

Etude expérimentale des effets multi-faisceaux sur l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée

Cedric Neuville

▶ **To cite this version:**

Cedric Neuville. Etude expérimentale des effets multi-faisceaux sur l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. ⟨NNT : 2017SACLX046⟩. ⟨tel-01663091⟩

HAL Id: tel-01663091

https://pastel.hal.science/tel-01663091v1

Submitted on 13 Dec 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.



HAL Authorization

NNT : 2017SACLX046

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay préparée à l'École Polytechnique

École Doctorale n°572
EDOM | Ondes et Matières

Physique des Plasmas

Par

Cédric Neuville

Étude expérimentale des effets multi-faisceaux sur l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée

Thèse présentée et soutenue à l'École Polytechnique, Palaiseau, France, le 16/10/2017.

Composition du Jury :

M. Hüller Stefan	Directeur de Recherche CNRS, CPhT	Président du Jury
M. Dorchies Fabien	Directeur de Recherche CNRS, CELIA	Rapporteur
M. Weber Stefan	Leader of Research Programs, ELI Beamlines	Rapporteur
M. Miquel Jean-Luc	Chef de Projet, CEA/DAM/DIF	Examinateur
Mme Labaune Christine	Directeur de Recherche CNRS, LULI	Directrice de thèse
Mme Depierreux Sylvie	Ingénieur-Chercheur, CEA/DAM/DIF	Encadrante CEA

À Marine, à mes parents,

"Parmi tant de théories vacillantes, d'expériences discutables,
la raison commanderait au fond de ne pas choisir !
Faites donc au mieux allez confrère !"
Parapine, Paris (France), 1923

Table des Matières

Remerciements **11**

Introduction **13**

1 Des plasmas et des ondes **21**
1.1 Plasma et constantes diélectriques 22
1.1.1 Réponse d'un plasma à une perturbation 23
1.1.2 Modes propres d'un plasma 24
1.1.3 Couplage entre une onde transverse et une onde longitudinale 28
1.2 Diffusion Brillouin stimulée 33
1.2.1 Couplage à trois ondes 33
1.2.2 Différents régimes d'instabilité 38
1.2.3 Saturation des instabilités 42
1.3 Croisement de faisceaux laser dans un plasma 47
1.3.1 *Seeding* d'instabilités 48
1.3.2 Transfert d'énergie entre faisceaux croisés 51
1.3.3 Instabilités collectives ou multi-faisceaux 55

2 Etude multi-échelle du transfert d'énergie **61**
2.1 Description des expériences réalisées 62
2.1.1 Dimensionnement des expériences 63
2.1.2 Diagnostics mis en place lors des expériences 69
2.1.3 Caractérisation expérimentale du plasma 79
2.2 Transfert d'énergie à l'échelle macroscopique 84
2.2.1 Taux moyens de transfert d'énergie 84
2.2.2 Modification des profils d'intensité des taches focales 93
2.2.3 Compétition entre différents transferts d'énergie 98
2.3 Transfert d'énergie à l'échelle microscopique 106
2.3.1 Modification de la distribution en intensité des points chauds . 106
2.3.2 Modification de la distribution en polarisation des points chauds 114
2.3.3 Amplification avec une grande dispersion des points chauds . . 120

3 Instabilités Brillouin à plus de trois faisceaux **125**
3.1 OMEGA, une installation aux multiples intérêts 126
3.1.1 Soixante chaines laser utilisables simultanément 126
3.1.2 Diagnostics de lumière diffusée 131
3.1.3 Programme de traitement des données 136

3.2 Étude en géométrie plane et ouverte 141
3.2.1 Géométries d'irradiation et caractérisation du plasma 141
3.2.2 Mise en évidence d'instabilités collectives 148
3.2.3 Impact du lissage temporel sur ces instabilités 155
3.3 Étude en cavité d'attaque indirecte 159
3.3.1 Géométrie d'irradiation et caractérisation du plasma 159
3.3.2 Une amplification observée par diffusion Thomson 164
3.3.3 Des instabilités observées avec les FABS 170

Conclusions et Perspectives **181**

Références Bibliographiques **191**

Publications personnelles **203**

Remerciements

Avant d'entrer dans le vif du sujet, j'aimerais remercier tous les gens qui m'ont permis de mener à bien le travail présenté dans ce manuscrit.

Pour commencer, je tiens à remercier mes deux encadrantes de thèse, Christine et Sylvie. Je les remercie pour les discussions enrichissantes, pour leur aide et leur soutien aussi bien lors de la préparation et la réalisation des expériences que lors de l'analyse et l'interprétation des données.

J'aimerais également remercier les expérimentateurs avec qui j'ai eu le plaisir de travailler tout au long de la thèse. Je remercie Claire pour son aide précieuse lors de la première expérience réalisée sur l'installation LULI2000. Je remercie Kevin pour son aide toute aussi précieuse lors de la seconde expérience sur l'installation LULI2000.

Je tiens aussi à remercier tous les théoriciens et numériciens qui m'ont aidé à comprendre de nombreux phénomènes physiques et à interpréter les données expérimentales. Je remercie Arnaud, Michel, Pascal et Paul-Edouard du CEA pour les réflexions que nous avons partagées tout au long de la thèse. Je remercie Denis et Stefan du CPHT pour m'avoir accordé de leur temps afin de m'aider à comprendre mes données. Je remercie aussi Wojtek avec qui j'ai pu avoir des discussions très riches au début de la thèse.

Une partie de ce travail expérimental n'aurait pas pu être réalisée sans le concours de l'ensemble des équipes techniques du LULI. Je tiens notamment à remercier Aurélien, Édouard, Émilie, Fabien, Franck, Frédéric, Gilles, Johanna, Matthieu, Nicolas, Olivier, Philippe, Sandra, Yoan. Une autre partie de ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide des équipes techniques et des chercheurs du LLE. Je tiens à remercier Joe, Raymond et Wolf.

J'aimerais remercier l'ensemble de mes collègues au CEA pour leur accueil, leur soutien et les échanges que nous avons pus avoir tout au long de la thèse. Je remercie également l'ensemble du personnel du LULI pour leur accueil au début de ma thèse et leur support.

Je tiens tout particulièrement à remercier Marine, mes parents et ma famille pour leur accompagnement et leur soutien tout au long de ces trois années. Je remercie

aussi mes amis, camarades d'École, amis parisiens, compagnons d'entrainement qui m'ont également soutenu et supporté pendant ma thèse.

Enfin, les apports les plus significatifs n'ont pas été scientifiques et ils ne se réduisent pas à des noms dans des remerciements. Je remercie donc tout le monde et surtout ceux que j'ai oubliés dans ces remerciements.

Introduction

Fusion thermonucléaire par confinement inertiel laser

La production d'énergie à grande échelle par la fusion thermonucléaire est un des Graals de la recherche contemporaine. Elle consiste à atteindre des conditions de température et de densité suffisantes pour faire fusionner des atomes légers et produire de l'énergie. La réaction la plus étudiée aujourd'hui est celle de la fusion d'un atome de deutérium, ${}^{2}_{1}\mathrm{D}$, et d'un atome de tritium, ${}^{3}_{1}\mathrm{T}$, deux isotopes de l'hydrogène. Cette réaction présente la plus haute section efficace aux conditions thermodynamiques les plus facilement accessibles. Sa section efficace présente un pic à $5 \times 10^{-24}\mathrm{cm}^2$ pour une température d'environ 10keV, soit 120 millions de kelvins. Ainsi, quel que soit le schéma envisagé, il est nécessaire d'atteindre des températures dantesques similaires à celles présentes au coeur des étoiles. Ces températures ont été atteintes pour la première fois avec les armes thermonucléaires à la fin des années 40.

À partir des années 50, la communauté scientifique a étudié la possibilité de contrôler ces réactions au sein de réacteurs. Aux températures visées, la matière est sous forme de plasma, le quatrième état de la matière. Sous cet état, la matière est partiellement ou totalement ionisée. Elle n'est plus qu'un mélange d'électrons libres et d'ions et ne peut être contenue dans un récipient. Il était donc nécessaire de la confiner, en la faisant léviter, dans des champs électromagnétiques. Ces recherches ont donné naissance à la branche de la fusion par confinement magnétique [Rax11] et aux recherches sur les Tokamaks et les Stellarotors.

Dès le début des années 60, tout juste après les premières démonstrations expérimentales du laser, la communauté scientifique s'est intéressée à cette source d'énergie directionnelle pour chauffer la matière et produire des réactions de fusion. Les premières expériences consistaient simplement à irradier des cibles solides de deutérium ou de lithium deutéré avec un faisceau laser nanoseconde ou picoseconde et à mesurer la quantité de neutrons produits [Basov68, Gobeli69, Floux70]. Ces expériences produisaient des plasmas uniquement pendant la durée d'impulsion du faisceau laser, c'est-à-dire quelques nanosecondes. Ces recherches ont donné naissance à la branche de la fusion par confinement inertiel laser [Dautray93] pour laquelle le confinement du plasma ne dure qu'une fraction de nanosecondes.

Dans ce cas, bien que les réactions de fusion n'aient lieu que pendant des temps très courts, la répétition du processus à des fréquences de l'ordre de 10Hz permettrait le développement de réacteurs. Cette approche de la fusion est également étudiée pour reproduire certains processus physiques se déroulant dans les armes thermonucléaires afin de ne plus recourir à des essais. Cette thèse s'insère dans ce double contexte de recherche.

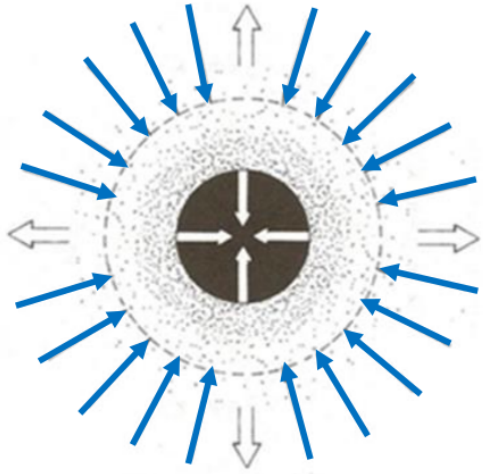


Figure 1 : Illustration de l'irradiation d'une cible sphérique par de nombreux faisceaux laser. Cette figure est extraite de [Dautray93]. Les faisceaux laser ont été recolorés en bleu pour les rendre plus visibles sur cette figure. Les flèches blanches, dirigées vers l'extérieur de la cible, représentent l'expansion du plasma due à l'ablation de la cible par l'irradiation laser. Les fléches blanches, dirigées vers le centre de la cible, représentent l'onde de compression produite par l'ablation de la surface extérieure de la cible.

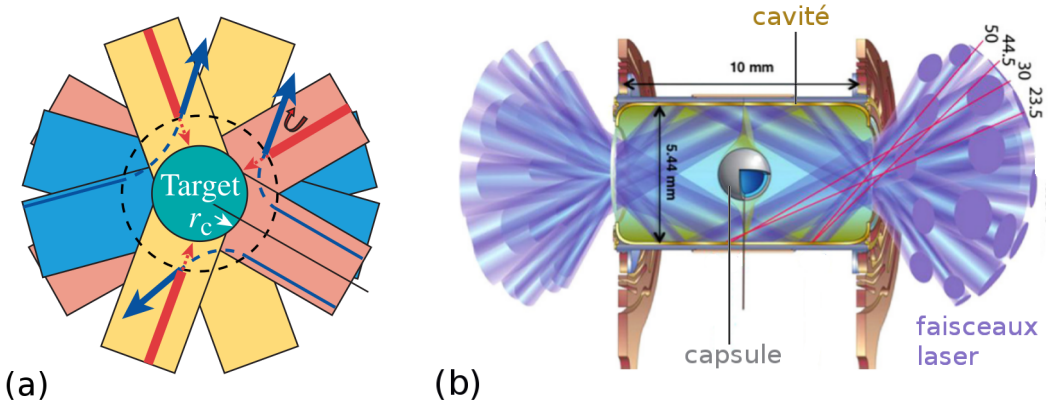


Figure 2 : Illustration des schémas d'attaques (a) directe (figure extraite de [Davis16] sur laquelle tous les faisceaux ne sont pas représentés) et (b) indirecte (figure extraite de [Kirkwood13]). (a) La cible est représentée en vert et les faisceaux en jaune, rouge et bleu.

Importance de la symétrie d'irradiation laser

Rapidement après les premières expériences laser, la nécessité d'utiliser une cible sphérique irradiée symétriquement s'est imposée. Cette géométrie permet non seulement de chauffer la cible avec le rayonnement, mais aussi de la comprimer. La figure 1 illustre cette géométrie. Aujourd'hui, la cible retenue est constituée d'une coquille, généralement de plastique, remplie de combustible [Dautray93]. L'ablation de la surface extérieure de la coquille par l'irradiation laser permet d'accélérer, par conservation de la quantité de mouvement, la partie non ablatée de la coquille vers son centre. La coquille acquiert donc de l'énergie cinétique qui est convertie en énergie interne au maximum de la compression. Ce schéma permettrait de réaliser une combustion thermonucléaire par point chaud. Elle consiste à comprimer la cible selon un chemin thermodynamique donné pour obtenir, en fin de compression, un point chaud central où démarreraient les réactions de fusion. Les atomes d'hélium dégagés par ces réactions chaufferaient à leur tour le combustible environnant "froid" créant une onde de combustion dans l'ensemble du combustible.

Avec ce schéma de compression, les moindres irrégularités sur la surface de la coquille en mouvement s'amplifient par la croissance d'instabilités hydrodynamiques de type Rayleigh-Taylor [Dautray93]. Ces instabilités nuisent à la compression sphérique de la cible et réduisent, par conséquent, la production de réactions de fusion. L'irradiation de coquilles sphériques nécessite non seulement des coquilles avec des irrégularités de surface inférieures à la centaine de nanomètres, mais aussi une irradiation laser uniforme avec $\delta \mathrm{I} < 0.01 \langle \mathrm{I} \rangle$, où $\langle \mathrm{I} \rangle$ est l'intensité laser moyenne sur cible et $\delta \mathrm{I}$ les variations de l'intensité par rapport à cette moyenne. Pour satisfaire ce critère d'uniformité d'irradiation, deux schémas expérimentaux sont à l'étude.

Le premier schéma, étudié jusqu'à présent principalement par la communauté académique, consiste à irradier directement une cible sphérique avec des faisceaux laser, comme la figure 2 (a) l'illustre. Ce shéma est appelé schéma d'attaque directe [Craxton15]. L'irradiation uniforme de la cible entraîne de nombreuses contraintes. Par exemple, le nombre de faisceaux doit être suffisant. Leurs taches focales doivent avoir des diamètres adaptés à celui de la cible, des distributions d'intensité homogènes. Le pointé des faisceaux doit être précis devant la taille des cibles de quelques centaines de micromètres. Toutes ces contraintes ont rendu difficiles les premières expériences employant ce schéma. Cependant, l'amélioration constante des dispositifs laser impacte directement et continument l'efficacité de ce schéma d'irradiation.

Le second schéma, étudié en partie pour la simulation des armes thermonucléaires, consiste à placer la coquille, appelée capsule, dans une cavité, appelée aussi *hohlraum*, faite d'un matériau de numéro atomique élevé, typiquement de l'or. Les faisceaux laser irradient les parois internes de la cavité via des trous prévus à cet effet, généralement aux deux extrémités de la cavité, comme l'illustre la figure 2 (b). Les parois de la cavité absorbent le rayonnement laser, par absorption collisionnelle (absorption par Bremsstrahlung inverse), et le réémettent en rayonnement X proche du rayonnement d'un corps noir. Ce schéma d'irradiation, appelé schéma d'attaque indirecte [Lindl95], permet de lisser les inhomogénéités d'irradiation des faisceaux laser grâce à l'émission diffuse du rayonnement X, mais introduit une étape supplémentaire avant la compression du combustible.

Dans ces deux configurations, les faisceaux laser se propagent dès les premiers instants de l'irradiation à travers des plasmas. Dans le schéma d'attaque directe, la surface extérieure de la cible est ablatée produisant un plasma en détente dans lequel les faisceaux laser se propagent. Dans le schéma d'attaque indirecte, la cavité est généralement remplie de gaz pour éviter que ses parois ne se détendent trop rapidement et ne la bouchent. Les trous d'entrée laser de la cavité sont fermés par des fenêtres pour conserver le gaz. Les faisceaux laser se propagent donc dans un plasma produit par l'irradiation des fenêtres, par l'ionisation du gaz et par l'irradiation des parois de la cavité. Ainsi, quel que soit le schéma d'irradiation, il est essentiel de comprendre la propagation des faisceaux laser dans les plasmas afin de prévoir les perturbations que cette propagation peut induire sur l'irradiation de la cible sphérique ou des parois de la cavité.

Redistribution de l'irradiation laser par le croisement des faisceaux

Quand un faisceau laser se propage dans un plasma, il peut se coupler aux modes propres longitudinaux basse- et haute-fréquence du plasma, à savoir les ondes acoustiques ioniques et les ondes plasmas électroniques respectivement, et diffuser des ondes électromagnétiques. Si l'onde incidente est suffisamment intense et si des conditions de résonance entre l'onde électromagnétique incidente, l'onde électromagnétique diffusée et l'onde plasma sont remplies, la diffusion peut contenir une fraction non négligeable de l'énergie incidente [Forslund75,Kruer88,Dautray93]. On parle alors d'instabilité de diffusion Raman (respectivement Brillouin) stimulée quand l'onde plasma est une onde plasma électronique (respectivement une onde acoustique ionique). Ces instabilités diffusent principalement l'énergie laser vers l'arrière (rétrodiffusion) ou vers l'avant (antédiffusion). Dans le premier cas, le plasma réfléchit une partie du faisceau laser. Dans le second, le plasma modifie la longueur d'onde et éventuellement la direction d'une fraction du faisceau. Ces processus de diffusion ont été très étudiés depuis la fin des années 70 à partir de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma. Cependant, la propagation simultanée de nombreux faisceaux laser dans les plasmas modifie profondément la croissance et la direction de diffusion de ces instabilités.

Une première modification possible de ces instabilités de diffusion est la croissance des instabilités d'un faisceau à partir de bruits non thermiques du plasma. Usuellement une instabilité de diffusion croît à partir de l'émission spontanée ou des fluctuations de densité thermiques du plasma. Mais, si un premier faisceau augmente les niveaux de bruit du plasma, les instabilités d'un second faisceau peuvent croître à partir de ces bruits supérieurs et le diffuser dans des directions obliques inattendues. On parle alors de *seeding* ou germination d'instabilités. La figure 3 (a) illustre le *seeding* par une onde électromagnétique.

Une seconde modification éventuelle est la diffusion de faisceaux laser dans la direction d'autres faisceaux. En effet, quand deux faisceaux laser de fréquences voisines se croisent, ils interfèrent et génèrent une perturbation de densité par l'inhomogénéité du champ électrique. Si cette perturbation coïncide avec une onde acoustique ionique du plasma, l'un des faisceaux va se diffuser sur la perturbation dans la direction du second faisceau. Cet effet, appelé le transfert d'énergie entre faisceaux croisés (*cross(ed)-beam energy transfer* ou CBET en anglais) est illustré

sur la figure 3 (b).

Enfin, une troisième modification possible est l'amplification collective par deux faisceaux ou plus d'une même onde plasma ou d'une même onde électromagnétique par des instabilités de diffusion stimulée. Pour ce faire, les faisceaux doivent se répartir selon un cône dont l'axe est orienté par l'onde amplifiée collectivement. Quelle que soit l'onde partagée, ces instabilités peuvent diffuser des fractions plus importantes de l'énergie incidente dans des directions inhabituelles. La figure 3 (c) représente une instabilité collective dans le cas particulier où une onde acoustique ionique est partagée par deux faisceaux. Dans le cas particulier où les deux faisceaux et l'onde acoustique ionique se propagent dans un même plan, la diffusion de chacun des faisceaux se fait dans la direction de rétrodiffusion de l'autre faisceau.

Une approche simple pour prévoir la dominance de l'un des processus est de calculer l'amplitude des fluctuations de densité attendue. En première approximation, l'amplitude de l'onde plasma est proportionnelle au produit des amplitudes des ondes électromagnétiques incidente et diffusée, $a_2 = \beta a_0.a_1$ où β est un coefficient de couplage, a_0, a_1 et a_2 sont les amplitudes normalisées des ondes électromagnétique incidente, électromagnétique diffusée et plasma respectivement. Pour une instabilité usuelle mono-faisceau, $a_0 \sim 1$ et $a_1 \sim 0.1$, d'où $a_2 \sim 0.1\beta$. À la résonance du transfert d'énergie, $a_0 \sim 1$ et $a_1 \sim 1$, d'où $a_2 \sim \beta$. Pour une instabilité à onde plasma collective à N faisceaux, $a_{0b} \sim 1$ et $a_{1b} \sim 0.1$ où l'indice b indique chaque faisceau, d'où $a_2 = \beta \sum_b a_{0b}.a_{1b} \sim 0.1N\beta$. Cette approche montre que le transfert d'énergie entre faisceaux croisés est important dès que deux faisceaux laser se croisent, alors qu'il faut croiser de nombreux faisceaux pour produire significativement des instabilités collectives.

Etude du croisement de faisceaux laser depuis les années 90

Dès les années 90 et le dimensionnement d'installations laser disposant d'un grand nombre de faisceaux, la communauté scientifique s'est demandée quels processus domineraient la modification des instabilités.

Le *seeding* a été étudié dès les années 80 sur des installations laser mono-faisceau en utilisant la réflexion d'ondes électromagnétiques sur la densité critique des plasmas [Koch84] ou en utilisant la propagation des ondes plasmas [Villeneuve88]. Les premières installations multi-faisceaux, comme l'installation Nova (*Lawrence Livermore National Laboratory*, Livermore, États-Unis), ont permis d'étudier le *seeding* dans des configurations plus proches des expériences de fusion multi-faisceaux [Fernandez98]. Enfin, les premières campagnes sur l'installation laser NIF (*National Ignition Facility*, *Lawrence Livermore National Laboratory*, Livermore, États-Unis) ont mis en évidence l'importance de ce phénomène pour la diffusion d'ondes électromagnétiques dans une cavité d'attaque indirecte [Turnbull15].

Le transfert d'énergie entre faisceaux croisés, quant à lui, a pu être étudié dès les années 90 grâce à des installations disposant d'au moins deux faisceaux laser comme les installations Nova et Six-Faisceaux (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau, France). La figure 4 récapitule les nombreux travaux théoriques et expérimentaux réalisés depuis la prédiction du transfert d'énergie. Cependant, de nombreuses propriétés du transfert d'énergie restent à étudier, comme son régime transitoire, les modifications fines des distributions d'intensité des faisceaux laser,

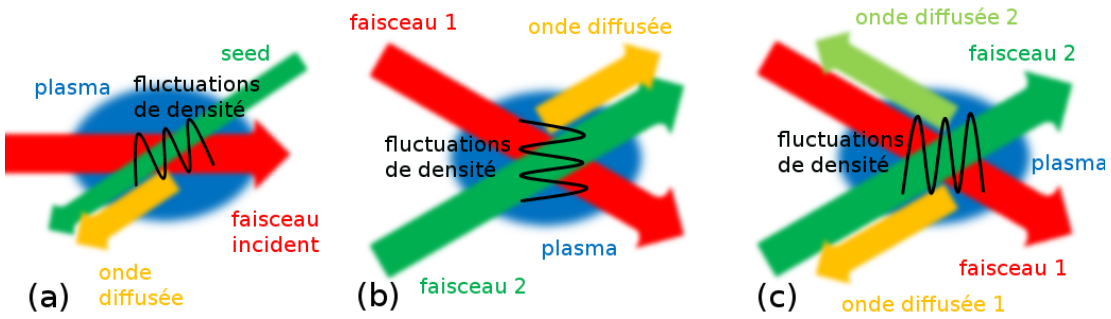


Figure 3 : (a) Illustration du *seeding* d'une instabilité de diffusion par une onde électromagnétique appelée le *seed* ou germe. (b) Illustration du transfert d'énergie entre faisceaux croisés. (c) Illustration d'une instabilité dite collective ou multi-faisceaux à onde acoustique ionique collective.

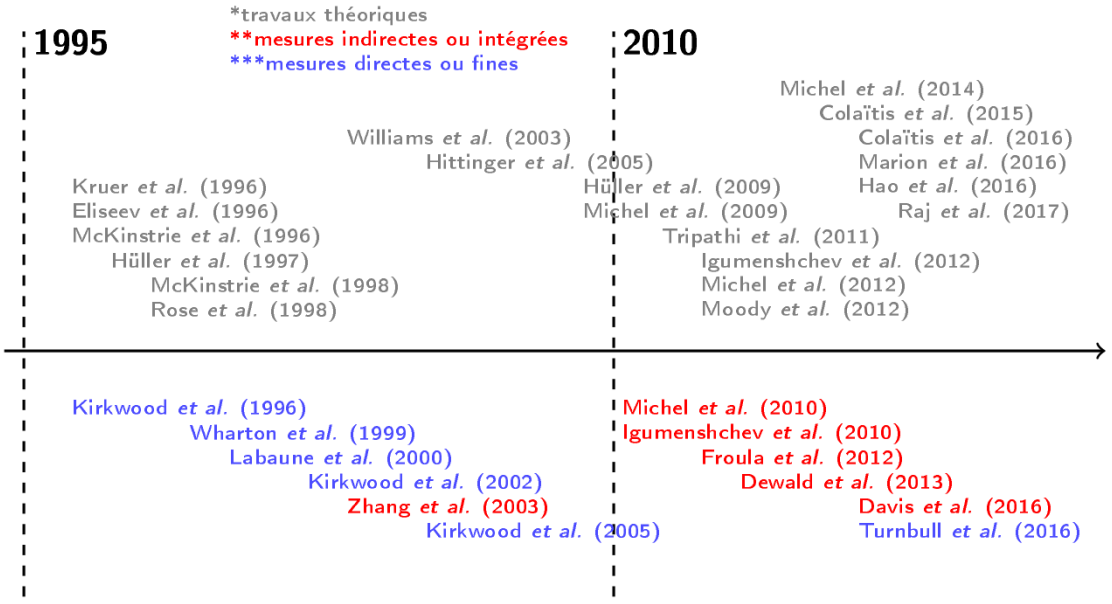


Figure 4 : Ensemble des travaux théoriques et expérimentaux ayant été publiés sur le transfert d'énergie entre faisceaux croisés entre 1995 et 2017. Cette chronologie inclut les nouveaux travaux publiés sur le sujet au cours de la thèse, mais pas nos travaux publiés sur le sujet.

la superposition de plus de deux faisceaux. Les développements récents de codes pour simuler les expériences mégajoule ont besoin d'études plus détaillées de ces propriétés pour comprendre leurs impacts sur les simulations numériques et les écarts persistants avec les observations expérimentales.

Enfin, malgré leur prédiction théorique dès 1992 [DuBois92, Rose92], les instabilités collectives nécessitaient le croisement de nombreux faisceaux laser pour les étudier. Mise à part une expérience à deux faisceaux dans les années 90 [Baldis96], elles n'ont pu être étudiées expérimentalement qu'à partir des années 2000 [Seka02, Stoeckl03] avec la mise en service des soixante faisceaux laser de l'installation OMEGA (*Laboratory for Laser Energetics*, Rochester, États-Unis). Depuis 2010 et le lancement de l'installation NIF et de ses cent quatre-vingt douze faisceaux laser, il y a également eu un regain d'intérêt pour les instabilités collectives, aussi bien en attaque directe qu'en attaque indirecte, pour comprendre les observations expérimentales les plus récentes sur les expériences de fusion.

