasma. On peut noter que ce type de simulation est spécifique à l'interaction laser-plasma.

Les simulations varient aussi selon le nombre de dimensions utilisées parmi les trois dimensions spatiales. Il est aussi possible de mixer les différents types de simulations en décrivant par exemple les mouvements ioniques suivant un modèle fluide et les mouvements électroniques suivant un modèle ondulatoire. Par ailleurs, la description du laser et du couplage entre le laser et la cible peut changer d'un code à l'autre (tracé de rayon, champ

électromagnétique, absorption du laser, couplage entre l'onde électromagnétique et les particules du plasma, etc.). Ainsi, il existe une très grande variété de simulations possibles.

Le choix du type de simulation utilisé est souvent un compromis entre le temps de calcul et le type de phénomène que l'on veut modéliser. En effet, le temps de calcul peut s'avérer rédhibitoire pour une simulation trop fine ou si le volume de plasma simulé est trop grand.

Pendant la thèse, afin d'analyser les données expérimentales obtenues, on a utilisé différents types de codes :

- le code FCI2 développé au CEA. Il s'agit d'un code hydrodynamique 2D dans lequel le laser est uniquement décrit par un tracé de rayon et le couplage laser/plasma par l'absorption collisionnelle.
- le code CHIC [103, 104] développé au Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA). Il possède des caractéristiques similaires au code FCI2.
- le code HERA développé au CEA. Il s'agit d'un code hydrodynamique 2D/3D qui utilise l'approximation paraxiale, c'est-à-dire que le laser est donné par son champ électromagnétique qui modifie de façon autoconsistante les paramètres du plasma et les champs sont décrit par les équations d'enveloppe.
- un code de type Particule-In-Cell (PIC) 1D du CEA.
- le postprocesseur PIRANAH qui permet de réaliser les calculs de gain des instabilités Brillouin et Raman dans le plasma à partir de profils hydrodynamiques.

Pour finir, on peut noter que la capacité de calcul des ordinateurs augmente sans cesse, ce qui permet de réaliser des simulations de plus en plus précises, et donc d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques, en intégrant de nombreux théorèmes numériques. Ainsi, la simulation informatique prend une place de plus en plus grande dans le domaine de l'interaction laser-plasma et de l'étude de la FCI.

Bibliographie

- [1] R. Dautray et J. Watteau, *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, Partie 1, vol. 1, Eyrolles, Paris (1994)
- [2] S. Atzeni and J. Meyer-ter-vehn, *The physic of inertial fusion, beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*, Oxford science publication, New York, (2004)
- [3] J. Nuckolls *et al.*, *Laser Compression of Matter to Super-High Densities : Thermonuclear (CTR) Applications*, Nature, **239**, 139, (1972)
- [4] J. Nuckolls and A. R. Thiessen, *Thermonuclear propagation and electron degeneracy in laser implosion CTR*, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-74901, (1973)
- [5] D. H. Kalantar *et al.*, *Production and characterisation of large plasmas from gas bag targets on Nova*, Phys. Plasmas, **2**, 3161, (1995)
- [6] S. E. Bodner, *Critical Elements of High Gain Laser Fusion*, Journal of Fusion Energy, **1**, 221, (1981)
- [7] C. Labaune, W. J. Hogan, K. Tanaka, *Inertial Fusion Sciences and Applications 99*, Elsevier, (2000)
- [8] J. Lindl, *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*, Phys. Plasmas, **2**, 3933, (1995)
- [9] B. Yaakobi, I. Pelah and J. Hoose, *Preheat by Fast Electrons in Laser-Fusion Experiments*, Phys. Rev. Lett., **37**, 836, (1976)
- [10] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, Phys. Rev. Lett., **43**, 267, (1979)
- [11] C. Joshi *et al.*, *Forward Raman Instability and Electron Acceleration*, Phys. Rev. Lett., **47**, 1285, (1981)