Organisation de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte scientifique. Elle est dédiée, plus spécifiquement, à l'étude de la modification de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée en présence de plusieurs faisceaux laser dans des plasmas ou plutôt à la modification du couplage des faisceaux laser avec les ondes acoustiques ioniques quand des faisceaux se propagent simultanément dans des plasmas. Deux types d'installation laser, l'une disposant de trois faisceaux (LULI2000 au Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intense à l'École Polytechnique, Palaiseau, France) et l'autre disposant de soixante faisceaux (OMEGA au *Laboratory for Laser Energetics* à Rochester, État de New-York, États-Unis d'Amérique), ont été utilisées.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation de deux à trois faisceaux laser suffit pour s'intéresser au transfert d'énergie tout en minimisant le niveau des instabilités collectives. L'installation LULI2000 nous a donc permis d'étudier des propriétés fines du transfert d'énergie. Grâce à la flexibilité de l'installation, nous avons pu installer et utiliser des diagnostics dédiés à l'étude du transfert d'énergie. Pour étudier les instabilités collectives, il est nécessaire d'utiliser plus de trois faisceaux laser afin d'obtenir des instabilités d'un niveau significatif par rapport aux instabilités de rétrodiffusion mono-faisceau. L'installation OMEGA était donc toute désignée pour s'intéresser aux instabilités collectives. La disponibilité de soixante faisceaux laser nous a permis d'étudier de nombreuses configurations laser de dix à quarante faisceaux, aussi bien dans des plasmas plans en géométrie ouverte que lors d'expériences de fusion en attaque indirecte.

Cette thèse s'articule autour de trois chapitres. Le premier chapitre détaille la description mathématique d'un plasma et d'une instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Il présente également une vue plus détaillée des modifications du couplage entre les faisceaux laser et les ondes acoustiques ioniques quand plusieurs faisceaux laser se propagent dans des plasmas. Le deuxième chapitre présente, quant à lui, l'étude du transfert d'énergie entre faisceaux croisés réalisée sur l'installation LULI2000. Enfin, le troisième chapitre décrit nos études sur les instabilités collectives aussi bien dans des plasmas plans en géométrie ouverte que dans des cavités d'attaque indirecte.

Dans cette thèse expérimentale, nous avons essayé, autant que faire se peut, de détailler plutôt l'origine des phénomènes physiques que les développements des modèles mathématiques. Ces développements sont disponibles dans les références citées au fur et à mesure de la thèse. Le premier chapitre comprend l'essentiel des travaux théoriques nécessaires pour comprendre les résultats de la thèse. Cependant, des rappels théoriques sont effectués dans les deuxième et troisième chapitres dès qu'ils sont nécessaires à la bonne compréhension des observations expérimentales.

Nous vous souhaitons une bonne lecture. Puisse-t-elle vous satisfaire en vous apportant ce que vous recherchiez.

Chapitre 1

Des plasmas et des ondes

Dans ce chapitre, nous nous attachons à décrire ce qu'est un plasma et comment il peut être modélisé avec sa constante diélectrique. Nous explicitons également ce que sont les instabilités de diffusion Brillouin stimulée et comment elles peuvent être caractérisées par leur gain. Enfin, nous présentons un état de l'art sur les études du croisement de faisceaux laser en milieu plasma et son impact sur les instabilités Brillouin.

1.1 Plasma et constantes diélectriques

Un plasma est un milieu composé d'électrons libres et d'ions. Il est produit en ionisant partiellement ou complètement l'ensemble des atomes d'un milieu matériel. Les électrons et les ions intéragissent alors collectivement les uns avec les autres via des interactions de type électromagnétique. Un plasma peut être décrit de deux façons : avec une description fluide ou avec une description particulaire.

La description fluide consiste à considérer l'ensemble des électrons et des ions comme deux fluides. L'ensemble des électrons peut être considéré comme un fluide de charge e^-, de densité n_e, appelée la densité électronique, et de température T_e, appelée la température électronique. L'ensemble des ions, quant à lui, peut être considéré comme un fluide de charge $Z_m e$ où Z_m est la charge moyenne des ions dans le plasma, de densité n_i, appelée la densité ionique et valant n_e/Z_m pour assurer la neutralité globale du plasma, et de température T_i, appelée la température ionique. Le plasma peut alors être décrit par des équations fluides.

La description particulaire, dite également cinétique, consiste à décrire le plasma à l'aide de la physique statistique. Les électrons sont un ensemble de particules défini par leur fonction de distribution électronique f_e, fonction des variables espace et vitesse, dont la dépendance en vitesse tend à l'équilibre thermodynamique vers une maxwellienne de valeur moyenne n_e et de déviation la vitesse thermique électronique $v_{the} = (\frac{k_B T_e}{m_e})^{\frac{1}{2}}$ où k_B est la constante de Boltzman et m_e la masse d'un électron. Chaque espèce ionique, notée s, est caractérisée par sa fonction de distribution f_s dont la dépendance en vitesse tend à l'équilibre thermodynamique vers une maxwellienne de valeur moyenne n_s, avec $n_e = \sum_s Z_s n_s$ où Z_s est la charge de l'espèce ionique s, et de déviation la vitesse ionique de l'espèce s $v_{ths} = (\frac{k_B T_s}{m_s})^{\frac{1}{2}}$ où T_s est la température ionique de l'espèce s et $m_s = A_s m_p$ sa masse avec A_s sa masse atomique et m_p la masse moyenne d'un nucléon.

On peut montrer que la description particulaire contient les équations fluides du plasma. Ces dernières permettent de modéliser les processus hydrodynamiques du plasma, comme son expansion, mais ne permettent pas d'accéder à des propriétés, dites cinétiques, plus fines dues à l'aspect particulaire du plasma, comme l'amortissement Landau des ondes plasmas [Landau46, Dautray93, Mora13]. Dans la suite de la thèse, nous avons choisi de présenter uniquement la description particulaire d'un plasma pour calculer ses grandeurs caractéristiques, telles que sa constante et ses susceptibilités diélectriques. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous présenterons la description cinétique du plasma. Nous aborderons ensuite l'existence de modes propres dans un plasma. Enfin, nous terminerons cette section en décrivant le couplage de deux modes propres via la description cinétique du plasma. Nous tenons à préciser que nous avons fait le choix dans cette thèse de présenter les développements théoriques sans refaire les calculs mais en expliquant les différentes étapes des développements. Tous ces développements théoriques sont détaillés dans les références citées.

1.1.1 Réponse d'un plasma à une perturbation

Équation de Vlasov

Les évolutions des fonctions de distributions des électrons et des différentes espèces ioniques sont régies par l'équation de Vlasov. Détaillons comment établir cette équation [Mora13, Hutchinson03].

En faisant un bilan sur le nombre de particules entrant et sortant d'un volume élémentaire de l'espace des phases au point $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$, il est possible d'établier l'équation dite de Boltzman :

$$\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathrm{t}} + \mathbf{v}.\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{a}.\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathbf{v}} = (\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathrm{t}})_{\mathrm{collisions}} \tag{1.1.1}$$

où $\mathrm{f_s}$ est la fonction de distribution de l'espèce s, électrons ou ions indifféremment, et $\mathbf{a} = \partial_\mathrm{t}\mathbf{v}$. $(\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathrm{t}})_{\mathrm{collisions}}$ est, quant à lui, un terme dit *de collision*. Il contient les effets de corrélation entre les particules.

Considérons que les particules sont soumises à des champs électrique et magnétique, notés $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$. On suppose que le champ électrique est un champ électrique moyen. Il ne contient pas les fines variations spatiales dues à la superposition des champs électriques individuels de chacune des particules. Ces fines variations spatiales sont les effets de corrélation entre les particules et sont contenues dans le terme $(\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathrm{t}})_{\mathrm{collisions}}$ que l'on négligera. C'est l'approximation de Vlasov. Chaque particule n'est alors soumise qu'à la force de Lorentz, s'écrivant $\mathrm{q_s}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$ où $\mathrm{q_s}$ est la charge de la particule considérée et $\mathbf{v}$ sa vitesse.

En remplaçant l'accélération dans l'équation de Boltzman par son expression en fonction de la force de Lorentz, on aboutit à l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathrm{t}} + \mathbf{v}.\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathrm{q_s}}{\mathrm{m_s}}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}).\frac{\partial \mathrm{f_s}}{\partial \mathbf{v}} = 0 \tag{1.1.2}$$

où $\mathrm{m_s}$ est la masse des particules considérées.

Susceptibilités diélectriques

Soient un état d'équilibre défini par $\mathbf{E} = \mathbf{B} = \mathbf{0}$ et la fonction de distribution à l'équilibre $\mathrm{f_{s,0}}$. Considérons une petite perturbation de cet équilibre par une onde de fréquence ω et de vecteur d'onde $\mathbf{k}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathrm{t}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\mathbf{k}.\mathbf{x} - \omega \mathrm{t})} \tag{1.1.3}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, \mathrm{t}) = \mathbf{B}_1(\mathbf{k}, \omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\mathbf{k}.\mathbf{x} - \omega \mathrm{t})} \tag{1.1.4}$$

où $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{B}_1$ sont les amplitudes des champs électrique et magnétique considérés. On peut étudier l'impact de cette perturbation sur la fonction de distribution $\mathrm{f_s}$ en la linéarisant autour de l'état d'équilibre défini par $\mathrm{f_{s,0}}$:

$$\mathrm{f_s}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathrm{t}) = \mathrm{f_{s,0}}(\mathbf{v}) + \mathrm{f_{s,1}}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\mathbf{k}.\mathbf{x} - \omega \mathrm{t})} \tag{1.1.5}$$

où $\mathrm{f_{s,1}}$ est la perturbation de la fonction de distribution associée aux champs électrique et magnétique précédents.

En utilisant ces expressions dans l'équation de Vlasov et en n'oubliant pas que $f_{s,0}$ vérifie l'équation de Vlasov pour $\mathbf{E} = \mathbf{B} = \mathbf{0}$, on aboutit à l'expression de $f_{s,1}$:

$$f_{s,1}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) = \frac{q_s}{m_s} \frac{\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega).(\partial f_{s,0}/\partial \mathbf{v})}{i(\omega - \mathbf{k}.\mathbf{v})} \tag{1.1.6}$$

Ainsi, la densité de courant induit par la petite perturbation, notée $\mathbf{j}_1 = \sum_s \mathbf{j}_{s,1}$ avec $\mathbf{j}_{s,1}$ la densité de courant induit pour chaque espèce s, électrons et ions compris, s'écrit :

$$\mathbf{j}_1(\mathbf{k}, \omega) = \sum_s q_s \int \mathbf{v} f_{s,1}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) d^3v = \sum_s \frac{q_s^2}{im_s} \int \frac{\mathbf{v}(\partial f_{s,0}/\partial \mathbf{v})}{\omega - \mathbf{k}.\mathbf{v}} d^3v.\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega) \tag{1.1.7}$$

Par définition de la théorie de la réponse linéaire [Mora13], $\mathbf{j}_1$ et $\mathbf{E}_1$ sont reliés par les susceptibilités diélectriques des espèces chargées, notées χ_s, selon la relation $\mathbf{j}_1(\mathbf{k}, \omega) = -i\epsilon_0 \omega \sum_s \chi_s(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega)$ où ϵ_0 est la permittivité du vide. Dans le cas général, ces susceptibilités sont des tenseurs avec neuf coefficients indépendants. Dans le cas de plasmas non magnétisés, cas auquel nous nous restreindrons, le plasma est isotrope et ces susceptibilités sont des tenseurs diagonaux, dont l'expression des termes diagonaux est la même. Ils s'écrivent :

$$\chi_s(\mathbf{k}, \omega) = \frac{q_s^2}{\epsilon_0 m_s k} \int \frac{\partial f_{s,0}/\partial v_\alpha}{\omega - k v_\alpha} d^3v \tag{1.1.8}$$

où α indique la direction du repère cartésien selon laquelle est orientée $\mathbf{k}$.

Ainsi, la réponse d'un plasma à une perturbation peut être étudiée en s'intéressant aux susceptibilités diélectriques des différentes espèces chargées en présence [Mora13, Hutchinson03]. Ces susceptibilités sont la base de nombreux calculs numériques. Comme nous le verrons par la suite, elles permettent de calculer les spectres de la lumière diffusée par diffusion Thomson, de déterminer la constante de couplage du transfert d'énergie etc. uniquement à partir des conditions hydrodynamiques du plasma.

1.1.2 Modes propres d'un plasma

Existence de modes propres

Intéressons-nous à présent à l'existence de modes propres dans un plasma [Mora13, Hutchinson03]. En considérant les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère, on peut écrire :

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla.\mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = 0 \tag{1.1.9}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et μ_0 la perméabilité du vide, $\mathbf{E}$ le champ électrique associé à une onde électromagnétique se propageant dans le plasma et $\mathbf{j}$ la densité de courant associée.

En supposant que $\mathbf{E}$ et $\mathbf{j}$ se mettent sous la forme $\mathbf{E}(\mathbf{x},\mathrm{t}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{k},\omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\mathbf{k}.\mathbf{x}-\omega\mathrm{t})}$ et $\mathbf{j}(\mathbf{x},\mathrm{t}) = \mathbf{j}_1(\mathbf{k},\omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\mathbf{k}.\mathbf{x}-\omega\mathrm{t})}$, en utilisant $\mathbf{j}_1(\mathbf{k},\omega) = -\mathrm{i}\epsilon_0\omega\sum_\mathrm{s}\chi_\mathrm{s}(\mathbf{k},\omega)\mathbf{E}_1(\mathbf{k},\omega)$ et en considérant que $\mathbf{k}$ est dirigé suivant l'axe (Oz) du repère cartésien, on aboutit au système d'équations :

$$[-\mathrm{k}^2 + \frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}(1 + \sum_\mathrm{s}\chi_\mathrm{s}(\mathbf{k},\omega))]\mathrm{E}_{1,\mathrm{x}}(\mathbf{k},\omega) = 0 \tag{1.1.10}$$

$$[-\mathrm{k}^2 + \frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}(1 + \sum_\mathrm{s}\chi_\mathrm{s}(\mathbf{k},\omega))]\mathrm{E}_{1,\mathrm{y}}(\mathbf{k},\omega) = 0 \tag{1.1.11}$$

$$\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}(1 + \sum_\mathrm{s}\chi_\mathrm{s}(\mathbf{k},\omega))\mathrm{E}_{1,\mathrm{z}}(\mathbf{k},\omega) = 0 \tag{1.1.12}$$

où $1 + \sum_\mathrm{s}\chi_\mathrm{s}$, notée généralement ϵ, est la constante diélectrique du plasma, et x, y et z sont les trois axes du repère cartésien.

Ces trois équations permettent de montrer qu'une onde de pulsation ω et de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ existera dans un plasma si et seulement si $-\mathrm{c}^2\frac{\mathrm{k}^2}{\omega^2} + \epsilon(\mathbf{k},\omega) = 0$ ou $\epsilon(\mathbf{k},\omega) = 0$. Dans le premier cas, on aura $\mathrm{E}_{1,\mathrm{z}}(\mathbf{k},\omega) = 0$, c'est-à-dire que le champ électrique de l'onde sera orthogonal à son vecteur d'onde. Cette onde sera transverse comme une onde électromagnétique usuelle se propageant dans un milieu d'indice optique $\mathrm{n} = \sqrt{\epsilon}$. Le second cas implique $\mathrm{E}_{1,\mathrm{x}}(\mathbf{k},\omega) = 0$ et $\mathrm{E}_{1,\mathrm{y}}(\mathbf{k},\omega) = 0$. Le champ électrique de l'onde sera donc selon son vecteur d'onde. Cette onde sera une onde longitudinale.

Ainsi, deux types d'onde peuvent exister dans un plasma : des ondes transverses de relation de dispersion $\epsilon(\mathbf{k},\omega) = \mathrm{c}^2\frac{\mathrm{k}^2}{\omega^2}$ et des ondes longitudinales de relation de dispersion $\epsilon(\mathbf{k},\omega) = 0$. On parle de modes propres du plasma.

Étude des relations de dispersion

Etudions à présent plus en détail ces différents modes propres. Pour cela, commençons par exprimer les susceptibilités électronique et ioniques.

Il est possible de calculer les susceptibilités par différents moyens : soit en utilisant une description fluide du plasma et en exprimant la loi d'Ohm en fonction des grandeurs caractéristiques du plasma [Mora13], soit en utilisant l'expression présentée précédemment intégrée selon un contour de Landau et en utilisant des développements limités [Mora13], soit en utilisant la méthode présentée dans [Ichimaru95] et en les calculant numériquement. Nous avons choisi ici de présenter la troisième méthode, car ces calculs numériques de susceptibilités nous permettront par la suite de caractériser expérimentalement des plasmas en interpolant des spectres de diffusion Thomson. Un autre intérêt de cette méthode est de permettre de déterminer numériquement les couples $(\mathbf{k},\omega)$ des modes propres de plasmas multi-espèces, c'est-à-dire contenant différentes espèces ioniques, comme c'est généralement le cas expérimentalement.

Considérons des fonctions de distribution maxwelliennes à l'équilibre, c'est-à-dire s'exprimant $\mathrm{f}_{\mathrm{s},0}(\mathbf{v}) = \mathrm{n}_\mathrm{s}(\frac{\mathrm{m}_\mathrm{s}}{2\pi\mathrm{k}_\mathrm{B}\mathrm{T}_\mathrm{s}})^{\frac{3}{2}}\exp(-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{m}_\mathrm{s}}{\mathrm{k}_\mathrm{B}\mathrm{T}_\mathrm{s}}|\mathbf{v}|^2)$. Dans ce cas, les susceptiblités s'écrivent :

$$\chi_\mathrm{s}(\mathbf{k},\omega) = \frac{\mathrm{n}_\mathrm{s}\mathrm{q}_\mathrm{s}^2}{\epsilon_0\mathrm{k}_\mathrm{B}\mathrm{T}_\mathrm{s}\mathrm{k}^2}\mathrm{W}(\frac{\omega}{\mathrm{k}}\sqrt{\frac{\mathrm{m}_\mathrm{s}}{\mathrm{k}_\mathrm{B}\mathrm{T}_\mathrm{s}}}) \tag{1.1.13}$$

où W est la fonction définie par :

$$\begin{aligned} W(Z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \lim_{\eta \to 0} \int \frac{x}{x - Z - i\eta} \exp(-\frac{x^2}{2}) dx \\ &= 1 - Z\exp(-\frac{Z^2}{2}) \int_0^Z \exp(-\frac{y^2}{2}) dy + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} Z\exp(-\frac{Z^2}{2}) \end{aligned} \quad (1.1.14)$$

La fonction W s'évalue numériquement en utilisant la fonction erf complexe de n'importe quel language de programmation.

Calculons $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction du couple (k, ω) afin d'étudier les modes longitudinaux. Numériquement, ne pouvant mailler suffisamment finement l'espace des couples (k, ω), nous recherchons seulement l'ensemble des couples minimisant $\log_{10}|\epsilon|$. La figure 1.1 illustre ce calcul pour un plasma de mylar ($C_{10}H_8O_4$) de densité électronique $n_e = 0.05 n_c$ où n_c est la densité critique du plasma à 526.5nm, densité au-dessus de laquelle les ondes électromagnétiques de longueur d'onde 526.5nm ne peuvent plus se propager dans le plasma, de température électronique $T_e = 1.0$ keV et de température ionique $T_i = 0.5$ keV. La même température ionique a été supposée pour toutes les espèces ioniques. Ces conditions hydrodynamiques du plasma sont typiquement celles que nous avons obtenues lors des expériences sur l'installation LULI2000. Sur la figure 1.1 (a), le calcul a été fait dans le régime dit *basse fréquence*, c'est-à-dire à des fréquences de l'ordre de 10^{13} s^{-1}. La relation de dispersion ainsi obtenue caractérisera le mode appelé onde acoustique ionique dû au mouvement collectif des ions et des électrons. Sur la figure 1.1 (b), le calcul a été fait dans le régime dit *haute fréquence*, c'est-à-dire à des fréquences de l'ordre de 10^{15} s^{-1}. Cette relation de dispersion caractérisera, quant à elle, le mode appelé onde plasma électronique dû au mouvement collectif des électrons seulement.

Dans les deux cas, les minimums suivent plutôt bien les relations de dispersion dérivées avec des méthodes analytiques, à savoir $\omega = c_s k$ et $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{the}^2 k^2$ pour les ondes acoustiques ioniques et plasmas électroniques respectivement, où $c_s = c\sqrt{(Z_m T_e + 3T_i)/A_m m_p c^2}$ est la vitesse acoustique ionique moyenne avec A_m la masse atomique moyenne des ions du plasma, $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2/\epsilon_0 m_e}$ la pulsation plasma électronique avec e la charge élémentaire. De légères différences apparaissent néanmoins. Elles sont essentiellement dues aux relations linéaires retenues pour les relations de dispersion. D'autres expressions analytiques permettent de prendre en compte des ordres supérieurs en k et k^{-1}. Dans le cas du mode basse fréquence, une erreur est également introduite en calculant une vitesse acoustique ionique à partir des charge et masse atomique moyennes du plasma.

Etudions à présent les modes transversaux en calculant $\log_{10}|\omega^2\epsilon - c^2k^2|$ en fonction du couple (k, ω). La figure 1.2 illustre ce calcul pour le même plasma que celui considéré précédemment. Les minimums sont en très bon accord avec la relation de dispersion dérivée analytiquement, à savoir $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2k^2$.

Nous avons souhaité détailler ces calculs car ils nous ont permis de vérifier les calculs de susceptibilités avant de les appliquer à des cas plus complexes.

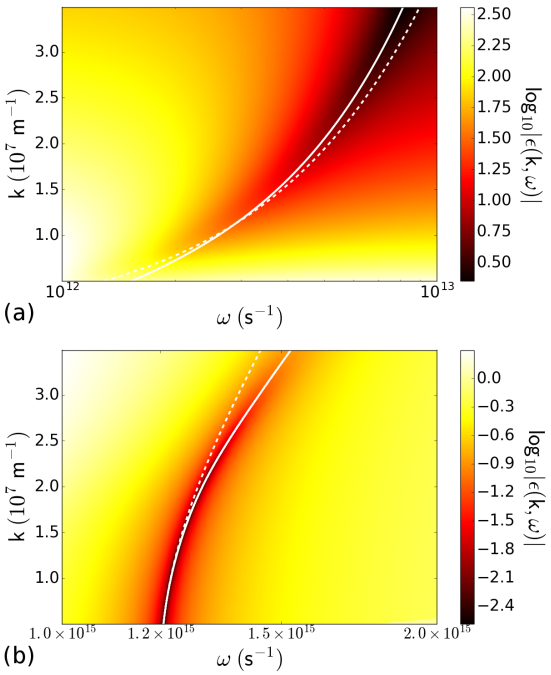


FIGURE 1.1 : Calcul de $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction du couple (k, ω) pour un plasma de mylar complètement ionisé avec $n_e = 0.05 n_c$, $T_e = 1.0$ keV et $T_i = 0.5$ keV : (a) pour des fréquences de l'ordre de 10^{13} s^{-1} et (b) pour des fréquences de l'ordre de 10^{15} s^{-1}. Les lignes blanches continues représentent les minima calculés tandis que les lignes blanches en pointillés représentent les relations de dispersion attendues selon les calculs analytiques.

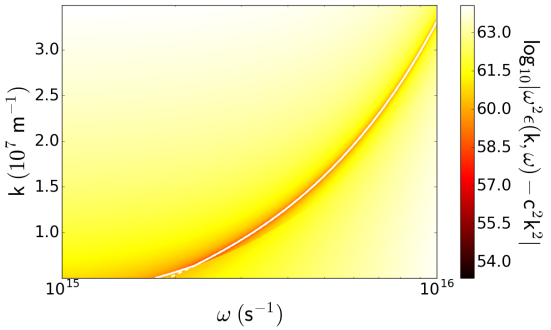


FIGURE 1.2 : Calcul de $\log_{10}|\omega^2\epsilon - c^2k^2|$ en fonction du couple (k, ω) pour un plasma de mylar complètement ionisé avec $n_e = 0.05 n_c$, $T_e = 1.0$ keV et $T_i = 0.5$ keV. La ligne blanche continue représente les minima calculés tandis que la ligne blanche en pointillés représente la relation de dispersion attendue selon les calculs analytiques. Ces deux lignes se superposent quelle que soit la valeur de (k, ω), excepté pour les petites valeurs de k. Cette erreur est numérique. Notre calcul n'a simplement pas été réalisé suffisamment finement pour voir la superposition des deux courbes pour les petites valeurs de k.

1.1.3 Couplage entre une onde transverse et une onde longitudinale

Diffusion Thomson

Commençons par présenter la diffusion d'une onde électromagnétique par un ensemble de particules chargées [Sheffield75]. Ce problème revient à étudier la diffusion produite par un ensemble de dipôles oscillants. Dans l'ensemble de cette partie, nous étudierons seulement des particules non relativistes, c'est-à-dire dont les vitesses sont petites devant la vitesse de la lumière, soumise à un champ électrique incident de la forme $\mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}_0.\mathbf{r}-\omega_0 t)}$ où $\mathbf{E}_0$ est l'amplitude du champ électrique incident, $\mathbf{k}_0$ et ω_0 son vecteur d'onde et sa pulsation respectivement, $\mathbf{r}$ et t les variables d'espace et de temps respectivement. Cette approximation est valable tant que $I_0[\mathrm{W.cm^{-2}}] \times \lambda_0[\mu\mathrm{m}]^2 \ll 10^{18}\mathrm{W.cm^{-2}}.\mu\mathrm{m}^2$, où I_0 est l'intensité du champ électrique et λ_0 sa longueur d'onde. Cette relation sera toujours vérifiée dans nos expériences.

En considérant l'équation 1.1.9, on peut montrer que toute particule chargée en accélération (ou décélération) produit une densité de courant et émet une onde électromagnétique, que nous noterons $\mathbf{E}_{\mathrm{diff}}$. Dans notre cas, cette accélération (ou décélération) est due à la force de Lorentz se réduisant dans l'approximation de particules non relativistes et d'un champ électrique pas trop intense à l'action du champ électrique incident. En tenant compte du retard entre le point d'émission et le point d'observation, on peut exprimer la distribution spectrale de l'onde diffusée par la particule sous l'action du champ électrique sous la forme :

$$\mathbf{E}_{\mathrm{diff}}(\mathbf{r}', \omega_1) = \alpha \frac{e^{ik_1|\mathbf{x}|}}{|\mathbf{x}|} \int [\mathbf{E}_0] e^{i[(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}_1).\mathbf{r}+(\omega_0-\omega_1-(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}_1).\mathbf{v})t']} dt' \qquad (1.1.15)$$

où $\alpha = \frac{q^2}{8\pi^2\epsilon_0 mc^2}$ est une constante, $\mathbf{r}'$ la position du point d'observation, $\mathbf{x} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$ le vecteur séparant la particule et le point d'observation, $[\mathbf{E}_0]$ le vecteur $\frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \wedge \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \wedge \mathbf{E}_0$. Notons $\mathbf{k}$ la différence $\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$ et ω la différence $\omega_0 - \omega_1$ où $\mathbf{k}_1$ et ω_1 sont le vecteur d'onde et la pulsation respectivement de l'onde diffusée. Ce champ diffusé est proportionnel au rapport $\frac{q^2}{m}$ de la particule chargée qui émet le champ. Ainsi, la diffusion des ions est généralement négligeable devant celle des électrons. Par la suite, nous négligerons la contribution des ions et considérerons uniquement les électrons.

Soit un ensemble d'électrons caractérisés par leurs positions $(\mathbf{r}_j)_j$ et leurs vitesses $(\mathbf{v}_j)_j$, les particules étant dénombrées par l'indice j. Une hypothèse standard est de considérer que la distance entre une particule et le point d'observation est grande devant la distance entre les particules. Dans ce cas, le champ total diffusé à une distance x dans la direction $\mathbf{k}_1$ à la pulsation ω_1, noté $\mathbf{E}_{\mathrm{tot}}$, s'écrit :

$$\mathbf{E}_{\mathrm{tot}} = \frac{\alpha'}{2\pi} \frac{e^{ik_1|\mathbf{x}|}}{|\mathbf{x}|} \sum_j e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}_j} \delta(\omega - \mathbf{k}.\mathbf{v}_j) \qquad (1.1.16)$$

où $\alpha' = \frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e c^2} \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \wedge \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \wedge \mathbf{E}_0$. Il est possible de remplacer la somme par une intégration avec pour densité la transformée de Fourier de la fonction de distribution de l'ensemble des électrons, notée F_e et fonction de $\mathbf{k}$ et $\mathbf{v}$. On aboutit alors à

l'expression du champ total diffusé suivante :

$$\mathbf{E}_{\mathrm{tot}} = \frac{\alpha' \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_1|\mathbf{x}|}}{|\mathbf{x}|} \int \mathrm{F_e}(\mathbf{k},\mathbf{v})\delta(\omega - \mathbf{k}.\mathbf{v})\mathrm{d}^3\mathrm{v} \tag{1.1.17}$$

Avec cette dernière formule, il apparait que la puissance moyenne diffusée est proportionnelle au terme $|\int \mathrm{F_e}(\mathbf{k},\mathbf{v})\delta(\omega - \mathbf{k}.\mathbf{v})\mathrm{d}^3\mathrm{v}|^2$ qui peut aussi se mettre sous la forme $|\mathrm{n_e}(\mathbf{k},\omega)|^2$ où $\mathrm{n_e}$ est la densité électronique perturbée par le champ électrique incident. Ce terme est généralement noté $\mathrm{S_e}$ et appelé le facteur de forme [Sheffield75, Dautray93, Ichimaru95].

Facteur de forme $\mathrm{S_e}$

Tout le problème réside alors dans la détermination de ce facteur de forme. En décomposant la fonction de distribution électronique en une composante à l'équilibre et une composante perturbée et en considérant $\mathbf{k}$ selon l'axe (Oz), il est possible d'écrire le facteur de forme sous la forme :

$$\begin{aligned}\mathrm{S_e}(\mathbf{k},\omega) = &\int \mathrm{f_{e,0}}(\mathrm{v_x},\mathrm{v_y},\frac{\omega}{|\mathbf{k}|})|1 - \frac{\chi_\mathrm{e}(\mathbf{k},\omega)}{\epsilon(\mathbf{k},\omega)}|^2 \mathrm{dv_x dv_y} \\ &+ \sum_{\mathrm{s}\neq\mathrm{e}} \int \mathrm{f_{s,0}}(\mathrm{v_x},\mathrm{v_y},\frac{\omega}{|\mathbf{k}|})|\frac{\chi_\mathrm{e}(\mathbf{k},\omega)}{\epsilon(\mathbf{k},\omega)}|^2 \mathrm{dv_x dv_y}\end{aligned} \tag{1.1.18}$$

Bien que nous ayons négligé la diffusion due aux ions, ces derniers interviennent quand même dans l'expression du facteur de forme à cause de leur interaction avec les électrons via le potentiel électrostatique produit par l'ensemble des particules chargées en présence.

Enfin, pour des fonctions de distribution des différentes espèces maxwelliennes, le facteur de forme s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathrm{S_e}(\mathbf{k},\omega) = &\mathrm{n_e}(\frac{\mathrm{m_e}}{2\pi \mathrm{k_B T_e}})^{\frac{1}{2}}|1 - \frac{\chi_\mathrm{e}(\mathbf{k},\omega)}{\epsilon(\mathbf{k},\omega)}|^2 \mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{m_e}}{2\mathrm{k_B T_e}}(\frac{\omega}{|\mathbf{k}|})^2} \\ &+ \sum_{\mathrm{s}\neq\mathrm{e}} \frac{\mathrm{n_e x_s}}{\mathrm{Z_m}}(\frac{\mathrm{A_s m_p}}{2\pi \mathrm{k_B T_s}})^{\frac{1}{2}}|\frac{\chi_\mathrm{e}(\mathbf{k},\omega)}{\epsilon(\mathbf{k},\omega)}|^2 \mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{A_s m_p}}{2\mathrm{k_B T_s}}(\frac{\omega}{|\mathbf{k}|})^2}\end{aligned} \tag{1.1.19}$$

où $\mathrm{x_s}$ est la fraction de l'espèce $\mathrm{s} \neq \mathrm{e}$ dans le plasma. Usuellement, les températures des différentes espèces ioniques, notées $(\mathrm{T_s})_{\mathrm{s}\neq\mathrm{e}}$, sont prises identiques. Cependant, dans des cas où le plasma est constitué d'espèces ioniques avec des masses atomiques très différentes, les températures des espèces ioniques vont tendre à des vitesses différentes vers la température électronique en fonction de leurs fréquences de collision avec les électrons.

Faisons plusieurs remarques à propos de cette expression du facteur de forme. Premièrement, les collisions peuvent être prises en compte pour calculer le facteur de forme en ne considérant pas simplement l'équation de Vlasov mais une équation avec un terme de collision en $-\nu_\mathrm{s}(\mathrm{f_{s,1}} - \mathrm{f_{s,0}} \int \mathrm{f_{s,1}} \mathrm{d}\mathbf{v})$ [Canaud98]. Dans ce cas, l'expression du facteur de forme s'apparente à l'expression 1.1.19, à des facteurs correctifs près et en remplaçant ω par $\omega - \mathrm{i}\sum_{\mathrm{s}'} \nu_{\mathrm{ss}'}$ dans le calcul des χ_s pour toutes les particules chargées, électrons et ions confondus. Deuxièmement, le facteur de forme

est en $|1/\epsilon|$. Ainsi, il prendra ses plus grandes valeurs lorsque $\epsilon(\mathbf{k},\omega) \sim 0$. Cela correspond aux modes propres longitudinaux du plasma. Les maximums de diffusion correspondront donc à la diffusion du rayonnement électromagnétique incident sur ces modes propres longitudinaux. C'est pourquoi nous parlons d'un couplage entre un mode propre transverse, une onde électromagnétique se propageant dans le plasma, et un mode propre longitudinal.

Ainsi, l'expression 1.1.19 du facteur de forme permet de déterminer la densité spectrale de la puissance diffusée selon une direction de l'espace en fonction des différents paramètres cinétiques du plasma. Ce calcul prend en compte l'aspect multi-espèces du plasma. Il permet d'interpoler les spectres mesurés expérimentalement et ainsi de caractériser les plasmas expérimentalement.

Applications à des expériences

Illustrons plus précisément ce type de caractérisation des plasmas avec un exemple tiré de la littérature [Glenzer96]. Le but de cette expérience était de déterminer le degré d'ionisation d'atomes d'or (Au) dans un plasma or-bérylium (Be) grâce à des mesures de diffusion Thomson. Il est à noter que, dans ce type de plasma multi-espèces constitué de deux espèces ioniques avec des masses atomiques très différentes, il peut exister deux modes acoustiques ioniques distincts, un dû principalement aux ions Be appelé le mode *rapide* et l'autre dû principalement aux ions Au appelé le mode *lent*. L'écart en longueur d'onde entre les pics de diffusion des deux modes permet de déduire le degré d'ionisation des ions Au avec le calcul du facteur de forme.

L'expérience consistait à irradier une cible formée de multiples couches d'Au et de Be avec un laser à 351nm et d'énergie 2.9kJ. Les épaisseurs des couches d'Au et de Be ont été choisies pour obtenir des plasmas avec 4% d'Au et 96% de Be. Les mesures de diffusion Thomson ont été réalisées avec un faisceau sonde à 527.5nm et d'énergie 100J, petite devant l'énergie du faisceau principal. La figure 1.3 (a) montre un spectre expérimental obtenu au cours de cette expérience et une interpolation proposée par Glenzer *et al.* Elle a été obtenue pour une ionisation des atomes d'Au de $Z_{Au} = 40$.

Au cours de la thèse, j'ai écrit mon propre code pour interpoler les spectres de diffusion Thomson afin de caractériser expérimentalement différents types de plasmas. Ce code repose entièrement sur les résultats présentés précédemment. La figure 1.3 (b) présente l'interpolation du spectre expérimental de la figure 1.3 (a) avec ce code. Cette interpolation a été calculée pour les paramètres détaillés dans [Glenzer96]. Les écarts entre les pics sont similaires. Cependant, je n'ai pu interpoler parfaitement le spectre expérimental à cause du manque d'informations concernant la réponse spectrale du diagnostic. J'ai donc choisi de ne pas convoluer le spectre calculé pour cet exemple avec une réponse inconnue du diagnostic.

La figure 1.4 présente un autre exemple de l'utilisation du calcul du facteur de forme. Des spectres résolus en temps ont été mesurés lors des expériences présentées dans la partie 3.3.1. Elles consistaient à irradier une cavité d'attaque indirecte à partir de trente-quatre faisceaux de l'installation OMEGA. Des mesures de diffusion Thomson ont été réalisées au trou d'entrée laser de la cavité. La figure 1.4 représente l'intégration d'un spectre entre 1.36 et 1.44ns après le début

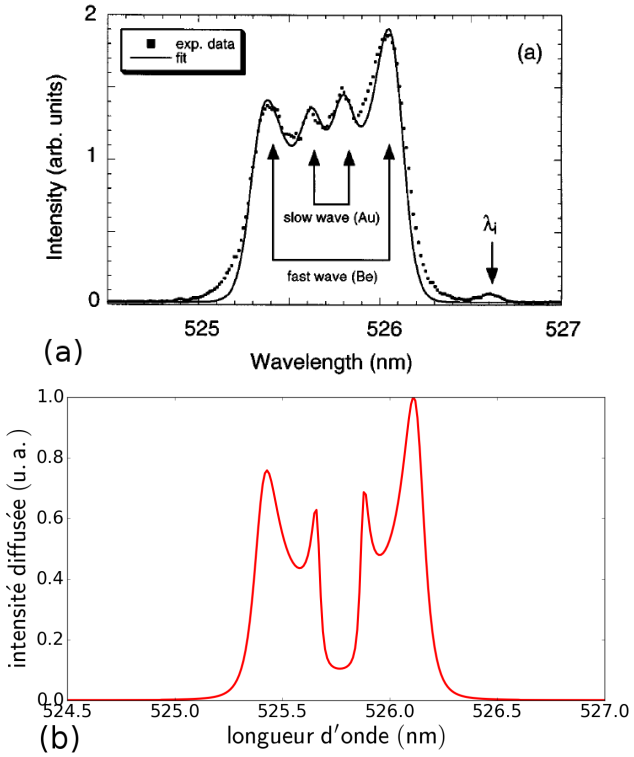


FIGURE 1.3 : (a) Figure extraite de [Glenzer96] montrant un des spectres obtenus expérimentalement et son interpolation faite par Glenzer *et al.* (b) Spectre calculé pour les mêmes paramètres que [Glenzer96] avec notre propre programme découlant des calculs présentés précédemment.

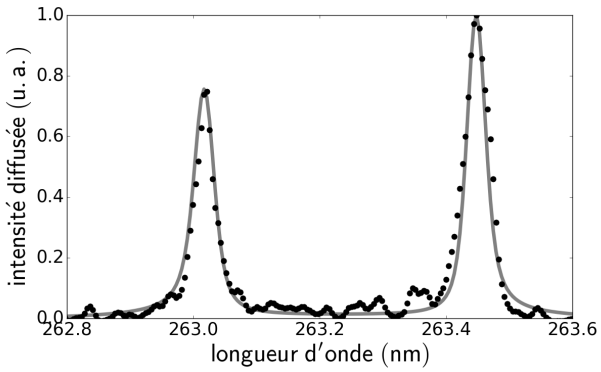


FIGURE 1.4 : Spectre mesuré (points noirs) lors d'une expérience réalisée sur l'installation OMEGA au cours de la thèse et interpolé (ligne grise) à partir du calcul du facteur de forme.

de l'irradiation. L'interpolation minisant l'écart avec le spectre expérimental a été obtenue en considérant un plasma de $C_{22}H_{10}O_5N_2$, matériau constituant les fenêtres de la cavité, une température électronique de 1.0keV, une température ionique de 0.6keV, une vitesse d'expansion du plasma de $0.2 \times 10^5 \mathrm{m.s}^{-1}$ et une vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions de $1.6 \times 10^5 \mathrm{m.s}^{-1}$. Cette vitesse représente une différence de vitesse moyenne d'expansion entre les ions et les électrons du plasma. Lors de l'expansion du plasma, les électrons les plus chauds quittent rapidement le plasma. Un courant d'électrons contrapropagatif se forme alors pour assurer la neutralité du plasma. La vitesse de dérive caractérise ce courant d'électrons. En outre, ce courant peut produire une instabilité thermique, responsable dans notre cas de la différence de niveau entre les deux pics de diffusion. Nous avons convolué l'interpolation avec une gaussienne de 0.04nm de largeur à mi-hauteur pour tenir compte de la précision du diagnostic.

1.2 Diffusion Brillouin stimulée

Maintenant que nous sommes capables de décrire un plasma à partir de sa constante diélectrique, de déterminer ses modes propres et d'étudier la diffusion d'une onde électromagnétique par le couplage entre une onde électromagnétique incidente et un mode propre longitudinal du plasma, nous allons nous intéresser plus spécifiquement aux instabilités de diffusion Brillouin stimulée. Ces instabilités naissent suite au couplage résonnant entre trois ondes : une onde électromagnétique incidente, une onde électromagnétique diffusée et une onde acoustique ionique.

Nous allons décrire, dans un premier temps, l'origine du couplage à trois ondes, la naissance d'une instabilité de diffusion et sa caractérisation par son gain. Dans un second temps, nous aborderons les différents régimes dans lesquels vont croître les instabilités et les différents moyens de les prendre en compte dans les calculs de gain. Enfin, nous évoquerons les différents mécanismes pouvant saturer les instabilités Brillouin en dessous du niveau attendu suite aux calculs de leur gain.

1.2.1 Couplage à trois ondes

Force pondéromotrice

Nous avons vu dans la partie précédente comment une onde électromagnétique peut se coupler à un mode propre longitudinal du plasma, aussi appelé onde plasma, et engendrer une onde électromagnétique diffusée. Un autre couplage peut se produire, mais entre deux ondes électromagnétiques.

Pour décrire ce couplage, commençons par introduire la force pondéromotrice. Le mouvement d'une particule chargée de masse m et de charge q dans un champ électromagnétique de champ électrique $\mathbf{E}_1(\mathbf{x},\mathrm{t})$ et de champ magnétique $\mathbf{B}_1(\mathbf{x},\mathrm{t})$ s'écrit :

$$\mathrm{m}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\mathbf{v} = \mathrm{q}(\mathbf{E}_1(\mathbf{x},\mathrm{t}) + \mathbf{v}\wedge\mathbf{B}_1(\mathbf{x},\mathrm{t})) \tag{1.2.1}$$

où $\mathbf{v}$ est la vitesse de la particule chargée et $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\mathbf{v}$ la dérivée "totale" de la vitesse. Appliquée à une particule, cette dérivée se réduit à une dérivée partielle. Usuellement, on néglige le terme $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ car le champ magnétique est faible ou la vitesse de la particule petite devant la vitesse de la lumière. Cependant, si le champ magnétique devient suffisamment intense, le second terme dans le membre de droite n'est plus négligeable. Étudions le mouvement de la particule avec une approche perturbative à l'ordre 2 sur la vitesse de la particule.

Notons $\mathbf{x}_\mathrm{i}$ et $\mathbf{v}_\mathrm{i}$ la position et la vitesse, respectivement, d'ordre i de la particule. Il est nécessaire pour continuer de faire un développement limité au point $\mathbf{x}_0$ du champ électrique :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1(\mathbf{x},\mathrm{t}) &\simeq \mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0+\mathbf{x}_1,\mathrm{t}) \\ &\simeq \mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t}) + (\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})\end{aligned} \tag{1.2.2}$$

et du champ magnétique :

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_1(\mathbf{x},\mathrm{t}) &\simeq \mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0+\mathbf{x}_1,\mathrm{t}) \\ &\simeq \mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+(\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t}) \end{aligned} \tag{1.2.3}$$

La force de Lorentz peut donc se réécrire :

$$\begin{aligned} & \mathrm{q}(\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+\mathbf{v}_0\wedge\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})) \\ + \ & \mathrm{q}((\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+\mathbf{v}_0\wedge(\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+\mathbf{v}_1\wedge\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})) \\ + \ & \mathrm{q}(\mathbf{v}_1\wedge(\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})) \end{aligned} \tag{1.2.4}$$

La première ligne représente l'ensemble des termes d'ordre 1, la deuxième les termes d'ordre 2 et la troisième les termes d'ordre 3. Il ne reste alors qu'à résoudre successivement les équations des différents ordres.

À l'ordre 0 :

$$\mathrm{m}\partial_\mathrm{t}\mathbf{v}_0=\mathbf{0} \tag{1.2.5}$$

D'où $\mathbf{v}_0=\mathbf{0}$ et $\mathbf{x}_0=$ constante. À l'ordre 1 :

$$\mathrm{m}\partial_\mathrm{t}\mathbf{v}_1=\mathrm{q}\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t}) \tag{1.2.6}$$

D'où $\mathbf{v}_1=-\frac{\mathrm{q}}{\mathrm{i}\mathrm{m}\omega}\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})$ et $\mathbf{x}_1=-\frac{\mathrm{q}}{\mathrm{m}\omega^2}\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})$. Enfin, à l'ordre 2 :

$$\mathrm{m}\partial_\mathrm{t}\mathbf{v}_2=\mathrm{q}((\mathbf{x}_1.\nabla)\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+\mathbf{v}_1\wedge\mathbf{B}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})) \tag{1.2.7}$$

Sachant que $\nabla\wedge\mathbf{E}_1=-\mathrm{i}\omega\mathbf{B}_1$, on aboutit à l'équation :

$$\begin{aligned} \mathrm{m}\partial_\mathrm{t}\mathbf{v}_2 &= -\frac{\mathrm{q}^2}{\mathrm{m}\omega^2}[(\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t}).\nabla)\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})+\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})\wedge(\nabla\wedge\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t}))] \\ &= -\frac{\mathrm{q}^2}{2\mathrm{m}\omega^2}\nabla(\mathbf{E}_1(\mathbf{x}_0,\mathrm{t})^2) \end{aligned} \tag{1.2.8}$$

La valeur moyenne de ce terme fait apparaître une force moyenne s'exerçant sur la particule chargée. On l'appelle la force pondéromotrice. Elle s'exprime :

$$\mathbf{F}_\mathrm{p}=-\frac{\mathrm{q}^2}{2\mathrm{m}\omega^2}\nabla\langle\mathbf{E}_1^2\rangle \tag{1.2.9}$$

Elle s'exerce sur les électrons et les ions, mais la force s'exerçant sur les ions est négligeable devant celle s'exerçant sur les électrons. Une des caractéristiques de cette force est qu'elle dépend de $\nabla\langle\mathbf{E}_1^2\rangle$. Elle est donc générée par les inhomogénéités du champ électrique qui vont exercer une force sur les électrons du plasma.

Quand, par exemple, deux ondes électromagnétiques se superposent dans un plasma, elles génèrent un réseau d'interférence qui produit de fortes inhomogénéités dans le champ électrique total. Les franges d'interférence sont caractérisées par une pulsation et un vecteur d'onde qui sont respectivement la différence entre les pulsations et les vecteurs d'onde des deux ondes électromagnétiques. On appelle généralement l'onde représentée par ces franges une onde de battement. Si la pulsation et le vecteur d'onde de cette onde de battement correspondent à une onde propre du plasma, le plasma réagira fortement à cette onde de battement. La force pondéromotrice imprimera cette onde de battement dans le plasma en excitant une onde plasma de pulsation la différence de pulsation de deux ondes électromagnétiques et de vecteur d'onde la différence de leur vecteur d'onde.

Conditions de résonance d'une instabilité de diffusion stimulée

Nous avons mis en évidence deux mécanismes de couplage. Le premier, la diffusion Thomson, couple une onde électromagnétique incidente à une onde plasma et diffuse une onde électromagnétique dite diffusée. Le second, via la force pondéromotrice, couple deux ondes électromagnétiques et excite une onde plasma. Si l'onde plasma des deux couplages est la même et les deux ondes électromagnétiques du second couplage sont l'onde électromagnétique incidente et celle diffusée par le premier couplage, il se dessine une instabilité comme la figure 1.5 l'illustre. Une onde étant définie par sa pulsation et son vecteur d'onde, on aura une instabilité si des conditions de résonance sont remplies, à savoir :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \tag{1.2.10}$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \tag{1.2.11}$$

où $\omega_{0,1,2}$ et $\mathbf{k}_{0,1,2}$ sont les pulsations et les vecteurs d'onde de l'onde électromagnétique incidente, de l'onde électromagnétique diffusée et de l'onde plasma respectivement. Pour chacune des ondes, sa pulsation et son vecteur d'onde vérifient la relation de dispersion associée au type de l'onde et présentée dans la partie 1.1.3 pour les trois types d'onde qui nous concernent : les ondes électromagnétiques, les ondes acoustiques ioniques et les ondes plasmas électroniques. Pour toute la suite du manuscrit, l'indice 0 fera référence à une onde électromagnétique incidente, l'indice 1 à une onde électromagnétique diffusée et l'indice 2 à une onde plasma. Généralement, l'onde électromagnétique incidente est appelée l'onde mère ou l'onde pompe, tandis que l'onde électromagnétique diffusée et l'onde plasma sont appelées les ondes filles.

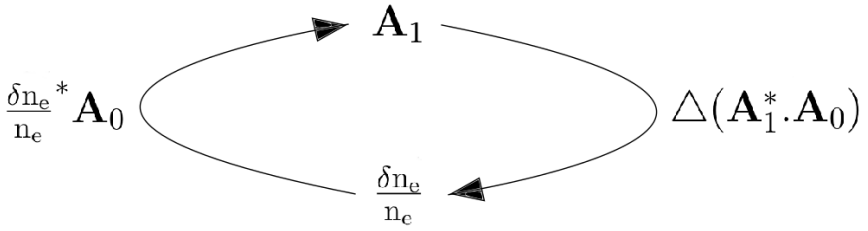


FIGURE 1.5 : Schéma résumant la génération d'une instabilité de diffusion stimulée par le couplage d'une onde électromagnétique incidente avec à la fois une onde plasma et une onde électromagnétique diffusée.

Quand l'onde plasma est une onde acoustique ionique, on parle d'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Dans le cas d'une onde plasma électronique, on parle d'instabilité de diffusion Raman stimulée. Dans cette thèse, nous nous sommes principalement intéressés à la diffusion Brillouin stimulée. Nous allons donc principalement parler du couplage des ondes laser avec des ondes acoustiques ioniques. La diffusion par les ondes électroniques et la diffusion Raman stimulée seront parfois évoquées car l'étude de cette lumière diffusée permet de caractériser expérimentalement la densité électronique des plasmas.

Formalisme mathématique de la diffusion Brillouin stimulée

Les instabilités Brillouin peuvent être décrites mathématiquement par le système

d'équations [Dautray93] :

$$(\partial_t(\partial_t + 2\nu_0) - c^2\partial_{\mathbf{x}}^2 + \omega_{pe}^2)\mathbf{A}_0 = -\omega_{pe}^2\frac{\delta n_e}{n_e}\mathbf{A}_1 \quad (1.2.12)$$

$$(\partial_t(\partial_t + 2\nu_1) - c^2\partial_{\mathbf{x}}^2 + \omega_{pe}^2)\mathbf{A}_1 = -\omega_{pe}^2\frac{\delta n_e^*}{n_e}\mathbf{A}_0 \quad (1.2.13)$$

$$(\partial_t(\partial_t + 2\nu_2) - c_s^2\partial_{\mathbf{x}}^2)\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{q_e^2}{2m_e^2}\frac{c_s^2}{v_{the}^2}\Delta(\mathbf{A}_1^*.\mathbf{A}_0) \quad (1.2.14)$$

où $\mathbf{A}_0$ et $\mathbf{A}_1$ sont les champs électriques des ondes électromagnétiques incidente et diffusée respectivement, δn_e la fluctuation de densité produite par l'onde acoustique ionique, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\omega_0$ la fréquence plasma électronique. n_c est ici considérée à la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente. Enfin, les ν_i représentent les taux d'amortissement des différentes ondes. Ils ont deux origines : les collisions coulombiennes entre les particules chargées [Dautray93, Mora13] et l'amortissement Landau [Landau46, Dautray93, Mora13], effet purement cinétique que nous avons choisi de ne pas détailler dans ce manuscrit et qui est présenté dans les références citées. Dans les termes de gauche de ces équations, on reconnait les équations de dispersion des différentes ondes. Dans les termes de droite, on peut reconnaitre les termes sources dus à la diffusion d'une onde électromagnétique par le couplage entre une onde électromagnétique et l'onde acoustique ionique pour les équations régissant l'évolution des ondes électromagnétiques, et celui dû à la force pondéromotrice pour l'équation régissant l'évolution de l'onde acoustique ionique.

Il est possible de simplifier ce système d'équations en utilisant l'approximation d'enveloppe. Elle consiste à exprimer les champs électriques sous la forme :

$$A_i(\mathbf{x}, t) = a_i(\mathbf{x}, t)e^{i(\omega_i t + \mathbf{k}_i.\mathbf{x})} + c.c. \quad (1.2.15)$$

pour $i = 0, 1$ et l'amplitude de l'onde plasma sous la forme :

$$\frac{\delta n_e}{n_e}(\mathbf{x}, t) = a_2(\mathbf{x}, t)e^{i(\omega_2 t + \mathbf{k}_2.\mathbf{x})} + c.c. \quad (1.2.16)$$

où les a_i varient lentement temporellement et spatialement devant $e^{\omega_i t + \mathbf{k}_i.\mathbf{x}}$. Cette approximation est valide tant que les taux de croissance temporels et spatiaux des instabilités sont petits devant les $(\omega_i)_i$ et $(\mathbf{k}_i)_i$ pour $i = 0, 1, 2$. Le système d'équations, normalisé tel que $a_0(\mathbf{x} = \mathbf{0}, t = 0) = 1$, se réduit alors à :

$$\begin{aligned} D_0 a_0 &= (\partial_t + \nu_0 + \mathbf{V}_0.\partial_{\mathbf{x}})a_0 = -\gamma_0 a_1 a_2 \\ D_1 a_1 &= (\partial_t + \nu_1 + \mathbf{V}_1.\partial_{\mathbf{x}})a_1 = +\gamma_0 a_0 a_2^* \\ D_2 a_2 &= (\partial_t + \nu_2 + \mathbf{V}_2.\partial_{\mathbf{x}})a_2 = +\gamma_0 a_0 a_1^* \end{aligned} \quad (1.2.17)$$

où $\mathbf{V}_i = c\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}\frac{\mathbf{k}_i}{|\mathbf{k}_i|}$ pour $i = 0, 1$ et $\mathbf{V}_2 = c_s\frac{\mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_2|}$. γ_0 contient tous les termes constants et vaut, en amplitude :

$$\gamma_0 = \frac{\omega_{pi}}{2}\frac{V_{osc}}{c_s}(\frac{\omega_2}{\omega_0})^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.18)$$

où $\omega_{pi} = (\frac{Z_m m_e}{A_m m_p})^{\frac{1}{2}}\omega_{pe}$ est la fréquence plasma ionique et V_{osc} la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ électrique incident. Le système d'équations écrit sous cette forme permet d'étudier plus facilement la croissance des instabilités Brillouin.