- [12] W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan and R. K. Kirkwood, *Energy transfert between crossing laser beams*, Phys. Plasmas, **3**, 382, (1996)
- [13] C. Garban-Labaune *et al.*, *Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1018 (1982)
- [14] B. J. MacGowan *et al.*, *Laser-plasma interactions in ignition-scale hohlraum plasmas*, Phys. Plasmas, **3**, 2029 (1996)
- [15] N. B. Meezan *et al.*, *National Ignition Campaign Hohlraum energetics*, Phys. Plasmas, **17**, 056304 (2010)
- [16] Y. Kato *et al.*, *Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasmas-Instability Suppression*, Phys. Rev. Lett., **53**, 1057 (1984)
- [17] M. H. Emery, J. H. Orens, J. H. Gardner and J. P. Boris, *Influence of Nonuniform Laser Intensities on Ablatively Accelerated Targets*, Phys. Rev Lett., **48**, 253, (1982)
- [18] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, *Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets*, Opt. Comm., **46**, 27, (1983)
- [19] S. Skupsky *et al.*, *Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulates light* J. Apply Phys., **66**, 3456, (1989)
- [20] M. H. Emery, J. H. Gardner, R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, *Hydrodynamic target response to an induced spatial incoherence-smoothed laser beam*, Phys. Fluids B, **3**, 2640, (1991)
- [21] S. Skupsky and R. S. Craxton, *Irradiation uniformity for high-compression laser-fusion experiments*, Phys. Plasmas, **6**, 2157, (1999)
- [22] D. H. Kalantar *et al.*, *Measurement of direct drive laser imprint in thin foils by radiography using an x-ray laser backlighter*, Phys. Plasmas, **4**, 1985, (1997)
- [23] P. W. McKenty *et al.*, *Analysis of a direct-drive ignition capsule designed for the National Ignition Facility*, Phys. Plasmas, **8**, 2315, (2001)
- [24] *Hiper technical report*
- [25] C. Niemann *et al.*, *Green Frequency-Doubled Laser-Beam Propagation in High-Temperature Hohlraum Plasmas*, Phys. Rev. Lett., **100**, 045002 (2008)
- [26] J. Myatt *et al.*, *Modeling stimulated Brillouin scattering in the underdense corona of a direct drive inertial confinement fusion target*, Phys. Plasmas, **11**, 3394 (2004)

-
- [27] C. J. Walsh and H. A. Baldis, *Nonlinear Ion-Wave Development and saturation of Stimulated Brillouin Scattering*, Phys. Rev. Lett., **48**, 1483, (1982)
- [28] S. J. Karttunen, J. N. McMullin and A. A. Offenberger, *Saturation of stimulated Brillouin scattering by ion wave decay in a dissipative plasma*, Phys. Fluids, **24**, 447, (1981)
- [29] J. A. Heikkinen, S. J. Karttunen and R. R. E. Salomaa, *Ion acoustic nonlinearities in stimulated Brillouin scattering*, Phys. Fluids, **27**, 707, (1984)
- [30] C. Riconda *et al.*, *Kinetic Effects on the Ion Sound Waves Generated by Stimulated Brillouin Scattering of a Spatially Smoothed Laser Beam*, Phys. Scripta, T84, 217, (2000)
- [31] H. C. Bandulet, C. Labaune, K. Lewis and S. Depierreux, *Thomson-Scattering Study of the Subharmonic Decay of Ion-Acoustic Waves Driven by the Brillouin Instability*, Phys. Rev. Lett., **93**, 035002, (2004)
- [32] P. W. Rambo, S. C. Wilks and W. L. Kruer, *Hybrid Particle-in-Cell Simulations of Stimulated Brillouin Scattering Including Ion-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett., **79**, 83, (1997)
- [33] L. Divol *et al.*, *Modeling the nonlinear saturation of stimulated Brillouin backscatter in laser heated plasmas*, Phys. Plasmas, **10**, 1822, (2003)
- [34] L. Divol *et al.*, *Nonlinear saturation of stimulated Brillouin scattering for long time scales*, Phys. Plasmas, **10**, 3728, (2003)
- [35] D. H. Froula *et al.*, *Direct Observation of Stimulated-Brillouin-Scattering Detuning by a Velocity Gradient*, Phys. Rev. Lett., **90**, 155003, (2003) ; D. H. Froula *et al.*, *Stimulated Brillouin scattering in the saturated regime*, Phys. Plasmas, **10**, 1846, (2003)
- [36] R. P. Drake, R. G. Watt and K. Estabrook, *Onset and Saturation of the Spectral Intensity of Stimulated Brillouin Scattering in Inhomogeneous Laser-Produced plasmas*, Phys. Rev. Lett., **77**, 79, (1996)
- [37] B. I. Cohen, L. Divol, A. B. Langdon and E. A. Williams, *Saturation of stimulated Brillouin backscattering in two-dimensional kinetic ion simulations*, Phys. Plasmas, **12**, 052703, (2005)
- [38] D. H. Froula, L. Divol and S. H. Glenzer, *Measurement of Nonlinear Growth of Ion-Acoustic Waves in Two-Ion-Species Plasmas with Thomson Scattering*, Phys. Rev. Lett., **88**, 105003, (2002)