Conditions de seuil de l'instabilité Brillouin

Considérons le cas où a_0 est constant et vaut 1, ce qui revient à considérer que la perte d'énergie de l'onde électromagnétique incidente est négligeable. On analyse la stabilité du système en écrivant a_1 et a_2 sous la forme $a_1 = a_1(t=0)e^{\gamma t}$ et $a_2 = a_2(t=0)e^{\gamma t}$ où γ est une constante du problème. Si γ est négatif, le système est stable. S'il est positif, le système est instable. γ s'appelle alors le taux de croissance temporel de l'instabilité. Il se détermine en injectant les expressions de a_1 et a_2 précédentes dans le systeme d'équations 1.2.17. Ainsi, γ est solution de l'équation :

$$(\gamma + \nu_1)(\gamma + \nu_2) = \gamma_0^2 \tag{1.2.19}$$

A partir de ce type d'équations, on montre que a_1 et a_2 vont être instables temporellement ou spatialement si et seulement si :

$$\gamma > 0 \Leftrightarrow \gamma_0^2 > \nu_1\nu_2 \tag{1.2.20}$$

On met ainsi en évidence une condition de seuil pour l'existence des instabilités.

Quand l'onde électromagnétique diffusée et l'onde plasma se déplacent dans des directions opposées, c'est-à-dire que $\mathbf{V}_1.\mathbf{V}_2 < 0$, il existe un second seuil, noté γ_{abs}. Au-dessus de ce seuil, l'instabilité croit temporellement en des points fixes de l'espace. L'instabilité est alors dite absolue. On parle également de régime d'amortissement faible. La condition de seuil s'écrit :

$$\gamma_0^2 > \gamma_{abs}^2 = \frac{|\mathbf{V}_1||\mathbf{V}_2|}{4}\left(\frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|} + \frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|}\right)^2 \tag{1.2.21}$$

Dans le cadre de nos conditions laser et plasma, cette condition ne sera jamais remplie. Nous aurons toujours $\nu_1\nu_2 < \gamma_0^2 < \gamma_{abs}^2$. Dans cette limite, l'instabilité est dite convective ou en régime d'amortissements forts. Elle croît spatialement au fur et à mesure que les ondes électromagnétiques et plasma se propagent. Nous nous intéresserons, dans la suite, à ce type d'instabilités.

Taux d'amplification spatiale et gains des instabilités

En régime d'amortissements forts, la diffusion Brillouin stimulée est caractérisée par son taux d'amplification spatiale noté q. On écrit a_1 et a_2 sous la forme $a_i = a_i^0 e^{\mathbf{q_i}.\mathbf{x}}$ où $\mathbf{q_i} = q\frac{\mathbf{k_i}}{|\mathbf{k_i}|}$ pour $i = 1, 2$ et on utilise ces expressions dans le système d'équations précédent. a_1^0 et a_2^0 représentent les bruits à partir desquels croissent l'instabilité. Pour l'onde électromagnétique diffusée, il est dû principalement à l'émission spontané du plasma. Pour l'onde plasma, ce bruit est dû à ses fluctuations de densité, inhérentes à tout plasma. Il ne reste alors qu'à résoudre l'équation :

$$(|\mathbf{V}_1|q + \nu_1)(|\mathbf{V}_2|q + \nu_2) = \gamma_0^2 \tag{1.2.22}$$

On en déduit q :

$$q = -\frac{1}{2}\left(\frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|} + \frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|}\right) + \left(\frac{1}{4}\left(\frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|} - \frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|}\right)^2 + \frac{\gamma_0^2}{|\mathbf{V}_1||\mathbf{V}_2|}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.2.23}$$

Si $\gamma_0^2 > \nu_1\nu_2$, cette solution existe et est positive. On retrouve notre condition de seuil.

En sortie du plasma, les amplitudes de l'onde électromagnétique diffusée et de l'onde plasma valent $a_1^0 e^{qL}$ et $a_2^0 e^{qL}$ respectivement, où L est la longueur d'amplification. Le terme $G = qL$ est généralement appelé le gain de l'instabilité. Le terme $R = a_1^0 e^G / a_0^0$ où a_0^0 est la valeur initiale de a_0 (généralement 1), quant à lui, est appelé la réflectivité de l'instabilité. Il représente simplement le pourcentage de l'onde électromagnétique incidente qui est diffusée par l'instabilité Brillouin. Il est intéressant de calculer des gains lors des définitions des expériences pour évaluer quelles instabilités risquent d'induire une redistribution de l'énergie incidente. Cependant, ces gains sont simplement indicatifs car de nombreux processus peuvent écarter les instabilités de leur comportement détaillé précédemment. Pour notre part, ces calculs ont été particulièrement utiles pour analyser les expériences réalisées sur l'installation OMEGA.

1.2.2 Différents régimes d'instabilité

Dans la partie précédente, le calcul du taux de croissance considérait une instabilité ayant atteint son niveau asymptotique, appelé le régime stationnaire de l'instabilité, dans un plasma homogène et générée par un faisceau laser cohérent. Dans la pratique, ces hypothèses ne sont pas toujours valides. Nous allons détailler dans cette partie comment calculer les taux de croissance des instabilités en dehors de ces hypothèses.

Instabilités en plasmas inhomogènes

Expérimentalement, les plasmas sont toujours inhomogènes en densité électronique, en températures et en vitesse d'expansion. Les inhomogénéités sont principalement dues à la nature finie du plasma et à son expansion dans le vide. Elles peuvent être caractérisées par leur longueur de gradient. Ces gradients vont modifier les conditions plasma dans lesquelles croît l'instabilité. Les conditions de résonance ne seront respectées que sur une portion réduite du plasma. Les inhomogénéités vont donc réduire les gains des instabilités en diminuant la longueur sur laquelle l'instabilité est amplifiée [Rosenbluth72]. Dans un plasma inhomogène, cette longueur est généralement notée L_{Ros} et s'exprime dans le régime d'amortissement fort :

$$L_{Ros} = \frac{\pi}{|\kappa'|} \max\left(\frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|}, \frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|}\right) \tag{1.2.24}$$

où κ' est un coefficient dépendant des gradients de densité électronique, de températures et de vitesse d'expansion.

La référence [Liu74] présente une méthode permettant de calculer le coefficient κ'. En modélisant les conditions hydrodynamiques du plasma par des profils linéaires, la relation de résonance concernant les vecteurs d'onde s'écrit :

$$k_{0,\alpha}(\mathbf{x}) - k_{1,\alpha}(\mathbf{x}) - k_{2,\alpha}(\mathbf{x}) = \delta k_\alpha(\mathbf{x}) = \kappa'_\alpha x_\alpha \tag{1.2.25}$$

avec $\alpha = 1, 2, 3$ représentant les trois coordonnées spatiales. Les κ'_α s'expriment :

$$\kappa'_\alpha = \partial_\alpha \mathrm{k}_{0,\alpha} - \partial_\alpha \mathrm{k}_{1,\alpha} - \partial_\alpha \mathrm{k}_{2,\alpha} \tag{1.2.26}$$

Les instabilités Brillouin sont principalement affectées par les inhomogénéités en vitesse acoustique ionique et en vitesse d'expansion du plasma. On peut montrer que les κ'_α s'expriment :

$$\kappa'_\alpha = -|\mathbf{k}_2| \frac{\partial_\alpha \mathrm{c_s} + \partial_\alpha |\mathbf{u}_\mathrm{p}| \cos(\phi)}{\mathrm{c_s} + |\mathbf{u}_\mathrm{p}| \cos(\phi)} \tag{1.2.27}$$

où $\mathbf{u}_\mathrm{p}$ est la vitesse d'expansion du plasma et ϕ l'angle entre $\mathbf{k}_2$ et $\mathbf{u}_\mathrm{p}$.

Dans le cas d'une instabilité Brillouin de rétrodiffusion, c'est-à-dire une instabilité où l'onde électromagnétique diffusée est contrapropagative par rapport à l'onde électromagnétique incidente, avec des faisceaux de longueur d'onde 351nm, une température électronique de 2keV, une densité électronique de $0.05\mathrm{n_c}$, un amortissement ionique de $0.1\omega_2$ et une inhomogénéité principalement en vitesse d'expansion de l'ordre de $\partial_\mathrm{x}|\mathbf{u}_\mathrm{p}| = 10^9 \mathrm{s}^{-1}$ (longueur de gradient de vitesse de l'ordre de 250μm), on a $|\kappa'| \sim 2.10^{11} \mathrm{m}^{-2}$. On en déduit $\mathrm{L_{Ros}} \sim 30\mu$m, longueur considérablement plus petite que la longueur des plasmas produits dans nos expériences d'au moins plusieurs centaines de micromètres.

Ainsi, les inhomogénéités des plasmas peuvent réduire considérablement les gains des instabilités de diffusion Brillouin stimulée en réduisant leur longueur d'amplification. Dans la plupart des expériences, les conditions plasmas varient rapidement dans l'espace. Par exemple, nous avons mesuré des longueurs de gradient en densité électronique de l'ordre de 150μm lors des expériences sur LULI2000 et des longueurs de gradient en vitesse d'expansion de l'ordre de 250μm lors des expériences sur OMEGA, comme nous le verrons dans les parties 2.1.3 et 3.3.1. Ces longueurs sont plus petites que les longueurs des plasmas produits. Il était donc essentiel de prendre en compte l'inhomogénéité des plasmas pour étudier la génération des instabilités.

Instabilités produites par des faisceaux incohérents

Dans de plus en plus d'expériences laser, des faisceaux laser partiellement incohérents sont utilisés. L'idée derrière l'utilisation de faisceaux incohérents est de diminuer le niveau des instabilités en réduisant la cohérence entre les différentes ondes. Pour expliciter cela, revenons sur la modélisation théorique de la cohérence d'une onde électromagnétique.

Le champ électrique, noté A, d'une onde électromagnétique incohérente peut s'écrire comme le produit d'une composante rapide, $\mathrm{e}^{\mathrm{i(kz-\omega t)}}$, et d'une composante lente, $\mathrm{a(z,t)}$. Cette seconde composante satisfait la relation de propagation d'une onde électromagnétique. Elle peut donc s'écrire comme une fonction de $\mathrm{z - V_0 t}$. Pour décrire l'incohérence de l'onde, on va écrire a sous la forme :

$$\mathrm{a(z,t)} = < \mathrm{a}^2 >^{\frac{1}{2}} \mathrm{s(z - V_0 t)} \tag{1.2.28}$$

où s est une fonction aléatoire caractérisée par les relations :

$$< \mathrm{s}(\tau) > \;=\; 0 \tag{1.2.29}$$

$$< \mathrm{s}(\tau)\mathrm{s}^*(\tau + \Delta\mathrm{t}) > \;=\; \mathrm{e}^{-\frac{\Delta \mathrm{t}}{\tau_\mathrm{c}}} = \mathrm{e}^{-\Delta\omega_0 \Delta \mathrm{t}} \tag{1.2.30}$$

où $\tau_c = 1/\Delta\omega_0$ est le temps de cohérence de l'onde caractérisé par $\Delta\omega_0$, la largeur spectrale de l'onde.

Pour étudier la génération d'une instabilité par un faisceau laser incohérent, on utilise la méthode appelée *Random Phase Approximation* (RPA) [Dautray93, Pesme95]. Elle consiste à étudier les évolutions de $< a_1^2 >$ et $< a_2^2 >$ en remplaçant $a_0(x,t)$ dans le système d'équations caractéristique de l'instabilité par $s(x,t)a_0(x,t)$, où s est la fonction aléatoire décrite précédemment. Dans la limite où on néglige les pertes de l'onde électromagnétique incidente et en considérant que $a_0(x,t) = 1$, ce système d'équations se réduit à :

$$D_1 a_1(x,t) = \gamma_0 s(x,t) a_2(x,t)^* \tag{1.2.31}$$
$$D_2 a_2(x,t) = \gamma_0 s(x,t) a_1(x,t)^* \tag{1.2.32}$$

L'introduction de la fonction aléatoire s dans le système d'équations ne permet pas d'étudier directement les évolutions de a_1 et a_2. Seules les évolutions de $< a_1^2 >$ et $< a_2^2 >$ sont accessibles.

Grâce à l'approximation de Bourret et en supposant que le spectre de l'onde incidente est une lorentzienne, il est possible de déduire du système d'équations précédent le système d'équations concernant $< a_1^2 >$ et $< a_2^2 >$:

$$(D_1 - \gamma_1) < a_1^2 >= \gamma_1 < a_2^2 > \tag{1.2.33}$$
$$(D_2 - \gamma_2) < a_2^2 >= \gamma_2 < a_1^2 > \tag{1.2.34}$$

où $\gamma_1 = \frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_1}$ et $\gamma_2 = \frac{\gamma_0^2}{\Delta\omega_2}$, avec $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_0|1 - \frac{V_2}{V_0}|$ et $\Delta\omega_2 = \Delta\omega_0|1 - \frac{V_1}{V_0}|$. À noter que l'intervention de V_2 dans $\Delta\omega_1$ et de V_1 dans $\Delta\omega_2$ n'est pas une erreur. L'approximation de Bourret est valable si les temps de cohérence des ondes filles sont petits devant le temps de croissance de l'instabilité et devant les temps caractéristiques du système. Cela se résume en trois conditions :

$$\Delta\omega_1^2 \gg \gamma_0^2 \tag{1.2.35}$$
$$\Delta\omega_2^2 \gg \gamma_0^2 \tag{1.2.36}$$
$$\min(\Delta\omega_1, \Delta\omega_2) \gg \max(\nu_1, \nu_2) \tag{1.2.37}$$

Le calcul du facteur d'amplification convectif dans l'approximation RPA, noté q_{RPA}, se ramène à la résolution de l'équation :

$$(|\mathbf{V}_1| q_{RPA} + \nu_1 - \gamma_1)(|\mathbf{V}_2| q_{RPA} + \nu_2 - \gamma_2) = \gamma_1\gamma_2 \tag{1.2.38}$$

En général, q_{RPA} est plus petit que q, ce qui a pour effet de réduire le gain de l'instabilité. Dans le cas contraire, il convient de considérer le minimum des deux.

Le développement de faisceaux laser incohérents a été un des grands accomplissements du LLE et de l'installation OMEGA. Le lissage temporel des faisceaux d'OMEGA, que nous détaillerons dans la partie 3.1.1, permet de produire des faisceaux incohérents de largeur spectrale de l'ordre de $\Delta\omega_0 \sim 1 \times 10^{12} s^{-1}$. Cette largeur spectrale, généralement grande devant les taux de croissance temporelle des instabilités et devant les taux d'amortissement, permet de réduire les niveaux des instabilités comme le prédit la RPA.

Régimes transitoire et stationnaire des instabilités

Enfin, l'utilisation de faisceaux laser intenses à durée d'impulsion courte (de l'ordre de la picoseconde) impose la prise en compte de l'établissement du niveau asymptotique de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée, c'est-à-dire la prise en compte de son régime transitoire. En effet, la croissance temporelle du Brillouin peut être rapidement estimée via le maximum entre $1/\omega_2$ et $1/\gamma_0$. Typiquement, dans nos expériences, $1/\omega_2$ est le plus grand et de l'ordre de 1ps. Ainsi, l'utilisation de faisceaux picosecondes permet d'étudier plus finement le régime transitoire et l'établissement du régime stationnaire du Brillouin. Deux méthodes différentes permettent de l'étudier analytiquement plus ou moins finement.

La première méthode, la plus simple, consiste à étudier la réponse d'une fluctuation de densité selon l'équation non forcée [Lal97] :

$$(\partial_t^2 + \nu_2\partial_t + \omega_2^2)\frac{\delta n_e}{n_e} = 0 \tag{1.2.39}$$

Une solution générale de cette équation s'écrit :

$$\frac{\delta n_e}{n_e} \propto 1 - e^{-\nu_2 t}\cos[\omega_2 t - \tan^{-1}(\frac{\nu_2}{\omega_2})] \tag{1.2.40}$$

Le paramètre important apparaissant dans cette équation pour l'étude du régime transitoire est le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques. Par contre, en fonction du ratio ν_2/ω_2, la réponse du système peut être plus lente car elle oscille autour de sa valeur finale.

La seconde méthode consiste à résoudre analytiquement le système d'équations caractéristique d'une instabilité en utilisant des fonctions de Green [Mounaix93]. Une solution générale a été dérivée en fonction des conditions initiales et aux limites du problème considéré. Elle peut être appliquée non seulement à une instabilité de rétrodiffusion standard mais aussi à des cas plus complexes comme l'intersection de faisceaux laser. Toute la difficulté de cette analyse réside dans l'expression des conditions initiales et des termes sources. En effet, pour étudier une instabilité de rétrodiffusion, Mounaix *et al.* s'attachent à la description des conditions initiales par des fonctions aléatoires réproduisant les propriétés statistiques du plasma à l'équilibre. Nous évoquerons simplement ici que les deux paramètres importants jouant sur l'évolution temporelle de l'instabilité Brillouin sont le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques ν_2 et le taux de croissance de l'instabilité γ_0. Plus le taux d'amortissement est petit, plus l'instabilité met du temps à s'établir comme cela est le cas pour la solution dérivée dans le paragraphe précédent. Par contre, plus le taux de croissance est grand, plus l'instabilité croît rapidement.

Pour des taux d'amortissement et des taux de croissance de l'ordre de $10^{12}s^{-1}$ comme dans nos expériences sur l'installation LULI2000, plusieurs picosecondes sont nécessaires pour l'établissement du régime stationnaire des instabilités Brillouin. En mesurant le niveau de diffusion pour différentes durées d'impulsion d'un faisceau picoseconde, il est donc possible d'observer le régime transitoire d'instabilités Brillouin. Plus particulièrement, nous avons utilisé la variation de la durée d'impulsion d'un faisceau picoseconde pour mesurer le régime transitoire du transfert d'énergie entre faisceaux croisés comme nous le verrons dans la partie 2.2.1.

1.2.3 Saturation des instabilités

Jusqu'à présent, nous avons évoqué comment calculer le gain d'une instabilité Brillouin et ainsi prévoir le niveau qu'elle va atteindre. Dans la pratique, dès que le gain dépasse une certaine valeur, typiquement 15, l'instabilité sature et son amplification ne dépasse pas $e^{G_{sat}}$, où G_{sat} est la valeur du gain à saturation de l'instabilité. Nous allons introduire dans cette partie différents mécanismes susceptibles de saturer une instabilité Brillouin en fonction des paramètres laser et plasmas.

Saturation par déplétion de l'onde électromagnétique incidente

Un premier mécanisme de saturation, plutôt évident après la lecture des parties précédentes, est la saturation par déplétion de l'onde de pompe. Cette saturation est due au fait que l'onde électromagnétique incidente n'a pas une énergie infinie. Au fur et à mesure de l'augmentation du niveau de l'instabilité, l'onde mère aura de moins en moins d'énergie à donner aux ondes filles, ce qui va tendre naturellement vers un équilibre.

En première approximation, il est possible de prendre en compte la déplétion de l'onde de pompe en déterminant R, la réflectivité de l'instabilité, avec la formule $R = R_{bruit}e^{G(1-R)}$. Toute la diffulté réside alors dans la détermination de R_{bruit}, le niveau de bruit à partir duquel croît l'instabilité. Les références [Tang66, Mounaix97] proposent une expression de ce bruit et corrigent la formule précédente par la formule :

$$R(1-R) = R_{bruit}e^{G(1-R)} \tag{1.2.41}$$

Nous n'entrerons pas dans le détail du calcul de R_{bruit} proposé par ces références. Dans ce cas, la déplétion est due à la croissance trop importante de l'instabilité.

Une autre origine possible de la déplétion de l'onde de pompe est la possibilité pour l'onde électromagnétique incidente de produire de nombreuses instabilités Brillouin et Raman et de diffuser dans différentes directions [Berger83, Walsh84, Villeneuve87]. Nous n'entrerons pas dans le détail de ces mécanismes dépassant le cadre de cette thèse.

La déplétion de l'onde de pompe reste un mécanisme primaire de saturation des instabilités. D'autres mécanismes peuvent intervenir bien avant celui-ci. Cependant, il demeure un mécanisme incontournable dès que les instabilités diffusent des fractions non négligeables des ondes incidentes comme cela a pu être la cas lors de nos études sur le transfert d'énergie et de nos observations d'instabilités collectives.

Saturation par dépôt d'énergie ou dépôt de quantité de mouvement

Détaillons à présent des mécanismes de saturation d'origine fluide. Comme leur origine l'indique, ils vont saturer les instabilités en modifiant les conditions hydrodynamiques dans lesquelles croissent les instabilités. Pour les étudier, intéressons-nous aux équations de conservation du plasma.

Premièrement, le plasma respecte la conservation de l'énergie. Elle s'écrit :

$$U_{total} = U_{thermique} + U_{cinétique} \tag{1.2.42}$$

où U_{total} est l'énergie totale du plasma, $U_{thermique}$ son énergie thermique et $U_{cinétique}$ son énergie cinétique. A partir d'une modélisation cinétique du plasma, cette équation peut se réécrire pour chaque espèce ionique s du plasma :

$$\frac{1}{2}m_s < v_s^2 >= \frac{3}{2}k_B T_s + \frac{1}{2}m_s < v_s >^2 \tag{1.2.43}$$

où m_s est la masse des ions de l'espèce s, v_s leurs vitesses individuelles, donc $< v_s >$ leur vitesse moyenne, et T_s leur température. Il est possible d'exprimer $< v_s^2 >$ et $< v_s >^2$ en fonction des susceptibilités du plasma et du pontentiel pondéromoteur, potentiel dérivé de la force pondéromotrice introduite dans la partie 1.2.1. En dérivant l'équation 1.2.43 par rapport au temps, on s'aperçoit que la force pondéromotrice induite par le battement entre les ondes électromagnétiques incidente et diffusée a tendance à chauffer le plasma :

$$\partial_t(k_B T_s) = \frac{\epsilon_0}{3n_s}|\mathbf{k}|^2(\omega + \mathbf{k}.\mathbf{u_p})|\frac{\chi_e}{\epsilon}|^2 Im(\chi_s)|\phi_p|^2 \tag{1.2.44}$$

avec $\phi_p \sim \frac{e}{m_e}\int \mathbf{A_1^*}.\mathbf{A_0}e^{-i(\mathbf{k}.\mathbf{x}-\omega t)}d^3xdt$ le potentiel pondéromoteur et où χ_e, $\chi_{s\neq e}$ et ϵ sont évalués en $(\omega = \omega_0 - \omega_1, \mathbf{k} = \mathbf{k_0} - \mathbf{k_1})$. L'augmentation de la température ionique a pour conséquence directe la réduction des gains Brillouin en réduisant le terme γ_0. Ce mécanisme est par exemple mis en avant pour expliquer la saturation du transfert d'énergie [Michel12b, Michel13], problème semblable à des instabilités Brillouin.

Deuxièmement, en considérant la conservation de la quantité de mouvement, on s'aperçoit que l'onde acoustique ionique excitée par l'instabilité Brillouin dépose sa quantité de mouvement dans le plasma [Rose97]. La vitesse moyenne de la famille de particules s, notée $\langle \mathbf{v_s} \rangle$, s'écrit :

$$\langle \mathbf{v}_s \rangle = \frac{1}{n_s}\int \mathbf{v} f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3v \tag{1.2.45}$$

En linéarisant l'équation de Vlasov autour d'un équilibre sans perturbation électromagnétique comme dans la partie 1.1.1, on peut aboutir à l'expression du changement de la vitesse d'expansion de l'espèce s :

$$\partial_t \langle \mathbf{v}_s \rangle = i\frac{\epsilon_0 \omega^2}{q_s n_s}\phi_p e^{i(\mathbf{k}.\mathbf{x}-\omega t)}(\delta_{es} - \frac{\chi_e}{\epsilon})\chi_s \mathbf{k} \tag{1.2.46}$$

où ω et $\mathbf{k}$ sont les pulsation et vecteur d'onde de l'onde acoustique ionique considérée et ϕ_p le potentiel électrostatique de l'onde acoustique ionique. χ_s et ϵ sont, à nouveau, évalués en $(\omega, \mathbf{k})$. En sommant sur l'ensemble des espèces électronique et ioniques du plasma, on obtient la variation de la vitesse d'expansion du plasma par le dépôt de l'impulsion de l'onde acoustique ionique :

$$\partial_t \mathbf{u_p} = i\sum_s x_s \frac{\epsilon_0 \omega^2}{q_s n_s}\phi_p e^{i(\mathbf{k}.\mathbf{x}-\omega t)}(\delta_{es} - \frac{\chi_e}{\epsilon})\chi_s \mathbf{k} \tag{1.2.47}$$

où $(x_s)_s$ sont les fractions des différentes espèces du plasma. Cet effet peut localement augmenter la vitesse d'expansion du plasma. Il en résulte une augmentation du gradient de la vitesse d'expansion, d'où une diminution de la longueur d'amplification

L_{Ros} et, par conséquent, une diminution du gain de l'instabilité.

Comme nous le verrons dans la partie 2.1.1, les faisceaux laser utilisés expérimentalement sont lissés spatialement pour obtenir des taches focales de diamètres choisis. Ce lissage spatial produit néanmoins des variations de l'intensité laser allant de 0 à 10 fois l'intensité moyenne dans la tache focale du faisceau laser. Ces zones de sur-intensité peuvent produire, par des instabilités Brillouin, des augmentations locales de la température ionique et de la vitesse d'expansion du plasma. Ces fluctuations locales au sein du volume de focalisation peuvent alors être la source d'une perturbation acoustique ionique de longueur d'onde de l'ordre de 5 à 10 μm. Cette perturbation peut avoir pour effet, tout comme l'inhomogénéité du plasma, d'empêcher la vérification des conditions de résonance de l'instabilité sur des longueurs importantes [Maximov96]. Par exemple, dans le cas de l'augmentation locale de la vitesse d'expansion, le gain de l'instabilité se calcule suivant la relation :

$$G = L_{Ros} q \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\xi}{1 + (\frac{\omega_2}{\nu_2})^2 (\frac{\delta u_p}{c_s})^2 \sin^2(2\pi \frac{L_{Ros}}{\lambda_u} \xi)} \tag{1.2.48}$$

où δu_p est l'amplitude de la perturbation de la vitesse d'expansion et λ_u la longueur d'onde de cette perturbation. Cet effet peut diviser le gain de l'instabilité par un facteur 10 et ainsi nettement réduire son niveau.

Ces dépôts d'énergie et de quantité de mouvement sont aussi importants que le niveau de l'onde considérée est élevé ($\propto \phi_p$) et que cette onde est proche d'un mode propre du plasma ($\propto 1/\epsilon$). Ainsi, ils peuvent être très importants dans le cas du transfert d'énergie.

Saturation par piégeage ionique

Intéressons-nous pour achever cette partie aux mécanismes de saturation d'origine cinétique. Ces mécanismes vont saturer les instabilités en modifiant de façon très pontuelle les fonctions de distribution des électrons et des ions. Le principal phénomène cinétique mis en avant pour expliquer la saturation des instabilités Brillouin est la dérive de fréquence de l'onde acoustique ionique induite par le piégeage des ions dans le potentiel électrostatique de l'onde acoustique ionique amplifiée par l'instabilité Brillouin [Morales72, Andreev89b, Cohen97].

Commençons par expliciter ce qu'est le phénomène de piégeage des ions dans le potentiel généré par une onde acoustique ionique. Comme pour tout mode propre d'un plasma, un potentiel électrostatique, noté ϕ, est associé à une onde acoustique ionique. Ce potentiel va exercer la force de Lorentz sur les particules chargées, sur les électrons comme sur les ions, selon la relation :

$$\partial_t \mathbf{v}_s = -\frac{q_s}{m_s} \nabla\phi \sim -\frac{q_s}{m_s} \phi_0 \sin(\mathbf{k}_2.\mathbf{v}_s t) \tag{1.2.49}$$

où $\mathbf{v}_s$ est la vitesse de la particule de l'espèce s dans le référentiel en mouvement à la vitesse de phase de l'onde acoustique ionique. On aboutit aux courbes de la figure 1.6 en résolvant numériquement cette équation. Cette figure illustre la trajectoire de quatre particules de vitesses initiales différentes dans le potentiel généré par une fluctuation de densité. Quand $\mathbf{v}_s > 0$, la particule se déplace vers la droite. Elle rencontre un gradient de potentiel positif. Elle subit, par conséquent, une force la

ralentissant. Si la vitesse initiale de la particule est suffisamment élevée, la particule ne sera pas totalement ralentie. Elle va passer le puits de potentiel et alors être accélérée par le gradient négatif du potentiel. Elle ne sera donc pas piégée dans le puits de potentiel, comme la particule représentée par le trait en pointillé rouge. Par contre, si sa vitesse initiale est trop faible, la vitesse de la particule va changer de signe. Elle va se propager dans l'autre direction jusqu'à rencontrer un gradient négatif. Elle va alors être de nouveau ralentie et sa vitesse va finir par changer de signe, et ainsi de suite. La trajectoire d'une telle particule est représentée par le trait rouge continu. Cette particule est alors piégée dans le puits de potentiel électrostatique de la fluctuation de densité. Les courbes bleues représentent la trajectoire de particules ayant initialement une vitesse négative, celle en trait continu est piégée et celle en pointillé ne l'est pas.

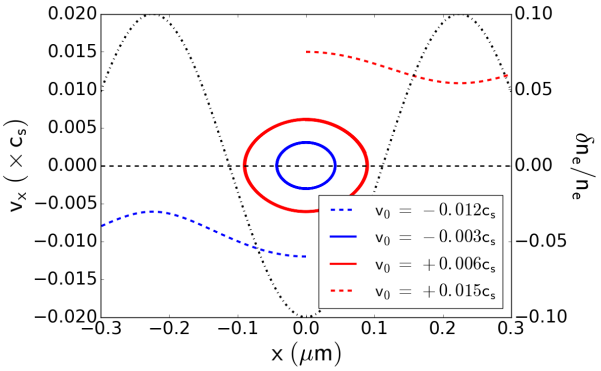


FIGURE 1.6 : Résolution numérique de l'équation du mouvement d'ions dans le potentiel électrostatique d'une onde acoustique ionique pour différentes vitesses initiales des particules. Les courbes bleues représentent des ions avec des vitesses initiales négatives, les courbes rouges des ions avec des vitesses initiales positives, les courbes en pointillé des ions non piégés et les courbes continues des ions piégés. La courbe en trait mixte gris représente la fluctuation de densité induite par l'onde acoustique ionique, directement proportionnelle à son potentiel électrostatique. x est une direction spatiale et v_x la vitesse des ions le long de cet axe.

Ce phénomène de piégeage des ions dans le potentiel électrostatique de l'onde acoustique ionique au voisinage de sa vitesse de phase va directement impacter la fonction de distribution de chaque espèce ionique. L'exemple de la figure 1.6 montre que tous les ions de la fonction de distribution ionique ayant une vitesse comprise entre $0.99c_s$ et $1.01c_s$ vont être piégés. Leur vitesse moyenne sera alors c_s. Il va se produire un applatissement de la fonction de distribution ionique entre $0.99c_s$ et $1.01c_s$. Cet applatissement aura deux conséquences : une réduction de l'amortissement de l'onde acoustique ionique et une dérive de sa fréquence [Morales72, Andreev89b, Cohen97]. Premièrement, un applatissement de la fonction de distribution va faire tendre sa dérivée en c_s vers 0. Ainsi l'amortissement Landau [Landau46, Dautray93, Mora13], directement proportionnel à cette dérivée, va tendre vers 0. L'effet immédiat sera une réduction de l'amortissement de l'onde acoustique ionique et donc une modification du niveau de l'instabilité en fonction de l'expression de son gain. Deuxièmement, cet applatissement va entraîner une modification de la fréquence

de l'onde acoustique ionique, proportionnellement à la dérivée seconde de la fonction de distribution. L'onde acoustique ionique ne va alors plus vérifier exactement la relation de résonance $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$. Cela aura pour effet de réduire le niveau de l'instabilité. Ces deux effets combinés, réduisant globalement le niveau des instabilités Brillouin, ont été prédits par des simulations [Andreev89b, Cohen97] et observés expérimentalement [Froula04].

Cet effet cinétique est difficile à prendre en compte directement dans le système d'équations décrivant l'évolution des différents ondes intervenant dans une instabilité Brillouin, car il modifie les fonctions de distribution des ions. Il peut être ajouté artificiellement dans l'équation sur a_2 en remplaçant l'amortissement ν_2 par un terme de la forme $\nu_2 + i\delta\omega$ où $\delta\omega$ est un terme introduisant la dérive en fréquence. Mais un calcul auto-consistant et naturel du piégeage reste du domaine des codes résolvant les fonctions de distribution des ions, comme les codes particulaires. Cet effet peut être responsable non seulement de la saturation d'instabilités Brillouin mais aussi de la limitation de l'amplitude des ondes responsables du transfert d'énergie entre faisceaux croisés [Williams04].

1.3 Croisement de faisceaux laser dans un plasma

Les instabilités Brillouin apparaissent dès qu'un faisceau laser suffisamment intense se propage dans un plasma. Elles ont donc été mises en évidence dès les premières expériences laser dans les années 70. À l'époque, les installations disposaient d'un nombre restreint de faisceaux. Depuis la réalisation d'expériences avec de nombreux faisceaux, à partir des années 90, est apparue une nouvelle problématique, à savoir l'impact du croisement des faisceaux laser dans un plasma sur les instabilités de diffusion stimulée.

Une façon d'aborder le problème est de regarder comment le système d'équations d'une instabilité Brillouin est modifié par la propagation de deux faisceaux laser dans un même volume de plasma. Considérons dans les équations de couplage les différents termes sous la forme $a_0 = a_{0b} + a_{0b'}$ où les indices 0b et 0b′ représentent les deux ondes électromagnétiques incidentes, $a_1 = a_{1b} + a_{1b'}$ où le terme a_{1b} (respectivement $a_{1b'}$) représente l'ensemble des ondes électromagnétiques diffusées lors de la propagation du faisceau 0b (respectivement 0b′) dans le plasma, et $a_2 = a_{2b} + a_{2b'}$ où le terme a_{2b} (respectivement $a_{2b'}$) représente l'ensemble des ondes acoustiques ioniques générées par le propagation du faisceau 0b (respectivement 0b′) dans le plasma. Développer les produits fait apparaitre les termes :

• $a_{0b}a^*_{1b'}$, $a_{0b}a^*_{2b'}$, $a_{0b'}a^*_{1b}$, $a_{0b'}a^*_{2b}$. Ces termes représentent le couplage de chaque onde électromagnétique incidente avec les ondes filles de l'autre onde électromagnétique incidente. On parle de *seeding*.
• $|a_{0b}|^2 + |a_{0b'}|^2$. Sous certaines conditions, à savoir que les ouvertures angulaires des faisceaux se recouvrent ou presque [Rose92], ces termes vont générer les mêmes ondes filles. On parle de filamentation collective. Ils seront négligeables dans nos expériences, la condition de recouvrement n'étant pas remplie.
• $a_{0b}a^*_{0b'}$. Ce terme va produire, par interférence des deux faisceaux, des ondes acoustiques ioniques pouvant servir de germes, comme par *seeding*, à la diffusion d'un faisceau dans l'autre. On parle de transfert d'énergie entre faisceaux croisés.
• $a_{0b}a^*_{1b} + a_{0b'}a^*_{1b'}$ et $a_{0b'}a^*_{2b'} + a_{0b'}a^*_{2b'}$. Si $a_{1b} = a_{1b'}$ ou $a_{2b} = a_{2b'}$, les deux faisceaux vont générer les mêmes ondes électromagnétiques diffusées ou les mêmes ondes acoustiques ioniques respectivement. On parle d'instabilités collectives.

Dans cette partie, nous allons expliciter l'ensemble de ces processus multi-faisceaux. Dans un premier temps, nous introduirons la problématique du *seeding* à partir d'expériences mono-faisceau puis nous détaillerons son impact sur les expériences multi-faisceaux. Dans un deuxième temps, nous étudierons le transfert d'énergie entre faisceaux croisés et son impact sur les expériences de fusion. Enfin, nous nous intéresserons aux instabilités collectives et aux tentatives de mise en évidence expérimentale depuis les années 90.

1.3.1 *Seeding* d'instabilités

Exemples de *seeding* en configuration mono-faisceau

Usuellement, l'onde électromagnétique diffusée et l'onde acoustique ionique amplifiée par une instabilité Brillouin croîssent à partir de bruits inhérents au plasma, l'émission spontanée du plasma pour l'une et les fluctuations de densité thermiques pour l'autre. Mais, si une onde électromagnétique ou une onde acoustique ionique existe déjà dans le plasma au dessus du niveau du bruit, une instabilité Brillouin peut croître à partir de cette onde. Il faut néanmoins que les conditions de résonance soient remplies pour effectivement produire une instabilité.

Si c'est le cas, l'instabilité ne croît plus à partir d'un bruit thermique mais à partir d'une onde avec un niveau bien plus élevé. Par exemple, si une onde électromagnétique produit une instabilité Brillouin à partir d'une onde électromagnétique d'amplitude $a_1^{seed} \gg a_1^0$ existant déjà dans le plasma, alors l'instabilité Brillouin va amplifier cette onde électromagnétique à un niveau de l'ordre de $a_1^{seed} e^G$ bien plus grand que le niveau qu'aurait atteint l'instabilité depuis un bruit thermique. On parle alors de *seeding*, ou germination en français, d'une instabilité Brillouin par une onde électromagnétique.

Des modèles ont été développés et des expériences réalisées sur ce sujet dès les années 80. Un cas simple de *seeding* est celui de la génération d'une instabilité dans un plasma produit à partir d'une cible solide. La réflexion du faisceau incident ou d'une diffusion vers l'avant de ce faisceau par la densité critique du plasma peut servir de germe à une instabilité de diffusion [Koch84]. Dans ce cas, l'instabilité relève de termes en $a_{0b} a^*_{1b'}$. Dans un autre type de plasma, de profil plutôt parabolique, l'onde plasma produite dans le gradient de densité par une instabilité peut se propager vers une autre zone du profil de densité où elle servira de germe pour une autre instabilité [Villeneuve88] et ainsi de suite par propagation successive. Dans ce second cas, l'instabilité relève de termes en $a_{0b} a^*_{2b'}$.

Risque de *seeding* en attaque indirecte

Dans un contexte plus proche de la fusion par confinement inertiel laser, des expériences ont été réalisées dans les années 90 pour étudier les risques de *seeding* dans des expériences d'attaque indirecte [Fernandez98].

Dans ces expériences, que la figure 1.7 illustre, une cible composée de deux cibles solides, l'une, cible #1, en plastique (CH) et l'autre, cible #2, en plastique recouvert d'or, était irradiée à partir de deux faisceaux laser, un premier faisceau que nous appellerons le faisceau de chauffage et un second que nous appellerons le faisceau d'interaction. Les cibles étaient réparties de telle sorte que le faisceau d'interaction se propageait dans le plasma produit par l'irradiation de la cible #1 par le faisceau de chauffage avant d'atteindre la cible #2 et y produire un plasma. L'idée était que le faisceau d'interaction produirait une onde électromagnétique rétrodiffusée par une instabilité Brillouin dans le plasma de la cible #2. Cette onde diffusée se propagerait ensuite dans le plasma produit à partir de l'irradiation de la cible #1 par le faisceau de chauffage. Elle y serait alors amplifiée par le faisceau d'interaction en servant de germe à l'instabilité Brillouin de rétrodiffusion.

Pour mettre en évidence cela, Fernandez *et al.* ont utilisé trois configurations.

La première, irradiation de la cible #1 par le faisceau de chauffage et propagation du faisceau d'interaction dans le plasma ainsi produit, a permis de caractériser la lumière diffusée dans la direction de rétrodiffusion du faisceau d'interaction sans la cible #2. La seconde, l'irradiation de la cible #2 par le faisceau d'interaction, a permis de déterminer le spectre et le niveau de la lumière diffusée en rétrodiffusion du faisceau d'interaction sans la cible #1. Enfin, la troisième, avec les deux cibles et les deux faisceaux, a permis de connaître l'augmentation de la rétrodiffusion du faisceau d'interaction par sa propagation dans les deux plasmas. La figure 1.8 présente les mesures obtenues. Ces expériences ont montré qu'un niveau très faible de germe était suffisant pour amplifier énormément le niveau des instabilités Brillouin dans un schéma proche de l'irradiation des parois internes d'une cavité type d'expériences d'attaque indirecte.

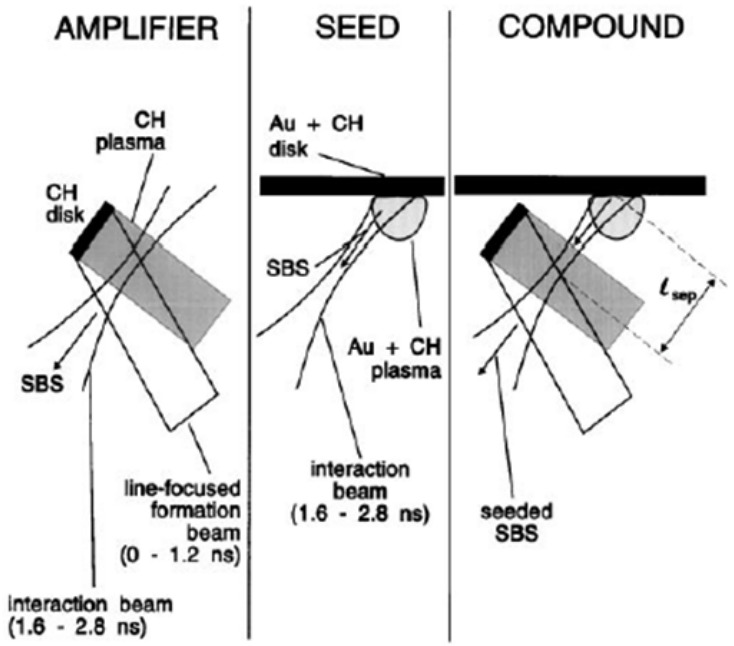


FIGURE 1.7 : Schéma expérimental extrait de [Fernandez98] illustrant les expériences réalisées par Fernandez *et al.* pour mettre en évidence l'importance du phénomène de *seeding*. De gauche à droite, trois configurations expérimentales : les deux premières des configurations de référence et la dernière la configuration de *seeding*.

Mise en évidence expérimentale de *seeding* multi-faisceaux

Récemment, le mécanisme de *seeding* a permis d'expliquer des spectres observés en rétrodiffusion des faisceaux laser dans des expériences d'attaque indirecte à l'échelle mégajoule sur le NIF (*National Ignition Facility*) [Turnbull15].

Un premier signal autour de +0.4nm correspondait, d'après sa longueur d'onde,

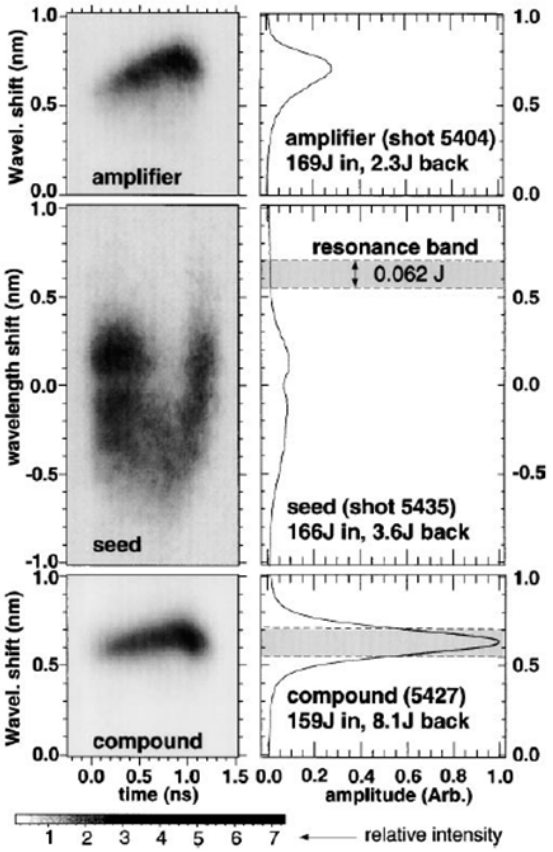


FIGURE 1.8 : Résultats expérimentaux extrait de [Fernandez98] illustrant les observations faites par Fernandez *et al.* à partir des trois configurations expérimentales que la figure la figure 1.7 présente. De haut en bas, les spectres et niveaux du signal observés dans la direction de rétrodiffusion du faisceau d'interaction pour les trois configurations.

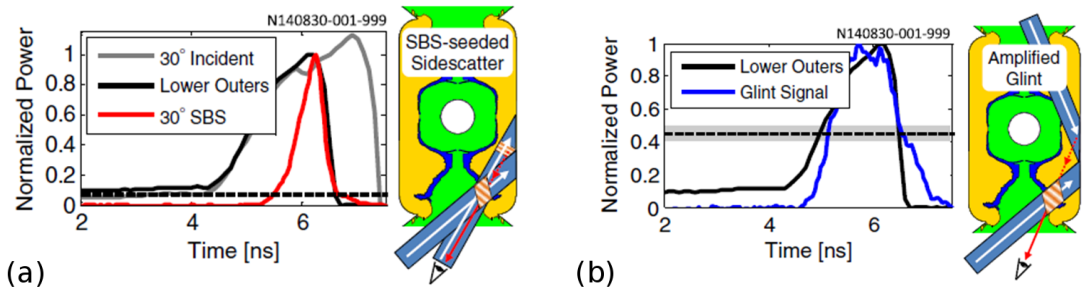


FIGURE 1.9 : Illustration extraite de [Turnbull15] montrant les évolutions temporelles de signaux mesurés dans la direction d'un même faisceau autour de (a) +0.4nm et (b) −0.1nm. Les schémas de *seeding* sont également indiqués en correspondance de chaque signal.

à une instabilité de rétrodiffusion générée dans le plasma d'or produit au niveau des parois de la cavité ou à une instabilité de diffusion à angle dans un plasma de CH produite au niveau d'un des trous d'entrée laser de la cavité. Il a été attribué à du *seeding* multi-faisceaux. Un faisceau laser irradiait les parois de la cavité et génèrait une instabilité Brillouin en rétrodiffusion. Alors que l'onde rétrodiffusée ressortait de la cavité, elle croisait de nombreux faisceaux laser aux alentours du trou d'entrée laser de la cavité. Ces faisceaux ont, à leur tour, amplifié ce signal par des instabilités Brillouin à angle, comme illustré sur la figure 1.9 (a). Cette analyse a été validée en regardant l'évolution temporelle du signal, qui correspondait à l'évolution temporelle d'autres faisceaux que celui dans la direction duquel était faite la mesure.

Un second signal autour de -0.1nm correspondait, d'après sa longueur d'onde, à un signal réfléchi sur un plasma en expansion. L'évolution temporelle de ce signal correspondait à l'évolution temporelle de faisceaux venant de l'autre côté de la cavité, comme le montre la figure 1.9 (b). Quant à son niveau, il dépendait aussi de faisceaux ayant un angle de l'ordre de 20° par rapport à la direction d'observation de la lumière diffusée. Ce signal, appelé *glint*, a donc été interprété comme la réflexion d'un faisceau de l'hémisphère opposé sur les parois de la cavité amplifié par des instabilités Brillouin de faisceaux à 20°.

Cette expérience a donc permis de mettre en évidence l'importance du *seeding* sur le NIF. Néanmoins, une hypothèse forte de l'interprétation était que, les cavités étant vides, les conditions hydrodynamiques variaient très vite dans l'espace. Ainsi, comme les taches focales des faisceaux étaient grandes, des conditions de résonance complètement différentes pouvaient être remplies en deux points proches des taches focales des faisceaux laser.

Ces expériences ont montré l'importance que peut avoir le *seeding* dans les expériences d'attaque indirecte. Un autre exemple, présenté dans la partie 1.3.3, montre son importante dans les expériences d'attaque directe. Cependant, quelle que soit la configuration expérimentale, le *seeding* multi-faisceaux peut être extrêment lié à des instabilités collectives, comme nous le verrons dans la partie 1.3.3.

1.3.2 Transfert d'énergie entre faisceaux croisés

Prédictions et première mise en évidence du transfert d'énergie

Le transfert d'énergie entre faisceaux croisés provient de l'interférence entre deux ondes électromagnétiques incidentes. Cette interférence, aussi appelée battement, peut, par la force pondéromotrice, s'imprimer sur le plasma et générer une perturbation de densité d'amplitude d'autant plus grande que sa pulsation et son vecteur d'onde seront proches de ceux d'une onde acoustique ionique naturelle du plasma. Un des deux faisceaux peut alors être diffusé par cette perturbation comme pour le *seeding* d'une instabilité Brillouin. De par les conditions de résonance, la diffusion se fera avec la pulsation et le vecteur d'onde du second faisceau. C'est pourquoi, l'expression *transfert d'énergie entre faisceaux croisés* (*crossed-beam energy transfer* ou CBET en anglais) est très employée dans la littérature et la communauté scien-

tifique.

Ce mécanisme de diffusion occupait l'attention des théoriciens en 1996 [Kruer96, Eliseev96, McKinstrie96]. Ils se sont intéressés au problème du transfert d'énergie sous trois angles différents. Kruer *et al.* s'attachaient à calculer le gain de cette instabilité en considérant le transfert d'énergie comme une instabilité Brillouin se faisant dans la direction d'un faisceau. Ils y étudiaient la résonance du transfert, c'est-à-dire à quel point le transfert est important si l'onde de battement n'a pas exactement la pulsation et le vecteur d'onde d'une onde acoustique ionique naturelle du plasma, et l'impact d'inhomogénéité dans le plasma sur le gain du transfert. Eliseev *et al.* réalisaient, quant à eux, des simulations bi-dimensionnelles dépendantes du temps entre deux faisceaux de même longueur d'onde. Ces simulations prennaient également en compte les autres instabilités Brillouin de chacun des faisceaux. Elles montraient un transfert d'énergie entre les faisceaux évoluant différemment dans le temps en fonction des conditions plasma. Enfin, McKinstrie *et al.* présentaient un modèle 2D développé dans le régime stationnaire du transfert d'énergie. La figure 1.10 présente les principales carcatéristiques de ce modèle. Il consiste essentiellement à résoudre le système :

$$\partial_{s_1} A_1 = (i\alpha + \beta)|A_2|^2 A_1 \tag{1.3.1}$$

$$\partial_{s_2} A_2 = (i\alpha - \beta)|A_1|^2 A_2 \tag{1.3.2}$$

où A_i est le champ électrique du faisceau i et s_i son abscisse curviligne. α et β, quant à eux, sont des fonctions de $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ caractéristiques du problème et tracées sur la figure 1.10 où ω_i est la pulsation du faisceau i. β induit une amplification et α un déphasage. Ils présentaient également une formule donnant l'évolution temporelle du transfert dans le régime transitoire. Une formulation analogue peut être obtenue en appliquant les conditions aux limites du transfert d'énergie à la solution générale dépendante du temps d'une instabilité Brillouin évoquée dans la partie 1.2.2 [Mounaix93].

Le premier article [Kirkwood96] rapportant l'observation expérimentale du transfert d'énergie a été publié très rapidement après ces travaux théoriques. Dans cette expérience, le transfert d'énergie était diagnostiqué grâce à la mesure résolue en temps de la puissance transmise d'un des faisceaux. Le croisement de deux faisceaux laser de longueurs d'onde légèrement accordables avait permis non seulement d'observer le transfert d'énergie mais aussi d'étudier sa résonance, comme la figure 1.11 le montre. D'autres expériences ont été menées par la suite pour explorer les propriétés du transfert d'énergie : exploration de la résonance dans un plasma en expansion [Wharton98], étude du spectre en transmission [Labaune00], observation de la saturation du transfert [Kirkwood02, Kirkwood05], étude de sa dépendance en polarisation [Kirkwood11] et de la polarisation de la lumière diffusée [Kirkwood05].

Transfert d'énergie lors des expériences de fusion

L'ensemble de ces travaux étaient préliminaires afin d'anticiper et prendre en compte le transfert d'énergie qui pourrait se produire lors du croisement de nombreux faisceaux laser dans des expériences de fusion.

Pour ce qui est des expériences de fusion en attaque indirecte, le modèle bi-dimensionnel à deux faisceaux a été étendu à trois dimensions et appliqué à la confi-

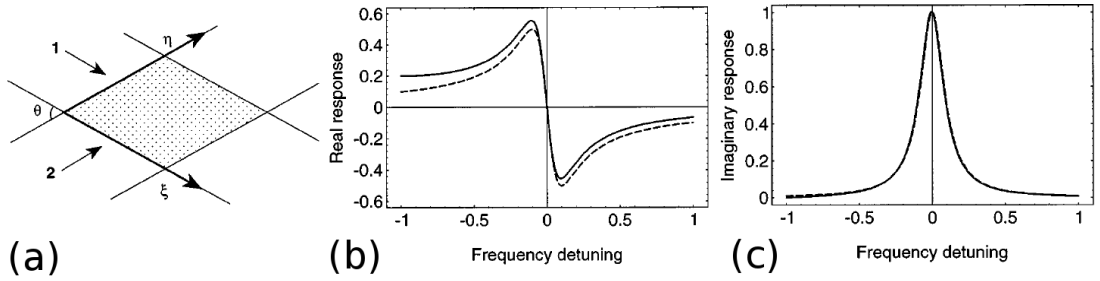


FIGURE 1.10 : Figures extraites de [McKinstrie96]. (a) Illustration du croisement de deux faisceaux laser. (b) Valeurs prises par α en fonction de $\Delta\omega$. (c) Valeurs prises par β en fonction de $\Delta\omega$ normalisées par la valeur maximale de β.