- [39] D. F. DuBois and M. V. Goldman, *Parametrically Excited Plasma Fluctuations*, Phys. Rev., **164**, 207, (1967)
- [40] K. Estabrook, W. L. Kruer and M. G. Haines, *Nonlinear features of stimulated Brillouin and Raman scattering*, Phys. Fluids B, **1**, 1282 (1989)
- [41] H. X. Vu, D. F. DuBois and B. Bezzerides, *Transient Enhancement and Detuning of Laser-Driven Parametric Instabilities by Particle Trapping*, Phys. Rev. Lett., **86**, 4306, (2001)
- [42] T. O'Neil, *Collisionless Damping of Nonlinear Plasma Oscillations*, Phys. Fluids, **8**, 2255, (1965)
- [43] G. J. Morales and T. M. O'Neil, *Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave*, Phys. Rev. Lett., **28**, 417, (1972)
- [44] W. L. Kruer, J. M. Dawson and R. N. Sudan, *Trapped-Particle Instability*, Phys. Rev. Lett., **23**, 838, (1969)
- [45] S. Brunner and E. J. Valeo, *Trapped-Particle Instability Leading to Bursting in Stimulated Raman Scattering Simulation*, Phys. Rev. Lett., **93**, 145003, (2004)
- [46] D. A. Russel, D. F. DuBois, H. A. Rose, *Nonlinear saturation of stimulated Raman scattering in laser hot spots*, Phys. Plasmas, **6**, 1294, (1999)
- [47] J. L. Kline *et al.*, *Observation of a Transition from Fluid to Kinetic Nonlinearities for Langmuir Waves Driven by Stimulated Raman Scattering*, Phys. Rev. Lett., **94**, 175003, (2005)
- [48] J. L. Kline *et al.*, *Different $k\lambda_D$ regimes for nonlinear effects on Langmuir waves*, Phys. Plasmas, **13**, 055906, (2006)
- [49] D. M. Villeneuve *et al.*, *Observation of plasma waves by Thomson scattering : Saturation of Stimulated Raman scattering*, Phys. Rev. Lett., **71**, 368, (1993)
- [50] K. L. Baker *et al.*, *Thomson Scattering Measurements of the Langmuir Wave Spectra Resulting from Stimulated Raman Scattering*, Phys. Rev. Lett., **77**, 67, (1996)
- [51] S. Depierreux *et al.*, *First Observation of Ion Acoustic Waves Produced by the Langmuir Decay Instability*, Phys. Rev. Lett., **84**, 2869, (2000)
- [52] S. Depierreux *et al.*, *Langmuir Decay Instability Cascade in Laser-Plasma Experiments*, Phys. Rev. Lett., **89**, 045001, (2002)

-
- [53] R. K. Kirkwood *et al.*, *Effect of Ion-Wave Damping on Stimulated Raman Scattering in High-Z Laser-Produced plasmas*, Phys. Rev. Lett., **77**, 2706, (1996)
- [54] J. C. Fernandez *et al.*, *Observed Dependence of Stimulated Raman Scattering on Ion-Acoustic Damping in hohlraum Plasmas*, Phys. Rev. Lett., **77**, 2702, (1996)
- [55] J. D. Moody *et al.*, *First measurement of backscatter dependence on ion acoustic damping in a high density helium/hydrogen laser-plasma*, Phys. Plasmas, **11**, 2060, (2004)
- [56] C. G. Geddes *et al.*, *Observation of ion wave decay products of Langmuir waves generated by stimulated Raman scattering in ignition scale plasmas*, Phys. Plasmas, **10**, 3422, (2003)
- [57] J. A. Heikkinen, S. J. Karttunen, *Intensity Saturation of stimulated Raman scattering by ion-wave coupling*, Phys. Fluids, **29**, 1291, (1986)
- [58] B. Bezzerides, D. F. DuBois and H. A. Rose, *Saturation of stimulated Raman scattering by the excitation of strong Langmuir turbulence*, Phys. Rev. Lett., **70**, 2569, (1993)
- [59] T. Kolber, W. Rozmus and V. Tikhonchuk, *Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion-acoustic wave coupling*, Phys. Fluids B, **5**, 138, (1993)
- [60] T. Kolber, W. Rozmus and V. Tikhonchuk, *Saturation of backward stimulated Raman scattering and enhancement of laser light scattering in plasmas*, Phys. Plasmas, **2**, 256, (1995)
- [61] H. X. Vu, D. F. DuBois and B. Bezzerides, *Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping*, Phys. Plasmas, **9**, 1745, (2002)
- [62] L. Yin *et al.*, *Onset and saturation of backward stimulated Raman scattering of laser in trapping regime in three spatial dimensions*, Phys. Plasmas, **16**, 113101, (2009)
- [63] H. X. Vu, D. F. DuBois and B. Bezzerides, *Inflation threshold : A nonlinear trapping-induced threshold for the rapid onset of stimulated Raman scattering from a single laser speckle*, Phys. Plasmas, **14**, 012702, (2007)
- [64] H. A. Rose, D. A. Russell, *A self-consistent trapping model of driven electron plasma waves and limits on stimulated Raman scatter*, Phys. Plasmas, **8**, 4784, (2001)
- [65] H. A. Rose, *Trapped particle bounds on stimulated scatter in the large $k\lambda_D$ regime*, Phys. Plasmas, **10**, 1468, (2003)

- [66] P. Kaw, G. Schmidt and T. Wilcox, *Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas*, Phys. Fluids, **16**, 1522, (1973)
- [67] P. E. Young *et al.*, *Direct Evidence of Ponderomotive Filamentation in a Laser-Produced Plasma*, Phys. Rev. Lett., **61**, 2336, (1988)
- [68] P. Michel, *Perte de cohérence d'un faisceau laser intense lors de sa propagation dans un plasma*, Thèse de l'école Polytechnique, (2003)
- [69] V. V. Elisseev *et al.*, *Ion wave response to intense laser beams in underdense plasmas*, Phys. Plasmas, **4**, 4333, (1997)
- [70] M. Grech, G. Riazuelo, D. Pesme, S. Weber and V. T. Tikhonchuk, *Coherent Forward scattering of a Spatially Incoherent Laser Beam in a Plasma and Its Effect on Beam Spray*, Phys. Rev. Lett., **102**, 155001, (2009)
- [71] J. Fuchs *et al.*, *Reduction of the Coherence Time of an Intense Laser Pulse Propagating through a Plasma*, Phys. Rev. Lett., **88**, 195003, (2002)
- [72] P. Michel *et al.*, *Strong Reduction of the Degree of Spatial Coherence of a Laser Beam Propagating through a Preformed Plasma*, Phys. Rev. Lett., **92**, 175001, (2004)
- [73] A. J. Schmitt and B. B. Afeyan, *Time-dependent filamentation and stimulated Brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas*, Phys. Plasmas, **5**, 503, (1998)
- [74] P. Michel *et al.*, *Studies of the laser filament instability in a semicollisional plasma*, Phys. Plasmas, **10**, 3545, (2003)
- [75] G. Riazuelo and G. Bonnaud, *Coherence properties of a smoothed laser beam in a hot plasma*, Phys. Plasmas, **7**, 3841, (2000)
- [76] M. Desselberger *et al.*, *Nonuniformity imprint on the ablation surface of laser-irradiated targets*, Phys. Rev. Lett., **68**, 1539, (1992)
- [77] T. Afshar-rad *et al.*, *Supersonic Propagation of an Ionization Front in Low Density Foam Targets Driven by Thermal Radiation*, Phys. Rev. Lett., **73**, 74, (1994)
- [78] M. Desselberger, M. W. Jones, J. Edwards, M. Dunne and O. Willi, *Use of X-Ray Preheated Foam Layers to Reduce Beam Structure Imprint in Laser-Driven Targets*, Phys. Rev. Lett., **74**, 2961, (1995)
- [79] C. A. Back *et al.*, *Efficient Multi-keV Underdense Laser-Produced Plasma Radiators*, Phys. Rev. Lett., **87**, 275003, (2001)