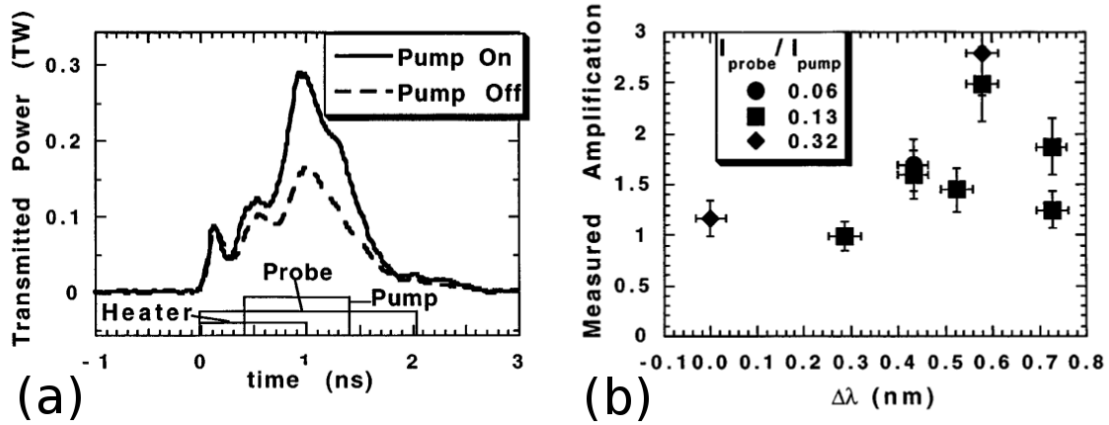


FIGURE 1.11 : Figures extraites de [Kirkwood96] présentant la première publication de résultats expérimentaux concernant l'observation du transfert d'énergie entre deux faisceaux laser dans un plasma. (a) Des mesures résolues en temps de la puissance transmise dans la direction du faisceau amplifié en présence ou non du faisceau donnant son énergie. (b) Récapitulatif des taux d'amplification obtenus en fonction de la différence de longueurs d'onde entre les deux faisceaux.

guration laser du NIF [Michel09a]. Ce modèle a été utilisé pour prévoir et ajuster la symétrie d'irradiation de la capsule dans les cavités de conversion [Michel09b, Michel10] comme la figure 1.12 l'illustre. L'accord était qualitatif avec une tendance similaire bien qu'un écart existait entre la symétrie prédite et la symétrie observée expérimentalement. Des questions demeurent à propos du transfert d'énergie en configuration d'attaque indirecte. Tout d'abord, les déformations des taches focales des faisceaux prédites par les modèles n'ont jamais été obsersées expérimentalement. Pour reproduire les résultats expérimentaux avec de nombreux faisceaux laser, il est nécessaire de limiter l'amplitude des ondes de battement responsable du transfert ou de réduire les gains des instabilités par rapport à ce que prévoit naturellement le modèle [Michel11]. Des modèles sont aujourd'hui à l'étude pour tenter d'expliquer ces limitations [Michel12b, Michel13].

Dans le cas des expériences de fusion en attaque directe, des modèles étudiant la modification d'intensité des faisceaux le long de leur direction de propagation sont principalement utilisés [Igumenshchev10, Colaïtis15]. Des expériences tentent de réduire les pertes d'énergie induites par le transfert d'énergie des faisceaux incidents vers les ailes de faisceaux réfractées par la densité critique des cibles [Froula12]. Cependant, des résultats récents [Davis16] semblent montrer que, dans cette configuration, le transfert d'énergie est sous-estimé par les codes. Une des raisons pourrait être le lissage spatial des faisceaux par des lames de phase non modélisé dans la plupart des codes. Ce lissage produit des points chauds dans les taches focales des faisceaux dont l'impact sur le transfert d'énergie n'a pour l'instant pas été étudié.

Ainsi, que ce soit pour les expériences d'attaque directe ou indirecte, il est important de comprendre plus finement le transfert d'énergie pour mieux le modéliser. Pour cela, il est essentiel d'étudier l'impact de son régime transitoire, la superposition de nombreux transferts d'énergie et le rôle des points chauds des taches focales des faisceaux.

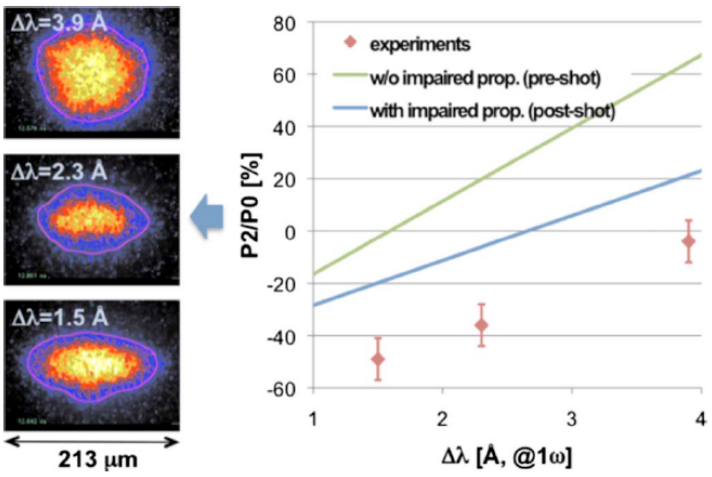


FIGURE 1.12 : Figure extraite de [Michel10] comparant les prédictions de la symétrie d'implosion de la capsule dans les cavités de conversion sans ou avec transfert d'énergie aux mesures expérimentales par radiographie X de la symétrie d'implosion en fonction de la différence de longueurs d'onde entre les faisceaux des cônes internes et des cônes externes du NIF.

Utilisation du transfert d'énergie pour la *plasmaphotonics*

Enfin, le transfert d'énergie est aujourd'hui à l'étude pour faire de la *plasmaphotonics*, c'est-à-dire utiliser des milieux plasma pour réaliser des dispositifs optiques.

Initialement, les chercheurs se sont demandés s'il serait possible de se servir de diffusions Raman ou Brillouin stimulées pour amplifier des faisceaux en milieu plasma [Milroy79, Andreev89a, Shvets98, Malkin99, Fisch03]. Cela permettrait d'éviter les dommages dans les optiques pouvant être causés par des intensités trop importantes. Ces possibilités sont à l'étude pour faire de l'amplification d'impulsions courtes en plasma par des instabilités Raman [Ping04, Ren07, Trines10] ou des instabilités Brillouin en régime de couplage fort [Andreev06, Lancia10, Lancia16], s'apparentant au transfert d'énergie observé dans les expériences de fusion.

Le transfert d'énergie est aussi étudié pour réaliser des systèmes optiques agissant sur la polarisation des faisceaux laser [Michel14]. Michel *et al.* ont proposé un modèle pour prévoir le changement de polarisation d'un faisceau suite à son interaction avec un autre faisceau par l'intermédiaire du transfert d'énergie. Utiliser l'amplification ou l'atténuation d'une certaine composante de la polarisation d'un faisceau permettrait de produire un analyseur-polariseur via un milieu plasma. Utiliser le changement de phase induit par le transfert entre les deux composantes de la polarisation d'un faisceau permettrait de générer une lame à retard via un milieu plasma. Cette dernière possibilité a été démontrée expérimentalement très récemment [Turnbull16].

Ainsi, les études du transfert d'énergie ne se limitent pas seulement aux expériences de fusion par confinement inertiel laser, mais ont égalemet un intérêt pour la réalisation de dispositifs optiques en milieu plasma.

1.3.3 Instabilités collectives ou multi-faisceaux

Gains et seuils des instabilités collectives

Commençons par décrire ce qu'est une instabilité collective [DuBois92], aussi appelée récemment dans la littérature instabilité multi-faisceaux. Ces instabilités sont caractérisées par $a_{2b'} = a_{2b} = a_2$ ou $a_{1b'} = a_{1b} = a_1$.

Pour avoir $a_{2b'} = a_{2b} = a_2$ ou $a_{1b'} = a_{1b} = a_1$, il faut que les pulsations et les vecteurs d'onde des deux ondes filles, a_{ib} et $a_{ib'}$ avec i valant 1 (respectivement 2) si l'on s'intéresse à l'onde diffusée (respectivement l'onde plasma) collective, soient les mêmes. À cause des conditions de résonance des instabilités, cela nécessite que les angles entre le vecteur d'onde de chaque faisceau et le vecteur d'onde de l'onde fille collective soient les mêmes. Ainsi, pour amplifier collectivement une onde plasma ou diffuser collectivement une onde électromagnétique, les vecteurs d'onde des faisceaux laser doivent se répartir sur la surface d'un cône dont l'axe est dirigé selon le vecteur d'onde de l'onde fille commune. C'est pourquoi, nous parlons généralement de cônes de faisceaux quand nous nous intéressons aux faisceaux pouvant produire des instabilités Brillouin collectives.

Quand l'onde acoustique ionique est collective, la lumière de chaque faisceau est

diffusée symétriquement par rapport à l'axe du cône de faisceaux. La figure 1.13 (a) illustre l'instabilité à onde acoustique ionique collective produite par deux faisceaux symétriques par rapport à l'axe du cône qu'ils définissent. Dans ce cas, la lumière diffusée par chaque faisceau se propage dans la direction de rétrodiffusion de l'autre faisceau. Dans le cas général, la lumière peut être diffusée dans une direction sans faisceau. Quand l'onde diffusée est collective, la lumière sera évidemment diffusée dans l'axe du cône de faisceaux. Cette diffusion peut se faire vers l'avant ou vers l'arrière par rapport à la direction de propagation des faisceaux. La figure 1.13 (b) illustre la géométrie d'interaction pour deux faisceaux et une instabilité à onde électromagnétique collective diffusant vers l'arrière.

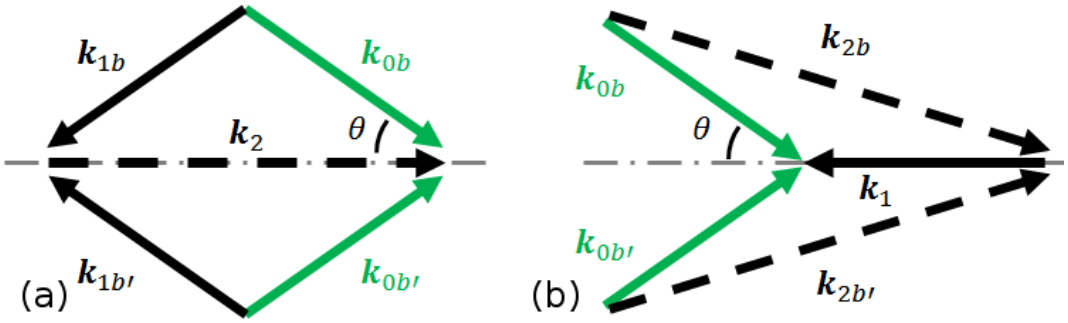


FIGURE 1.13 : Illustration de l'orientation des vecteurs d'onde des différentes ondes dans le cas d'instabilités collectives : pour une instabilité à (a) onde plasma collective et (b) onde électromagnétique diffusée collective. Comme précédemment, l'indice 0 fait référence à une onde électromagnétique incidente, l'indice 1 à une onde électromagnétique diffusée et l'indice 2 à une onde plasma. Les indices b et b′ font référence à deux faisceaux différents et à leurs ondes associées. θ est le demi-angle au sommet du cône formé par les vecteurs d'onde des faisceaux b et b′. Cette figure représente des instabilités Brillouin car les vecteurs d'onde des faisceaux incidents et des ondes diffusées ont même module. Pour des instabilités Raman, ça ne serait pas le cas.

Dans le cas où $a_{2b'} = a_{2b} = a_2$, les faisceaux 0b et 0b′ amplifient la même onde acoustique ionique. Cette instabilité est appelée instabilité collective *SP* pour *symmetric plasma wave*. Pour des faisceaux cohérents dont on néglige la déplétion, le système d'équations donnant l'évolution des différentes ondes filles ne se réduit plus à deux équations couplées mais à trois :

$$D_1 a_{1b} = \gamma_0 a_{0b} a_2^* \quad (1.3.3)$$

$$D_1 a_{1b'} = \gamma_0 a_{0b'} a_2^* \quad (1.3.4)$$

$$D_2 a_2 = \gamma_0 (a_{0b} a_{1b}^* + a_{0b'} a_{1b'}^*) \quad (1.3.5)$$

On aboutit donc, pour $a_{0b} = a_{0b'} = 1$, à la relation de dispersion :

$$D_1 D_2 = 2\gamma_0^2 \quad (1.3.6)$$

Dans le cas de faisceaux cohérents, le résultat est le même si l'onde électromagnétique diffusée est collective, c'est-à-dire si $a_{1b'} = a_{1b} = a_1$. Cette instabilité est dite *SL*

pour *symmetric scattered light*.

En généralisant à N faisceaux, nous aboutissons pour les instabilités à onde plasma ou onde électromagnétique collective à la relation de dispersion :

$$D_1 D_2 = N\gamma_0^2 \tag{1.3.7}$$

Ainsi, les instabilités collectives ont un seuil aussi petit que le nombre de faisceaux interagissant collectivement est grand. La condition de seuil s'écrit :

$$\gamma_0^2 > \frac{\nu_1 \nu_2}{N} \tag{1.3.8}$$

Le taux d'amplification spatiale q_{coll} est, quant à lui, aussi grand que le nombre de faisceaux interagissant collectivement est important :

$$q_{coll} = -\frac{1}{2}\left(\frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|} + \frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|}\right) + \left(\frac{1}{4}\left(\frac{\nu_2}{|\mathbf{V}_2|} - \frac{\nu_1}{|\mathbf{V}_1|}\right)^2 + \frac{N\gamma_0^2}{|\mathbf{V}_1||\mathbf{V}_2|}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.3.9}$$

Pour des faisceaux incohérents, il convient d'utiliser les équations de la RPA et de distinguer les deux types d'instabilité. Pour une instabilité à onde plasma collective ou *SP*, on aboutit à la relation de dispersion :

$$(D_1 - \gamma_1)(D_2 - N\gamma_2) = N\gamma_1\gamma_2 \tag{1.3.10}$$

Pour une instabilité à onde électromagnétique diffusée collective ou *SL*, on aboutit à la relation de dispersion :

$$(D_1 - N\gamma_1)(D_2 - \gamma_2) = N\gamma_1\gamma_2 \tag{1.3.11}$$

où les γ_i sont calculés grâce aux relations habituelles de l'approximation RPA présentées dans la partie 1.2.2. À partir de ces relations de dispersion, il est possible de calculer les taux d'amplification spatiale des deux types d'instabilités pour des faisceaux incohérents, notés $q_{SP,RPA}$ et $q_{SL,RPA}$.

Étude expérimentale des instabilités collectives

Après leur prédiction théorique, ce type d'instabilités a inspiré des expérimentateurs qui ont cherché à les mettre en évidence ou à les utiliser.

Baldis *et al.* ont réalisé une expérience s'appuyant sur une instabilité collective pour montrer l'importance de la connaissance des conditions initiales des ondes acoustiques ioniques dans le plasma pour la croissance des instabilités Brillouin [Baldis96]. Cette expérience, dont le schéma est présenté sur la figure 1.14 (a), consistait à mesurer par diffusion Thomson à la fois l'amplitude de l'onde acoustique ionique responsable de la rétrodiffusion Brillouin du faisceau k_{int} et celle de l'onde acoustique ionique amplifiée par l'instabilité Brillouin à onde plasma collective des faisceaux k_{int} et k_{seed}. La figure 1.14 (b) récapitule les résultats expérimentaux. La colonne A présente les mesures de diffusion Thomson selon la direction de l'onde acoustique ionique collective et la colonne B les mesures selon celle de l'onde acoustique ionique responsable de la rétrodiffusion. Le passage d'une ligne à l'autre s'obtient en augmentant l'intensité du faisceau k_{seed} : l'intensité de k_{seed} est nulle

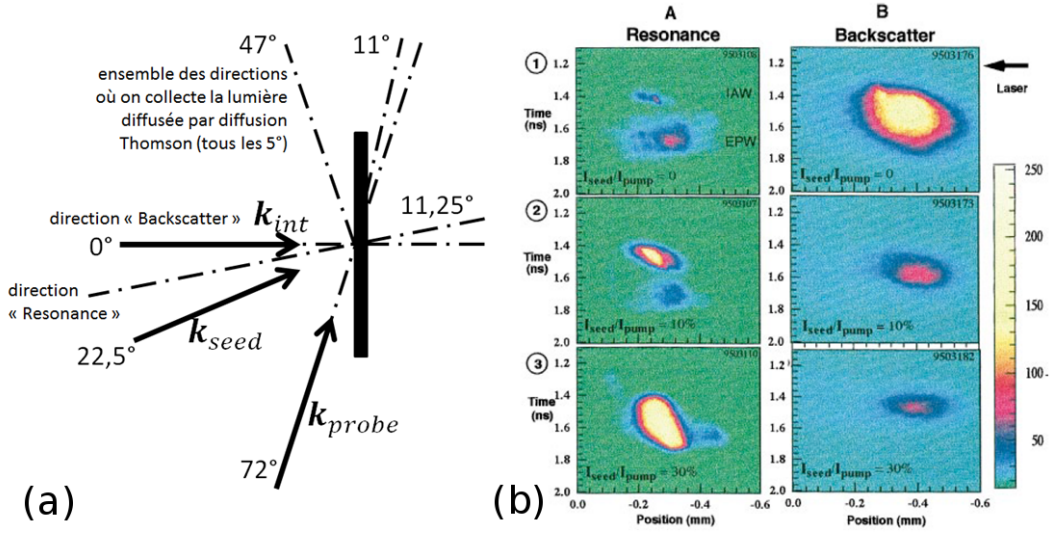


FIGURE 1.14 : (a) Schéma du dispositif expérimental. k_{int} est le vecteur d'onde du faisceau d'interaction principal, k_{seed} celui du second faisceau d'interaction servant à perturber le plasma avant l'arriver du faisceau principal et k_{probe} le faisceau sonde de la diffusion Thomson. Les signaux de diffusion Thomson étaient récoltés sur un grand panel d'angles tous les 5° entre les directions 11° et 47°. (b) Figure extraite de [Baldis96] présentant le principal résultat de l'expérience. Les signaux des différentes images sont proportionnels aux amplitudes des ondes acoustiques ioniques sondées. Les différentes lignes ont été obtenues en augmentant l'intensité du second faisceau d'interaction.

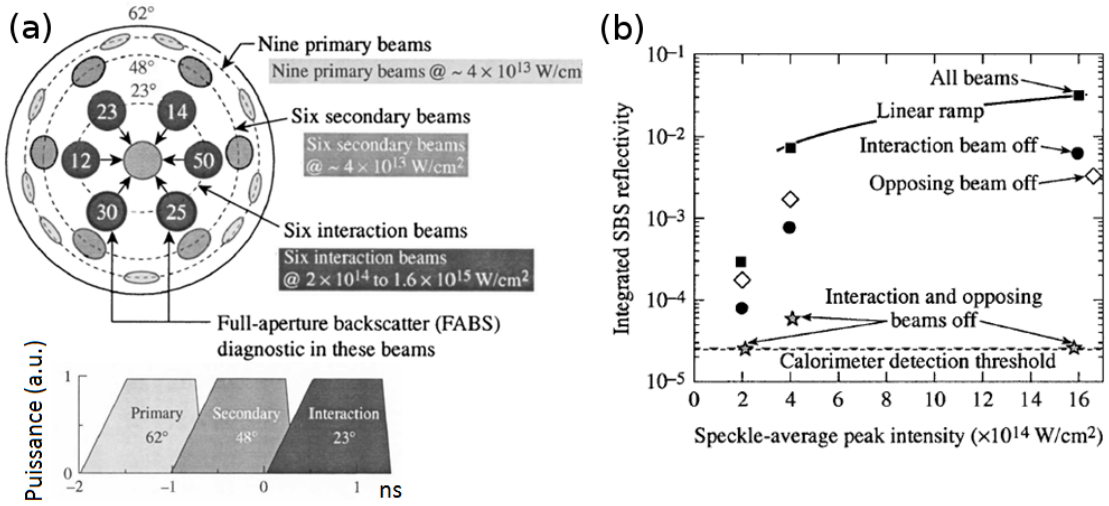


FIGURE 1.15 : Figures extraites de [Seka02]. (a) Schéma de l'expérience présentant la répartition angulaire des faisceaux laser suivant trois cônes, les délais entre les cônes et l'intensité de chacun des faisceaux. (b) Principal résultat de l'expérience présentant la variation du niveau de signal moyen diffusé dans la direction de rétro-diffusion des faisceaux #25 et #30 en fonction de l'intensité moyenne des faisceaux d'interaction et de la présence ou non de certains faisceaux.

pour la ligne 1, elle vaut 10% de l'intensité de k_{int} pour la ligne 2 et 30% pour ligne 3. Ainsi, plus l'intensité de k_{seed} était importante, plus l'onde acoustique ionique responsable de la rétrodiffusion disparaissait au profit de l'onde acoustique ionique collective. La limite de cette étude était que k_{seed} était envoyé dans le plasma 0.2ns avant k_{int}. Ainsi, il n'est pas possible de dire si le résultat aurait été le même en envoyant simultanément les deux faisceaux. De plus, les gains attendus pour les instabilités à un et deux faisceaux étant proches, cette étude n'est pas forcément représentative des expériences de fusion avec des faisceaux laser se croisant par dizaines.

Quelques années plus tard, Seka *et al.* ont cherché à étudier l'importance des instabilités collectives dans les expériences de fusion en attaque directe [Seka02]. Cette expérience, dont la figure 1.15 illustre le schéma expérimental et les principaux résultats, consistait à irradier une cible solide avec trois cônes de faisceaux : un de neuf faisceaux à 62°, un de six faisceaux à 48° et un de six faisceaux à 23°. La figure 1.15 indique aussi bien les délais entre les faisceux que leurs intensités. Les deux principaux diagnostics étaient les FABSs, *Full-Aperture Backscatter Stations*, des mesures de lumières rétrodiffusées selon la direction des faisceaux #25 et #30. L'utilisation ou non des différents faisceaux du cône d'interaction ont permis de montrer que, dans la direction de rétrodiffusion des faisceaux #25 et #30, l'intensité de la lumière diffusée dépendait à la fois de la présence du faisceau lui-même mais aussi de la présence de son symétrique dans le cône de faisceaux. Cependant, il n'était pas possible de trancher entre la mise en évidence d'une instabilité collective par le cône de faisceaux à 23° ou l'amplification par le faisceau #25 ou #30 d'un germe issu de la réfraction sur la densité critique des cibles solides du faisceau symétrique au faisceau #25 ou #30 dans le cône de faisceaux à 23°.

Ainsi, des expériences ont cherché à étudier les instabilités collectives sans arriver à séparer et isoler l'importance de ces instabilités face à d'éventuels *seeding*. Cependant, ces instabilités connaissent un regain d'intérêt avec la publication de plus d'articles à leur sujet depuis 2010. Ces articles portent aussi bien sur leur utilisation pour l'amplification d'impulsions [Kirkwood11] que sur l'étude de l'instabilité à deux plasmons [Michel12a] et sur l'identification d'instabilités collectives dans des expériences de fusion en attaque indirecte [Michel15].

Chapitre 2

Etude multi-échelle du transfert d'énergie

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude expérimentale du transfert d'énergie entre faisceaux croisés que nous avons menée au cours de la thèse. Nous y décrivons l'installation laser utilisée et les diagnostics mis en place, puis nous y étudions le transfert d'énergie à deux échelles : à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire à l'échelle des grandeurs moyennes des faisceaux laser, et à l'échelle microscopique, c'est-à-dire à l'échelle des structures fines du champ électrique des faisceaux laser. Nous avons pu tirer de ces deux échelles des résultats complémentaires.

2.1 Description des expériences réalisées

L'installation laser de puissance LULI2000 au Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intenses (LULI) à l'Ecole Polytechnique (Palaiseau, France) est une installation unique en France. Elle permet de réaliser des expériences dans de nombreux domaines : l'interaction laser-plasma, l'astrophysique de laboratoire, les équations d'état de la matière en conditions extrêmes, l'accélération de particules, et bien d'autres. En général, l'installation est mise à la disposition d'une équipe de chercheurs pendant une à quatre semaines pour réaliser une expérience suite à l'écriture d'une proposition d'expérience et de sa sélection par un comité scientifique. L'équipement laser reste piloté par les équipes techniques du LULI, tandis que les chercheurs sont responsables de la mise en place et de l'utilisation des diagnostics qu'ils souhaitent mettre en oeuvre. Usuellement, une mesure, constituée de l'utilisation conjointe des faisceaux laser à haut flux et des diagnostics, est appelée un tir laser ou simplement un tir.

Le point fort de cette installation est de disposer de deux faisceaux laser dits *kilojoules*, c'est-à-dire deux faisceaux dont l'énergie totale disponible à 1053nm est d'environ 1kJ chacun, sur des durées d'impulsion de l'ordre de plusieurs nanosecondes. Ces faisceaux peuvent être dirigés dans deux salles d'expériences. Dans la première salle, les deux faisceaux interagissent directement avec la matière. Dans la seconde, l'une des deux chaînes laser est comprimée pour produire un faisceau court de durée d'impulsion environ 1ps à mi-hauteur par la méthode *Chirped Pulse Amplification* (CPA) [Strickland85]. Ce faisceau court dispose d'une énergie réduite de 100J à 1053nm. Nos expériences ont été réalisées dans cette seconde salle afin de disposer d'un faisceau de quelques picosecondes, échelle de temps de la dynamique des ondes acoustiques ioniques pour des plasmas de température électronique $T_e \sim 1$keV et de densité électronique n_e autour de 0.05 fois la densité critique à 526.5nm. Un autre intérêt de cette installation est de disposer d'autres faisceaux laser de plus faible énergie et spécifiques à chaque salle expérimentale. Dans notre cas, nous avons utilisé, en plus des deux chaînes *kilojoules*, un faisceau nanoseconde d'énergie totale 80J (respectivement 20J) à 1053nm pour une durée d'impulsion de 1.5ns (respectivement 0.5ns).

Sur cette installation, les diagnostics sont éphémères. C'est à chacun des utilisateurs de venir installer ses diagnostics avant la campagne expérimentale puis de les démonter une fois qu'elle est terminée. En raison d'un planning expérimental bien rempli, les chercheurs ne disposent en moyenne que d'une semaine pour monter les diagnostics et d'une journée pour les démonter. Pour notre part, nous avons pu réaliser deux expériences de trois semaines avec comme thème principal le transfert d'énergie, en avril-mai 2015 puis en mars 2016. Nous avons principalement utilisé des diagnostics optiques afin d'étudier la lumière transmise par les faisceaux à travers le plasma et la lumière diffusée par les ondes plasmas dans différentes directions. Ces diagnostics seront détaillés par la suite.

Cette partie présentera dans un premier temps le dimensionnement des expériences qui ont permis d'étudier les propriétés du transfert d'énergie. Puis, elle détaillera les diagnostics mis en place pour étudier le transfert d'énergie le plus fine-

ment possible. Enfin, elle abordera comment le plasma a été caractérisé au cours de ces expériences.

2.1.1 Dimensionnement des expériences

Lors de la propagation de plusieurs faisceaux laser dans des plasmas, nous avons vu dans les parties 1.3.1, 1.3.2 et 1.3.3 que de nombreux processus de diffusion peuvent se produire, se basant sur l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Il convient dans un premier temps de détailler les paramètres ayant été retenus pour étudier le transfert d'énergie entre faisceaux croisés dans des conditions proches des expériences de fusion.

Création d'un plasma représentatif des expériences de fusion

Lors d'expériences de fusion par attaque directe, l'échange d'énergie se produit entre les ailes des faisceaux réfractées par la surface du plasma à la densité critique et les faisceaux incidents. Le transfert se produit dans des zones de plasma avec des densités électroniques allant de 0.1 à 0.3 fois la densité critique à 351nm [Igumenshchev12]. Dans ces régions du plasma, la température électronique est comprise entre 0.5 et 2.0keV. Les gradients de densité et de température produits dans ces expériences sont généralement bien reproduits par l'irradiation de cibles solides. Lors d'expériences de fusion par attaque indirecte, l'échange d'énergie a lieu là où tous les faisceaux laser se croisent, généralement au niveau du trou d'entrée laser des cavités. Le plasma de cette région des cavités est principalement composé du plasma formé par l'explosion des fenêtres des cavités. Ces plasmas ont généralement des températures allant de 1 à 2.5keV et des densités de 0.03 à 0.15 fois la densité critique à 351nm. Le comportement hydrodynamique de ces plasmas, notamment leur expansion, est bien reproduit par l'irradiation de feuilles minces d'épaisseur quelques micromètres.

Pour ces expériences, nous avons choisi d'irradier des feuilles minces de mylar ($C_{10}H_8O_4$), d'épaisseur 2.5μm, de largeur $470 \pm 20\mu$m et de hauteur 1cm, avec un faisceau laser d'impulsion carrée de durée 1.5ns à mi-hauteur avec des temps de montée de l'ordre de 0.2ns, à 526.5nm, d'énergie de 400 à 600J et de tache focale elliptique, lissée par une lame de phase hybride (HPP pour *hybrid phase plate* en anglais) [Kato84], de 500μm de largeur (grand axe) et 200μm de hauteur (petit axe), largeur et hauteur étant les mêmes directions que largeur et hauteur de la cible. Ce faisceau sera par la suite appelé le faisceau de chauffage. Il était focalisé via une lentille de diamètre 200mm et de focale 800mm. La figure 2.1 illustre l'édifice cible utilisé lors de nos expériences. Le mylar s'approche relativement bien des matériaux utilisés pour l'ablateurs d'une cible d'attaque directe et pour les fenêtres d'une cavité d'attaque indirecte.

La faible épaisseur de la cible a permis d'atteindre des densités électroniques de l'ordre de 0.05 fois la densité critique à 526.5nm. Nous noterons à présent n_c la densité critique à 526.5nm. La largeur de la cible et la taille de la tache focale du

faisceau laser résulte d'un compromis entre un volume de plasma à chauffer petit pour atteindre des températures électroniques de 1keV et un volume d'interaction grand pour croiser plusieurs faisceaux laser. La durée d'impulsion du faisceau de chauffage est contrainte par l'installation en fonction de l'énergie que l'on souhaite obtenir sur le faisceau. La longueur d'onde du faisceau est un compromis entre maximiser son absorption et maximiser l'énergie après conversion. Plus sa longueur d'onde est courte, meilleure est son absorption dans le plasma mais moins il y a d'énergie après les conversions successives. Enfin, l'énergie du faisceau de chauffage, de l'ordre de 800J à 1053nm, était de 400 ± 40J sur cible à 526.5nm en avril-mai 2015 et de 600 ± 60J en mars 2016. Elle était toujours utilisée au maximum pour atteindre les températures électroniques les plus chaudes possibles et conserver le même plasma d'un tir à l'autre.

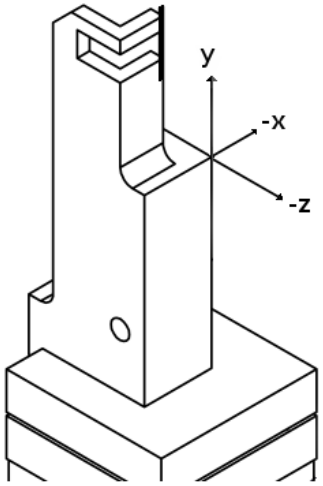


FIGURE 2.1 : Édifice cible utilisé dans nos expériences pour tenir les feuilles minces de mylar. Le mylar est la petite languette noire que l'on voit en haut de l'édifice. La direction z correspond à l'axe de propagation du faisceau de chauffage.

Dimensionnement des deux faisceaux d'interaction

Les expériences ont été dimensionnées pour utiliser trois faisceaux laser, comme illustré sur le schéma de l'expérience sur la figure 2.2 (a). Comme présenté précédemment, le faisceau de chauffage était utilisé pour former le plasma. Deux autres faisceaux laser, un de durée nanoseconde dit le faisceau nanoseconde et un de durée picoseconde dit le faisceau picoseconde, étaient utilisés pour réaliser l'interaction à deux faisceaux. Une interaction à trois faisceaux a également été étudiée en croisant les deux faisceaux d'interaction avant la fin de l'impulsion du faisceau de chauffage. Les deux différentes synchronisations des faisceaux sont indiquées sur la figure 2.2 (b). Les faisceaux nanoseconde et picoseconde étaient également convertis à 526.5nm. Ce choix était plutôt pratique car il est plus facile de réaliser des alignements dans le domaine du visible. Les trois faisceaux se propageaient dans le

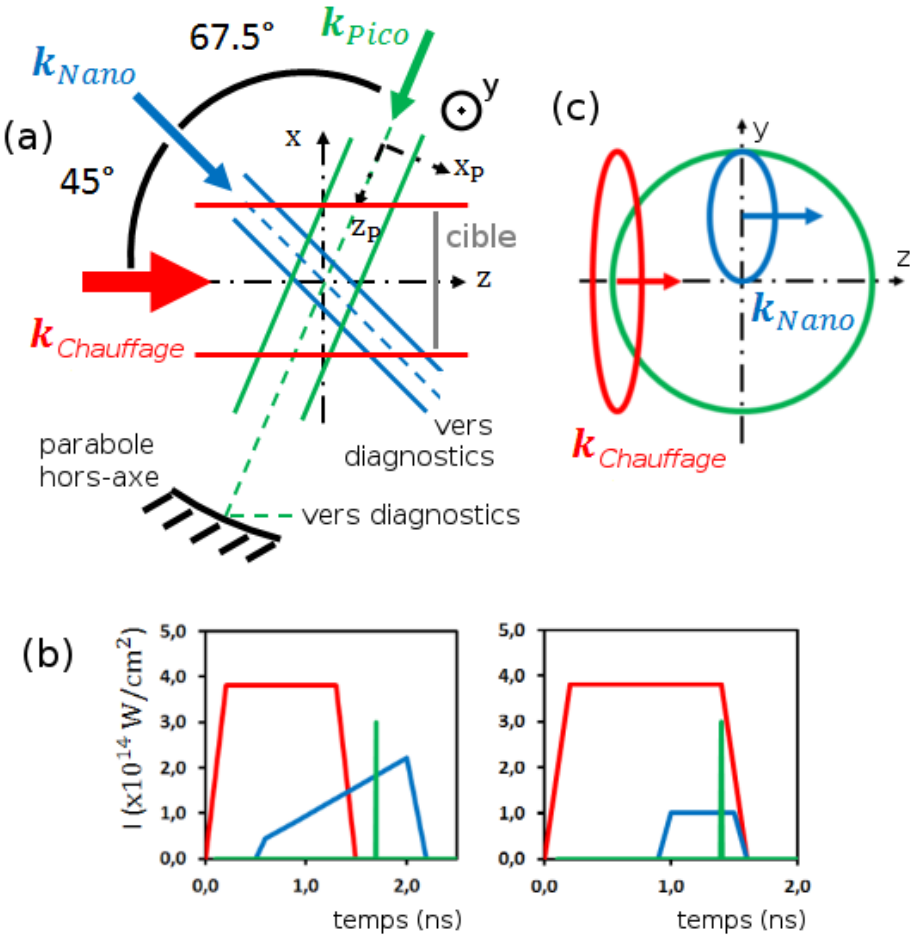


FIGURE 2.2 : Schéma de la configuration expérimentale réalisée. Chaque couleur correspond à un faisceau : le rouge pour le faisceau de chauffage, le bleu pour le faisceau nanoseconde et le vert pour le faisceau picoseconde. (a) Schéma global de l'expérience dans le plan horizontal orienté par les vecteurs $\mathbf{z}$ et $\mathbf{x}$. $\mathbf{z}$ est selon l'axe et la direction de propagation du faisceau de chauffage. Une seconde base est réprésentée avec $\mathbf{z}_p$ selon l'axe de propagation du faisceau picoseconde et $\mathbf{x}_p$ selon l'axe transverse du faisceau picoseconde dans le plan horizontal. La direction normale à ce plan est désignée par $\mathbf{y}$. (b) Les deux différentes synchronisations des faisceaux utilisées lors des deux campagnes expérimentales pour étudier le transfert d'énergie à deux ou trois faisceaux. (c) Exemple du pointé des faisceaux utilisés pour ne croiser les faisceaux nanoseconde et picoseconde que dans une moitié du faisceau picoseconde. Les faisceaux de chauffage et picoseconde ayant la même dimension verticale, ils étaient centrés au mieux.

même plan que l'on appellera à présent le plan horizontal. La polarisation des trois faisceaux, définie comme l'orientation de leur champ électrique respectif par rapport à la direction y dans le sens trigonométrique direct, était linéaire et inclinée de 45° pour le faisceau de chauffage, de 45° pour le faisceau nanoseconde et de 12.5° pour le faisceau picoseconde. Cette dernière valeur, plutôt inattendue, est due à un jeu de miroirs servant d'ascenseur au faisceau picosecond et modifiant sa polarisation. Dans le plan horizontal, les cibles avaient une épaisseur de 2.5μm et une largeur de $470 \pm 20\mu$m. La position initiale de la cible par rapport à la zone de croisement des faisceaux nanoseconde et picoseconde représentait un paramètre de ces expériences. Elle permettait de modifier l'hydrodynamique du plasma dans la zone de croisement (vitesse d'expansion). La position initiale de la cible sera notée à présent x_{cible}.

Le faisceau nanoseconde disposait soit d'une énergie d'environ 20J à 526.5nm pour une impulsion presque carrée (comme illustré sur la figure 2.2 (b)) de 1.5ns soit d'une énergie de 7J à 526.5nm pour une impulsion carrée de 0.5ns. Il était focalisé dans le plasma à travers un doublet de focale 500mm. Le diamètre incident sur le doublet était d'environ 90mm. Sa tache focale, lissée avec une lame de phase aléatoire (RPP pour *random phase plate* en anglais) [Kato84], était circulaire de diamètre à mi-hauteur environ 110μm. Nous avons précisé deux énergies pour deux durées d'impulsion, car, entre les deux campagnes expérimentales réalisées sur LULI2000, nous avons décidé de réduire la durée d'impulsion du faisceau nanoseconde afin d'augmenter son intensité. L'idée était de tirer le faisceau avec un maximum d'énergie et une durée d'impulsion plus courte. Finalement, il n'a pas été possible de disposer de plus de 7J à 526.5nm, ce qui a seulement permis de reproduire l'intensité de la campagne précédente, de l'ordre de 1×10^{14}W.cm^{-2}. Lors de la campagne expérimentale de avril-mai 2015, l'intensité a été conservée constante à $1.0 \pm 0.2 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. Lors de la seconde campagne de mars 2016, elle a évolué entre $0.7 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et $1.3 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. Cette intensité sera notée $I_{nano,0}$.

Le faisceau picoseconde disposait d'une énergie et d'une durée d'impulsion variables. Ces deux paramètres ont été changés tout au long des deux campagnes expérimentales pour étudier le transfert d'énergie. Nous avons varié la durée d'impulsion à mi-hauteur entre 1 et 12ps afin d'explorer le régime transitoire du transfert d'énergie. Elle sera notée t_{pico}. Comme nous l'avons déjà signalé, cette échelle de temps correspond à la dynamique des ondes acoustiques ioniques d'un plasma à 1keV et de densité électronique $0.05n_c$. Elle est, en première approximation, donnée par la pulsation des ondes acoustiques ioniques $\omega_s = k_s \times c_s$ de l'ordre de 2×10^{13}s^{-1}. L'énergie du faisceau a été ajustée entre 0 et 30J en fonction de sa durée d'impulsion pour atteindre des intensités comprises entre 0.5×10^{14} et 1×10^{16}W.cm^{-2}. Ces intensités ont été choisies pour rester dans le régime de couplage faible de la diffusion Brillouin stimulée. Elles seront notées $I_{pico,0}$. Le faisceau était focalisé par un miroir parabolique de focale 800mm et d'hors-axe 250mm. Il avait un diamètre d'environ 200mm avant sa focalisation par le miroir parabolique. Sa tache focale, lissée par RPP, était circulaire de diamètre environ 220μm à mi-hauteur. La différence entre les diamètres des taches focales des deux faisceaux d'interaction a permis de croiser les deux faisceaux uniquement dans la partie haute ou basse du faisceau picoseconde, comme illustré sur la figure 2.2 (c). Ainsi, les parties haute et basse du faisceau

picoseconde permettaient d'accéder sur un même tir à la transmission du faisceau picoseconde seul et à sa transmission après avoir croisé le faisceau nanoseconde dans la plasma. C'est essentiellement cette comparaison entre haut et bas du faisceau picoseconde qui nous a permis d'étudier quantitativement le transfert d'énergie.

Revenons plus en détail sur la variation de la durée d'impulsion du faisceau picoseconde. Nous avons déjà signalé que la méthode CPA [Strickland85] était utilisée pour comprimer l'un des faisceaux dits *kilojoules*. Cette méthode permet de générer un faisceau laser intense d'impulsion courte à partir d'un faisceau de large spectre. Pour cela, le faisceau de large spectre est étiré temporellement, c'est-à-dire que ces différentes longueurs sont séparées et réparties spatialement grâce à l'utilisation de deux réseaux pour générer un faisceau d'impulsion plus longue de l'ordre de la nanoseconde. Ce faisceau nanoseconde est amplifié via l'une des chaînes laser *kilojoules*. Ensuite, il est recomprimé en repassant par un nouveau jeu de deux réseaux. La chaine laser de l'installation LULI2000 est conçue pour générer une impulsion de 1ps. Cependant, en sur-étirant l'impulsion picoseconde avant l'amplification, il est possible d'augmenter la durée finale du faisceau laser [Shchatsinin09]. C'est ainsi que nous avons pu modifier la durée du faisceau picoseconde entre 1 et 12ps à mi-hauteur. Ce sur-étirement revient à induire un déphasage dépendant de la longueur d'onde au faisceau étiré [Shchatsinin09]. On peut ainsi calculer la durée et la forme de l'impulsion attendue en fonction de la chaine laser considérée. Initialement et à 1ps, le faisceau est gaussien. D'après les calculs, en le sur-étirant, la forme du pulse change légèrement et se rapproche d'une fonction du type sech^2 possédant des ailes plus longues, mais toujours plus courtes qu'une lorentzienne. Cependant, les équipes de l'installation LULI2000 ont mesuré des formes d'impulsion gaussiennes jusqu'à 12ps. Nous retiendrons donc que la forme de l'impulsion picoseconde était gaussienne quelle que fut sa durée d'impulsion. Enfin, précisons que la largeur spectrale finale du faisceau après conversion à 526.5nm était de 0.7nm.

Utilisation de lames de phase aléatoire

Avant de passer à la description des diagnostics, revenons sur l'utilisation de lames de phase pour obtenir des faisceaux laser avec des taches focales de diamètre bien défini. Les lames de phase sont des éléments d'optique permettant de maîtriser la taille et la qualité des taches focales des faisceaux laser [Kato84]. Elles consistent à introduire des déphasages entre différents points du faisceau avant sa focalisation. Ces déphasages spatiaux seront alors responsables d'interférences lors de la focalisation du faisceau. La maîtrise de ces déphasages permet d'obtenir une figure d'interférences bien définie. Une lame de phase simple est la lame de phase aléatoire (RPP). Cette lame de verre transparente à la longueur d'onde d'intérêt est constituée d'un pavage carré dont chaque carré va introduire un déphasage de 0 ou π. Si le nombre de carrés du pavage est suffisamment important, elle permet d'obtenir des taches focales gaussiennes dont le diamètre dépend uniquement de la distance focale de l'optique de focalisation utilisée, de la longueur d'onde du faisceau et de la dimension des carrés du pavage. Ce diamètre à mi-hauteur s'exprime $1.22\lambda f/d$ où λ est la longueur d'onde du faisceau, f la distance focale de l'optique de focalisation et d la taille des éléments carrés [Kato84, Depierreux00]. Des lames plus complexes,

comme la lame de phase hybride (HPP) que nous avons utilisée sur le faisceau de chauffage, permettent de produire des hyper-gaussiennes de diamètres connus. Elles sont constituées de motifs déphasants complexes similaires à des treillis militaires. Les diagnostics d'imagerie, que nous présenterons dans la partie 2.1.2, nous ont permis de vérifier que les taches focales des faisceaux picoseconde et nanoseconde avaient bien le diamètre attendu en fonction des RPPs choisies.

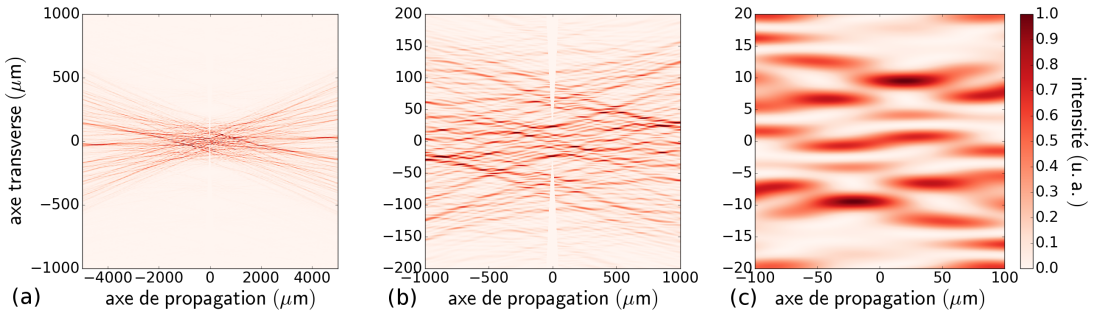


FIGURE 2.3 : Calcul intégré en temps, à trois échelles, de la structure de points chauds produite lors de la focalisation du faisceau picoseconde avec nos paramètres expérimentaux : (a) à une échelle grande devant le volume de focalisation, (b) à l'échelle du volume de focalisation et (c) à l'échelle de quelques points chauds, c'est-à-dire à l'échelle d'une dizaine de micromètres. Sur l'image centrale, on voit apparaître deux fins triangles dans lesquels le calcul n'a pu être réalisé à cause de divergences numériques.

Le principal inconvénient de ces lames de phase est de produire des sur-intensités dans le volume de focalisation. Les taches focales étant générées par des interférences constructives et destructives, certains points du volume de focalisation peuvent atteindre des intensités allant jusqu'à dix fois l'intensité moyenne du faisceau. On parle alors de points chauds ou *speckles* en anglais. Ces points chauds constituent une structure microscopique dans la tache focale. La figure 2.3 montre ce type de structure. La dimension des points chauds est donnée par deux formules : la dimension longitudinale par $\pi\lambda f^2/D$ et la dimension transverse par $\lambda f/\sqrt{2}D$, où D est le diamètre du faisceau avant focalisation [Kato84, Depierreux00]. Quant à leur intensité, elle peut être étudiée grâce à des développements statistiques. Plus spécifiquement, il est possible d'étudier la fonction de distribution en intensité des points chauds. Cette fonction, aussi appelée abondance et notée $M : u = I/\langle I\rangle \mapsto M(u)$ où I est l'intensité d'un point chaud et $\langle I\rangle$ l'intensité moyenne du faisceau dans la tache focale, donne le nombre de points chauds dans la tache focale ayant au moins u fois l'intensité moyenne. Cette fonction a été principalement étudiée pour les RPPs [Rose93, Garnier99] et suit globalement une décroissance exponentielle.

2.1.2 Diagnostics mis en place lors des expériences

Vue d'ensemble des diagnostics

Des diagnostics ont été mis en place pour étudier la lumière transmise dans la direction du faisceau picoseconde, la lumière transmise dans la direction du faisceau nanoseconde, la lumière diffusée en rétrodiffusion du faisceau picoseconde dans deux gammes de longueur d'onde, entre 520 et 535nm pour l'étude de la diffusion Brillouin stimulée et entre 500 et 900nm pour l'étude de la diffusion Raman stimulée. Un diagnostic d'imagerie a été également installé en transmission du faisceau de chauffage. Il était obstrué lors des tirs et servait uniquement à vérifier et ajuster si nécessaire le pointage du faisceau de chauffage de tir à tir. Ce diagnostic étant simplement une imagerie à une lentille, nous ne le détaillerons pas. Nous nous attacherons à détailler uniquement les autres diagnostics.

Pour les diagnostics en transmission, la lumière était collectée par un miroir parabolique de diamètre 120mm, de focale 300mm et d'hors-axe 77.5mm pour le faisceau picoseconde et par un doublet de diamètre 120mm et de focale 250mm pour le faisceau nanoseconde. Des lames séparatrices permettaient ensuite de diviser les signaux collectés vers les différents diagnostics.

Pour les diagnostics en rétrodiffusion du faisceau picoseconde, le signal était analysé après être repassé par la parabole de focalisation et quelques miroirs permettant de transporter le faisceau picoseconde jusqu'au plasma. Plus spécifiquement, la fuite d'un des miroirs était récupérée et transportée jusqu'aux tables de diagnostics via un jeu de grands miroirs. Cette fuite était, par la suite, divisée en deux grâce à une lame séparatrice pour en diriger une partie vers le diagnostic d'analyse de la diffusion Brillouin stimulée et l'autre partie vers le diagnostic dédié à la diffusion Raman stimulée.

La figure 2.4 présente une vue d'ensemble de la salle d'expérience avec l'arrivée de chacun des faisceaux dans la salle, la chambre expérimentale, la sortie en transmission de trois faisceaux de la chambre expérimentale et les tables de diagnostics. Le SOPRA, dont nous parlerons par la suite, y est également représenté. Cette figure donne une idée des contraintes d'encombrement lors de la conception des expériences.

Imageries à haute résolution spatiale en transmission

Deux diagnostics d'imagerie permettaient de réaliser les images des taches focales des faisceaux picoseconde et nanoseconde [Lewis05b, Lewis05a]. Ils permettaient de mesurer finement les distributions spatiales d'intensité des faisceaux. Les deux diagnostics, mis en place sur chacun des faisceaux, étaient similaires. La figure 2.5 les schématise. La lumière transmise et collimatée via la parabole hors-axe ou le doublet était focalisée avec des lentilles de focale 1.2m pour réaliser une première image. Les grandissements obtenus avec le montage en série des optiques de reprise et des lentilles étaient de $\times 4$ pour le faisceau picoseconde et $\times 4.8$ pour le faisceau nanoseconde. Une seconde image était réalisée en plaçant au voisinage de la première image un objectif de microscope. Ce dispositif, constitué de deux lentilles, permettait d'augmenter le grandissement d'un facteur connu. Pour la campagne expérimentale d'avril-mai 2015, nous avons utilisé des objectifs $\times 4$, pour celle de

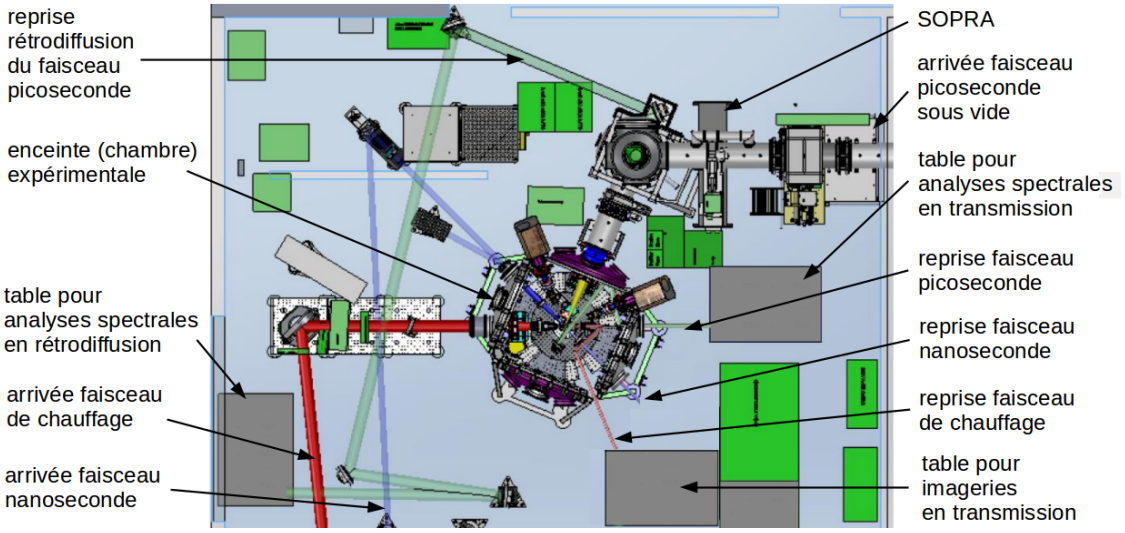


FIGURE 2.4 : Vue d'ensemble de la salle d'expérience avec les faisceaux laser et les tables des diagnostics.

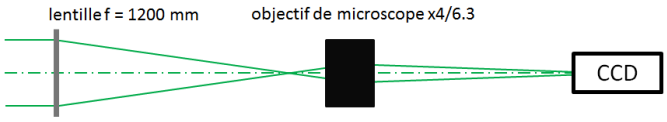


FIGURE 2.5 : Schéma des diagnostics d'imagerie en transmission des faisceaux picoseconde et nanoseconde.

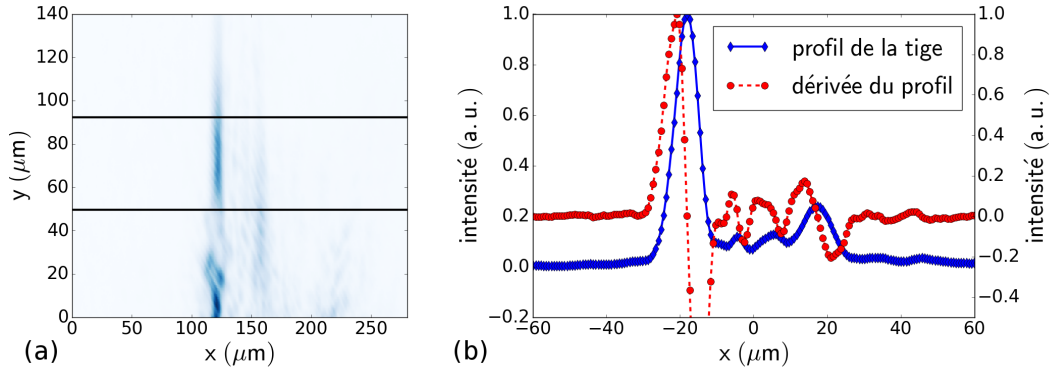


FIGURE 2.6 : (a) Image d'une tige d'environ 40μm de diamètre obtenue avec le diagnostic d'imagerie du faisceau picoseconde. (b) Profil de la tige le long de l'axe x (courbe bleue) obtenu en intégrant l'image de la tige dans la direction y dans le cadre noir réprésenté sur la figure (a). Dérivée de ce profil (courbe rouge).

mars 2016, des objectifs ×6.3. Cette seconde image était alors acquise avec une caméra CCD Andor Visible, caméra sensible à 526.5nm. A partir de ces montages, des dispersions spatiales inférieures à 1μm/pixel ont pu être obtenues.