-
- [80] J. Limpouch *et al.*, *Laser interactions with plastic foam-metallic foil layered targets*, Plasma Phys., **46**, 1831, (2004)
- [81] A. Caruso *et al.*, *Interaction of nanosecond laser pulses with plastic foams*, Journal of Russian Laser Research, **18**, 464, (1997)
- [82] P. J. Wegner *et al.*, *Harmonic conversion of large-aperture 1,05 μm laser beams for inertial confinement fusion research*, Applied Optics, **31**, 6414, (1992)
- [83] C. Sauteret, *La conversion de fréquence*, rapport CEA-R-5383, (1987)
- [84] L. Videau, *Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance*, Thèse de l'école Polytechnique, (1998)
- [85] J. Goodman, *Laser speckle and related phenomena*, vol. 9, Topics and applied physics, editor J. C. Dainty, Springer-Verlag, Berlin, (1984)
- [86] J. Garnier, *Statistics of hot spots of smoothed laser beams produced by random phase plate revisited*, Phys. Plasmas, **6**, 1601, (1999)
- [87] K. Lewis, *Etude expérimentale et numérique de la distribution d'intensité laser dans un plasma, et de son influence sur la diffusion Brillouin stimulée*, Thèse de l'école Polytechnique, (2008)
- [88] R. Rosch *et al.*, *X-ray imaging with grazing-incidence microscopes developed for the LIL program*, Rev. Sci. Instrum., **78**, 033704, (2007)
- [89] R. Fabbro *et al.*, *Laser-wavelength dependence of mass-ablation rate and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas*, Phys. Rev. A, **26**, 2289, (1982)
- [90] R. A. Burdt *et al.*, *Experimental scaling law for mass ablation rate from a Sn plasma generated by a 1064 nm laser*, Journal of applied physics, **106**, 033310, (2009)
- [91] R. Benattar *et al.*, *MESURE DES GRADIENTS DE DENSITÉ DANS L'INTERACTION LASER-PLASMA*, J. de physique, (1-234), tome 39, (1978)
- [92] J. Denavit and D. W. Phillion, *Laser ionization and heating of gas targets for long-scale-length instability experiments*, Phys. Plasmas, **1**, 1971, (1994)
- [93] S. Depierreux, **D. T. Michel** *et al.*, *Effect of the Laser Wavelength on the Saturated Level of Stimulated Brillouin Scattering*, Phys. Rev. Lett., **103**, 115001, (2009)
- [94] **D. T. Michel**, S. Depierreux *et al.*, *Exploring the Saturation Levels of Stimulated Raman Scattering in the Absolute Regime*, Phys. Rev. Lett., **104**, 255001, (2010)

- [95] S. Depierreux, C. Labaune, **D. T. Michel et al.**, *Laser Smoothing and Imprint Reduction with a Foam Layer in the Multikilojoule Regime*, Phys. Rev. Lett., **102**, 195005, (2009)
- [96] S. Depierreux, *Etude de la saturation de la diffusion Raman stimulée par la décomposition des ondes plasma électroniques*, Thèse de l'école Polytechnique, (2000)
- [97] E. A. Williams et al., *The frequency and damping of ion acoustic waves in hydrocarbon (CH) and two-ion-species plasmas*, Phys. Plasmas, **2**, 129 (1995)
- [98] M. Casanova, *Convenient computational forms for the frequency and damping of electrostatic waves in an unmagnetized plasma*, Laser and Particle Beams, **7**, 165, (1989)
- [99] H. A. Rose and D. F. DuBois, *Laser Hot Spots and the Breakdown of Linear Theory with Application to Stimulated Brillouin Scattering*, Phys. Rev. Lett., **72**, 2883, (1994)
- [100] V. T. Tikhonchuk, C. Labaune, H. A. Baldis, *Modeling of stimulated Brillouin scattering experiment with statistical distribution of speckles*, Phys. Plasmas, **3**, 3777, (1996)
- [101] V. T. Tikhonchuk et al., *Stimulated Brillouin and Raman scattering from a randomized laser beam in large inhomogeneous collisional plasmas. II. Model description and comparison with experiment*, Phys. Plasmas, **8**, 1636, (2001)
- [102] H. A. Baldis et al., *Localization of Stimulated Brillouin Scattering in Random Phase Plate Speckles*, Phys. Rev. Lett., **80**, 1900, (1998)
- [103] P. H. Maire, R. Abgrall, J. Breil, J. Ovardia, *A cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems*, SIAM, *Journal on Scientific Computing*, vol. 29 (2007)
- [104] J. Breil and P. H. Maire, *A cell-centered diffusion scheme on two-dimensional unstructured meshes*, J. Comp. Phys., **224**, 785, (2007)
- [105] Ph. Ballereau, M. Casanova et al., *Simulation of the Paraxial Laser Propagation Coupled with Hydrodynamics in 3D Geometry*, Journal of scientific computing, **33**, 1, (2007)