Pour ce qui est de la résolution spatiale de ce type d'imagerie, elle a été estimée de l'ordre du micron au cours de travaux précédents ce travail de thèse [Lewis05b]. Nous avons pour notre part estimé cette résolution uniquement pour l'imagerie du faisceau picoseconde. L'estimation de cette résolution a été obtenue en étudiant l'image dans la direction du faisceau picoseconde de la diffusion de tiges de diamètre environ 40μm illuminées dans la direction du faisceau nanoseconde avec une diode laser de longueur d'onde 532nm. La figure 2.6 (a) montre l'image d'une tige. On y reconnait les deux bords de la tige à environ x = 120μm et x = 160μm. Ces deux bords sont plus visibles en réalisant des profils de l'image le long de l'axe x comme illustrés par la courbe bleue de la figure 2.6 (b). Le calcul de la déviation des pics de la dérivée du profil de la tige permet d'estimer la résolution spatiale de l'imagerie. Pour cette image, nous avons estimé une résolution de 4μm. En réalisant cette estimation sur de multiples images, nous avons estimé une résolution de l'ordre de $3-4\mu$m pour notre imagerie du faisceau picoseconde.

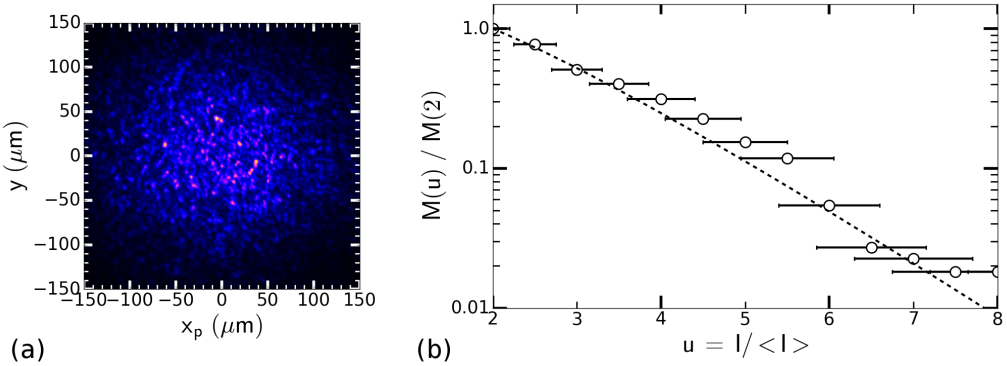


FIGURE 2.7 : (a) Mesure de la tache focale du faisceau picoseconde sur un tir où il se propageait dans le vide avec une intensité d'environ 1×10^{14}W.cm^{-2}. (b) Fonction de distribution en intensité des points chauds déterminée à partir de la mesure de la tache focale (a). Les points noirs représentent les points expérimentaux, la courbe en pointillés noire l'interpolation via la statisique attendue dans une tache focale [Garnier99] (détaillé dans la partie 2.3.1).

La figure 2.7 (a) montre une mesure typique de la tache focale du faisceau picoseconde dans le vide à une intensité de l'ordre de 1×10^{14}W.cm^{-2}. On y identifie les points chauds de la tache focale avec les nombreux maxima locaux de l'intensité. Leur diamètre était en accord avec la valeur attendue théoriquement [Kato84], $6-8\mu$m à mi-hauteur. Il était alors possible de les dénombrer en fonction de leur intensité. Pour cela, nous avons commencé par compter les points chauds ayant une intensité supérieure à 16.0 fois l'intensité moyenne, puis ceux ayant une intensité supérieure à 15.5 fois l'intensité moyenne, et ainsi de suite jusqu'à 2.0 fois l'intensité moyenne. En dessous de cette dernière valeur, il était difficile de

distinguer les points chauds les uns des autres. De plus, le nombre de points chauds ayant au moins deux fois l'intensité moyenne était suffisamment nombreux, de l'ordre de 500 sur l'ensemble de la tache focale, pour disposer d'une statistique suffisante. Enfin, une précaution importante était de ne pas considérer les maxima à moins de $2-3\mu$m d'un maximum déjà dénombré.

Ce dénombrement permettait de déterminer à partir de chaque tache focale la fonction de distribution en intensité de points chauds (voir partie 2.1.1). La figure 2.7 (b) représente cette fonction associée à la mesure de la figure 2.7 (a). Les barres d'erreur sur l'intensité des points chauds sont dues à la non-linéarité des caméras utilisées de l'ordre de 10% et caractérisées expérimentalement. L'étude de la modification de la fonction de distribution en intensité des points chauds en fonction des conditions expérimentales a permis d'étudier le transfert d'énergie à une échelle microscopique. Par contre, pour la tache focale du faisceau nanoseconde, les images étant intégrées en temps, le lissage temporel induit par le plasma [Schmitt98, Grech06, Grech09] lissait complètement les structures de points chauds en transmission. Nous n'avons donc pu étudier la fonction de distribution en intensité des points chauds que pour le faisceau picoseconde.

Mesure de la polarisation des points chauds en transmission

Le diagnostic d'imagerie en transmission du faisceau picoseconde a été amélioré pour la seconde campagne expérimentale afin de résoudre spatialement la polarisation du faisceau picoseconde au sein de sa tache focale en réalisant une imagerie double avec et sans polariseur. Pour ce faire, après l'objectif de microscope, une lame séparatrice a été introduite pour séparer le signal en deux. Les deux signaux étaient ensuite imagés sur des CCDs Andor Visible différentes, une sans autre élément d'optique et l'autre précédée d'un polariseur. La figure 2.8 schématise ce dispositif. L'axe du polariseur était orienté orthogonalement à la polarisation incidente du faisceau picoseconde afin de maximiser le changement d'intensité sur l'image avec polariseur s'il y avait un changement de la polarisation du faisceau picoseconde en transmission. Cela a été réglé avec le faisceau à très bas flux. La figure 2.9 montre un exemple de mesure de tache focale avec les deux caméras pour un tir où le faisceau picoseconde se propageait dans le vide. Le ratio des intensités sur les deux images permettait de remonter à la polarisation. Cela permettait en particulier d'observer une modification de la polarisation individuelle de chacun des points chauds de la tache focale par rapport à une référence.

Pour ce diagnostic, il était essentiel de connaître la réponse de chaque optique en fonction de la polarisation de la lumière. Pour cela, il suffit de connaître la réponse des optiques en fonction de deux polarisations, par exemple en polarisation dite S (polarisation perpendiculaire au plan d'incidence) et en polarisation dite P (polarisation dans le plan d'incidence). Pour les optiques sur lesquelles le faisceau picoseconde était en incidence normale, comme le hublot de sortie de la chambre sous vide, la lentille d'imagerie et l'objectif de microscope, nous pouvons supposer que toutes les polarisations connaissaient les mêmes transmissions et réflexions. Pour les autres optiques, le tableau 2.1 récapitule les taux de réflexion. Ils proviennent de déterminations expérimentales pour les miroirs aluminium et le miroir parabolique, de données constructeurs pour les lames séparatrices. Ces taux nous ont permis

d'exprimer la polarisation incidente sur le diagnostic en fonction de la polarisation incidente sur les caméras CCDs :

$$\tan(\phi_{\mathrm{i}}) = (0.39 \pm 0.04) \times \tan(\phi_{\mathrm{m}}) \tag{2.1.1}$$

où ϕ_{i} est la polarisation incidente sur le diagnostic et ϕ_{m} la polarisation calculée via le ratio des deux images mesurées. La barre d'erreur de cette fonction induit une erreur importante, de l'ordre de $\pm 1.0°$, pour une détermination absolue de ϕ_{i} en fonction de ϕ_{m}. Cependant, elle est due à notre méconnaissance des taux de réflexion des optiques du diagnostic et non à une dispersion induite par le diagnostic. Donc, pour une détermination relative de ϕ_{i} par rapport à une polarisation de référence autour de 12.5°, comme nous l'avons fait par la suite, cette erreur chute à $\pm 0.1°$. La réponse du polariseur était également essentielle. Elle a été déterminée expérimentalement avec un spectrophotomère ultraviolet/visible/proche infrarouge, surnommé *CARY*. Elle peut se mettre sous la forme :

$$\phi_{\mathrm{m}}[°] = 0.5 \times (\arcsin(\mathrm{T}/34) - 94) \tag{2.1.2}$$

où T est l'intensité de l'image avec polariseur divisée par l'intensité de l'image sans polariseur.

Enfin, des tirs à vide ont permis de caractériser les densités utilisées devant les caméras et la réponse du diagnostic. La mesure de la polarisation des points chauds était entachée d'une dispersion due au fait que les deux caméras n'observaient pas exactement le même plan. En modélisant les points chauds par des lorentziennes suivant l'axe de propagation du faisceau, il a été possible d'estimer entre 5 et 10μm la distance entre les deux plans observés. Cette distance a induit une dispersion sur la mesure de polarisation de $\pm 0.4°$. Elle a été obtenue en déterminant la densité de probabilité en polarisation des points chauds, quantité sur laquelle nous reviendrons plus en détails dans la partie 2.3.2. Ainsi, la barre d'erreur totale associée à ce diagnostic était de $\pm 0.5°$.

éléments d'optique	$\mathrm{R_S}$ (%)	$\mathrm{R_P}$ (%)
miroir parabolique	98.7 ± 0.8	98.7 ± 0.8
7 miroirs aluminium	91.3 ± 0.2	90.8 ± 0.2
lame séparatrice #1	17.0 ± 0.5	45.0 ± 0.5
lame séparatrice #2	45.6 ± 0.3	45.9 ± 0.3

TABLEAU 2.1 : Récapitulatif des taux de réflexion en polarisations S et P, notés respectivement $\mathrm{R_S}$ et $\mathrm{R_P}$ et en pourcentage, des différentes optiques intervenant dans la diagnostic d'imagerie double du faisceau picoseconde.

Analyses spectrales résolues en temps de la lumière transmise

Des diagnostics ont été utilisés pour mesurer les spectres résolus en temps en transmission des faisceaux nanoseconde et picoseconde. Pour les deux faisceaux, ce diagnostic était constitué d'un spectromètre et d'une caméra à balayage de fente

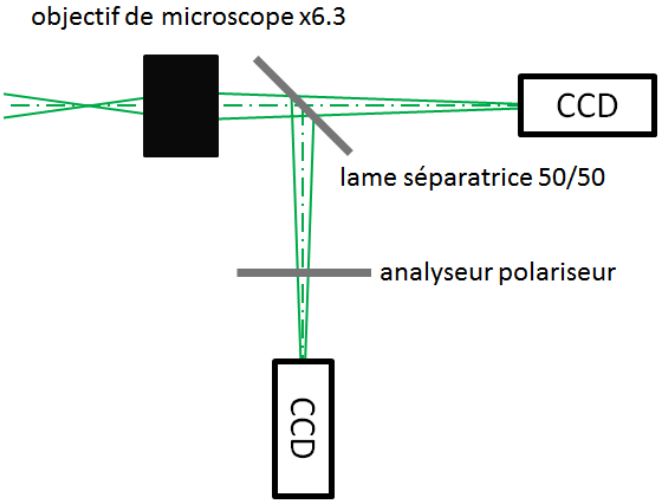


FIGURE 2.8 : Schéma du diagnostic d'imagerie ayant permis de résoudre spatialement la polarisation du faisceau picoseconde au sein de sa tache focale.

(CBF ou *streak camera* en anglais).

Le spectromètre utilisé, appelé le *SOPRA* au LULI, a la particularité de permettre de mesurer le spectre de deux faisceaux à partir du même miroir sphérique et du même réseau. Un des faisceaux se propageait horizontalement dans le spectromètre : il passait par une fente, se réfléchissait sur un miroir sphérique, puis sur le réseau, puis à nouveau sur le même miroir sphérique et sortait du spectromètre. Le second faisceau suivait la même succession de réflexions dans le spectromètre, mais s'y propageait verticalement. La dispersion spectrale en sortie du *SOPRA* est donnée par la distance entre le réseau et le miroir sphérique, à savoir 1.2m, et par le nombre de traits sur le réseau, 1200traits/mm. Par contre, cette dispersion étant trop grande, des lentilles étaient disposées aux sorties du spectromètre pour diminuer la dispersion spectrale sur les CBFs. Des lentilles de focales 150 et 250mm étaient utilisées sur les faisceaux picoseconde et nanoseconde respectivement pour diviser par deux la dispersion spectrale. La lumière était focalisée aux entrées du spectromètre avec des miroirs sphériques de focale 2m pour adapter l'angle d'ouverture des signaux au niveau des fentes d'entrée du spectromètre à la taille du réseau dans le spectromètre et ainsi illuminer un nombre suffisant de traits du réseau. Comme on disposait d'un nombre limité de CBFs, une caméra Hamamatsu S20, caméra la plus sensible autour de 526.5nm, était utilisée sur le faisceau picoseconde. Sur le faisceau nanoseconde, une caméra Hamamatsu S1 était utilisée, caméra plus sensible autour de 1000nm que de 526.5nm, mais quand même suffisamment sensible à 526.5nm pour observer un faisceau transmis. La figure 2.10 présente ce dispositif expérimental.

La dispersion temporelle d'une CBF est donnée par la plage temporelle mesurée et la taille de l'image acquise. Elles sont indiquées avec précision dans les documentations techniques du LULI. Par contre, la résolution temporelle d'une CBF est donnée par la taille de la fente utilisée à son entrée. Dans la pratique, elle pouvait

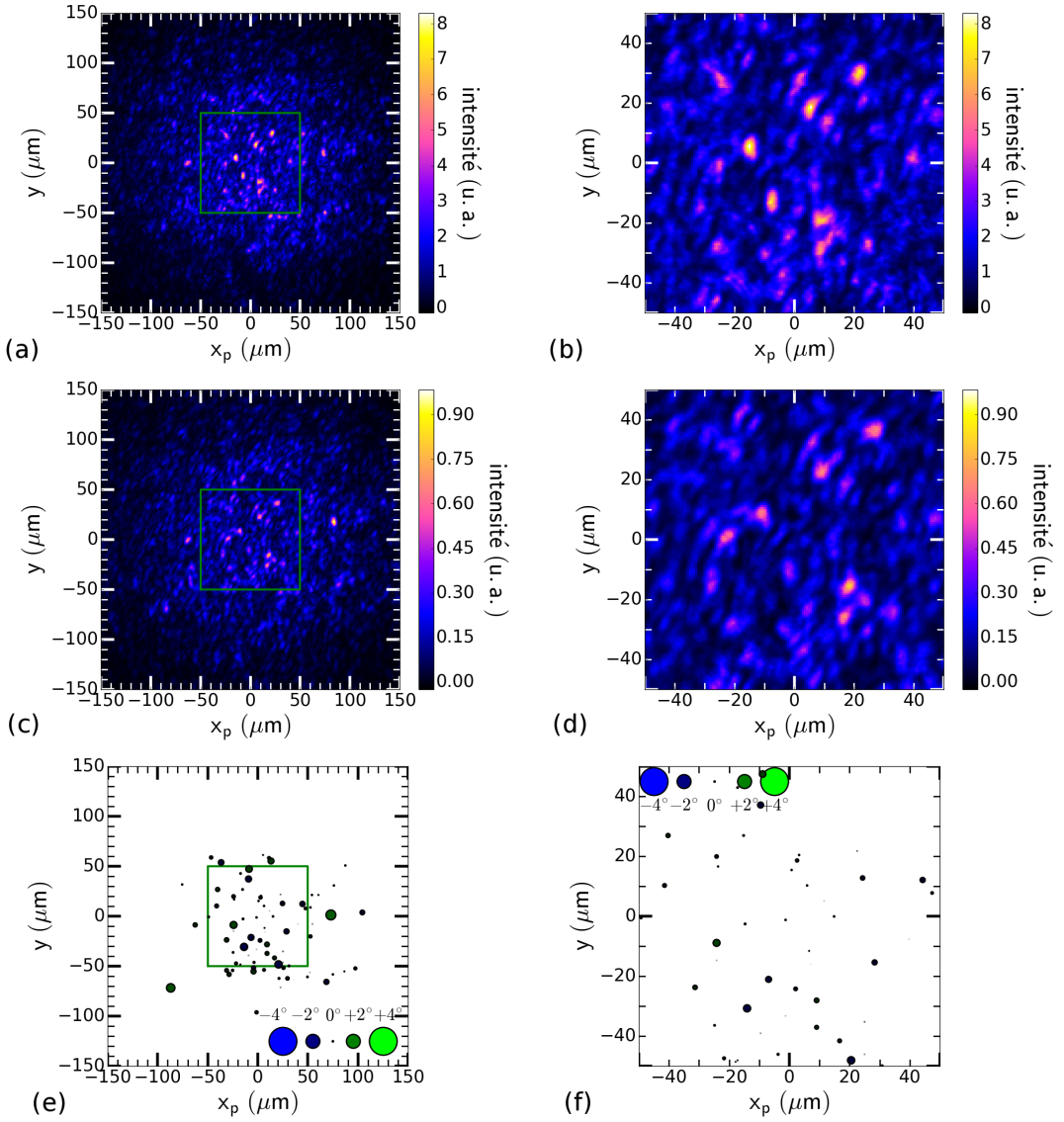


FIGURE 2.9 : Exemple d'une tache focale du faisceau picoseconde mesurée avec l'imagerie double sur un tir où le faisceau picoseconde se propageait dans le vide avec une intensité de 2.8×10^{14}W.cm^{-2}, (a) l'image mesurée avec l'imagerie directe et (c) l'image obtenue avec le polariseur. (b) et (d) montrent des zooms dans les zones délimités par les cadres verts sur les mesures (a) et (c) respectivement. (e) représente l'écart à la polarisation incidente du faisceau picoseconde de chacun des points chauds de sa tache focale calculé à partir des images (a) et (c). (f) montre un zoom sur la même portion du résultat (e) que les images (b) et (d).

difficilement être plus petite qu'un quarantième de la taille de l'image. En effet, si elle était trop petite, des variations verticales de la position du faisceau entre le pointage du diagnostic et le tir auraient pu décentrer le signal de la fente de la CBF et fortement perturber la mesure. La plage minimale de mesure temporelle des CBFs utilisées étant de 0.5ns, il était impossible de résoudre la durée d'impulsion du faisceau picoseconde. Nous avons donc choisi, pour la mesure du spectre du faisceau picoseconde, d'utiliser la CBF avec une fenêtre de 2.0ns pour mesurer l'écart temporel entre le faisceau picoseconde et du bruit dû à la diffusion du faisceau de chauffage dans ce diagnostic au moment de la formation du plasma. Quant à la mesure du spectre du faisceau nanoseconde, nous avons choisi de travailler avec une fenêtre de 1.3ns et une fente d'environ 100μm (35pixels) pour atteindre une résolution temporelle d'environ $\pm$0.02ns. Ce réglage permettait de maximiser nos chances d'observer un changement dans son évolution temporelle tout en étant sûr de regarder la bonne partie de son évolution temporelle. Cependant, cette résolution temporelle était nettement détériorée par le passage du signal dans le spectromètre. L'ouverture angulaire du signal à son entrée de l'ordre de $\pm 2^\circ$ et sa longueur de 1.2m dispersaient le signal entrant sur environ 0.10ns. Ainsi, la résolution temporelle obtenue se limitait à environ $\pm$0.07ns.

Pour ce qui est de la dispersion spectrale du diagnostic, nous l'avons déterminée grâce à une lampe à mercure. Deux des raies du mercure sont très proches spectralement et permettent de correctement calibrer la dispersion spectrale de ce type de diagnostics. Ces deux raies se situent à 577.0 et 579.1nm. Nous avons obtenu des dispersions de 0.004nm/pixel pour la transmission du faisceau picoseconde et de 0.006nm/pixel pour celle du faisceau nanoseconde. Enfin, la résolution spectrale est déterminée par l'ouverture de la fente à l'entrée du spectromètre. Elle résultait d'un compromis entre une fente fine pour une haute résolution spectrale et une fente large pour qu'une partie significative du signal rentre dans le spectromètre. Pour la mesure du spectre du faisceau nanoseconde, même avec une dispersion spectrale de 0.006nm/pixel et une résolution spectrale de $\pm$0.03nm, aucun changement dans le spectre du faisceau en transmission n'a été observé. Cela s'explique principalement par la finesse de son spectre en dessous de la résolution maximale que nous avons atteinte. Nous avons donc choisi de travailler avec une fente très large sur ce diagnostic pour avoir un maximum de signal et pour s'intéresser principalement à son évolution temporelle. Pour la mesure du spectre du faisceau picoseconde, nous avons choisi de travailler avec une fente d'environ 50μm (30pixels) pour obtenir une résolution spectrale de $\pm$0.08nm.

Principaux résultats obtenus avec les analyses spectrales en transmission

Détaillons dès à présent les résultats obtenus avec le diagnostic de mesure du spectre du faisceau picoseconde en transmission. Il donnait des informations sur la propagation du faisceau dans le plasma et sur le transfert d'énergie, informations importantes mais pas suffisantes pour leur consacrer une partie de ce manuscrit.

Premièrement, suite à des mesures sur des tirs sans plasma, nous avons observé une modification de la forme du spectre du faisceau picoseconde avec le changement de sa durée d'impulsion. Cette modification apparaissait progressivement. Pour une

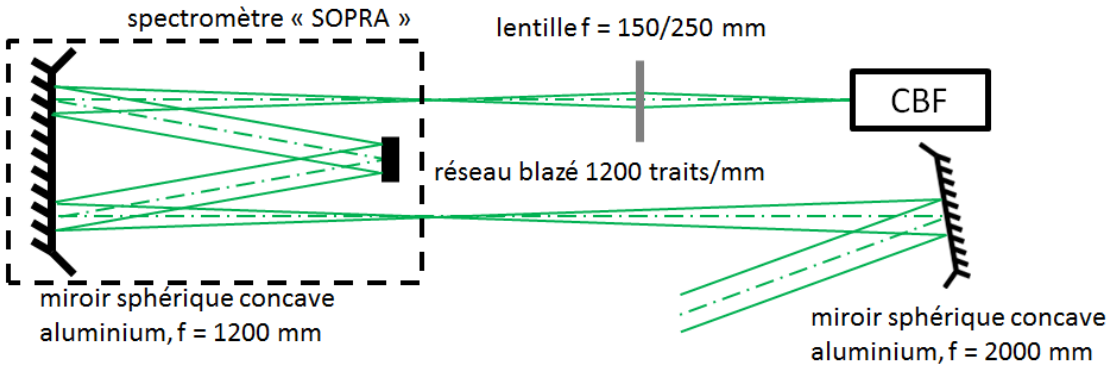


FIGURE 2.10 : Schéma du diagnostic de mesure du spectre en transmission du faisceau picoseconde et du spectre en transmission résolu en temps du faisceau nanoseconde. Les deux diagnostics sont équivalents avec l'un vertical et l'autre horizontal. Les deux seules différences sont des focales différentes pour les lentilles d'ajustement du grandissement, une focale de 150mm pour le faisceau picoseconde et une focale de 250mm pour le faisceau nanoseconde, et des CBFs différentes, une Hamamatsu S20 pour le faisceau picoseconde et une Hamamatsu S1 pour le faisceau nanoseconde.

durée d'impulsion de 1ps, le spectre était plutôt gaussien, centré autour de 526.5nm et de largeur à mi-hauteur 0.7nm. En augmentant la durée d'impulsion, l'aile rouge du spectre voyait naître un maximum local entre 526.7 et 526.8nm atteignant 50% de la valeur du maximum central pour une durée d'impulsion de 4ps et jusqu'à 70% de cette valeur pour 12ps. Nous n'avons pas trouvé d'explication à cette modification, mais il convenait de la connaître.

Deuxièment, des mesures du spectre après propagation du faisceau picoseconde dans le plasma ont montré l'apparition d'une composante rouge dans le spectre du faisceau à 527.0nm. Pour une impulsion de 2ps, elle commençait à apparaître pour $I_{pico} \sim 1.0 \times 10^{15} W.cm^{-2}$ et devenait la composante dominante du spectre pour $I_{pico} \sim 1.0 \times 10^{16} W.cm^{-2}$. Pour une durée d'impulsion de 12ps, cette composante devenait importante dès $I_{pico} \sim 5.0 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. Elle était vraisemblablement l'indication du lissage plasma du faisceau picoseconde par son autofocalisation et sa filamentation [Schmitt98, Grech06, Grech09]. Nous reviendrons sur cela dans la partie 2.3.1.

Dernièrement, ces mesures spectrales après que le faisceau picoseconde ait croisé le faisceau nanoseconde dans le plasma ne montraient pas l'apparition de nouvelles composantes dans le spectre du faisceau par rapport à des tirs sans le faisceau nanoseconde. Le spectre était augmenté globalement sans modification de sa forme. La principale implication de ce résultat est que le plasma était suffisamment inhomogène au sein de la zone de croisement des faisceaux nanoseconde et picoseconde pour que tout le spectre du faisceau picoseconde soit résonant à un endroit de la zone de croisement. Une autre façon d'interpéter cela est que l'ensemble du spectre du faisceau picoseconde était résonant avec le faisceau nanoseconde. Ainsi, la largeur spectrale du faisceau picoseconde de 0.7nm avait tendance à élargir la résonance du

transfert d'énergie.

Analyses spectrales résolues en temps en rétrodiffusion

Des diagnostics de mesure de spectres résolus en temps ont également été mis en place dans la direction de rétrodiffusion du faisceau picoseconde dans les gammes de diffusions Raman et Brillouin stimulées. Ces deux diagnostics, un pour chaque gamme de diffusion, étaient constitués du même appareillage que les mesures des spectres en transmission que la figure 2.10 illustre, à ceci près que les spectromètres étaient constitués de deux miroirs sphériques et du réseau au lieu d'un grand miroir sphérique et du réseau comme dans le *SOPRA*.

La lumière était focalisée par un miroir sphérique à l'entrée d'un spectromètre pour adapter l'angle d'ouverture de la lumière à l'entrée du spectromètre à la taille de son réseau. Pour cela, nous utilisions un jeu de deux miroirs pour les deux diagnostics. Un premier grand miroir de diamètre 250mm et de focale 13m focalisait la lumière rétrodiffusée une première fois. Cette lumière était ensuite séparée en deux via une lame séparatrice, une partie pour le diagnostic de diffusion Brillouin stimulée et l'autre partie pour le diagnostic de diffusion Raman stimulée. À la suite, pour les deux diagnostics, un miroir sphérique de focale 1000mm disposé à une dizaine de mètres du grand miroir sphérique permettait d'adapter l'ouverture angulaire de la lumière au spectromètre. Les spectromètres, quant à eux, étaient constitués de deux miroirs sphériques, d'un réseau et d'une lentille. La lumière entrant par la fente était collimatée par un premier miroir sphérique. Elle était alors réfléchie par un réseau, de 1200 traits/mm pour la diffusion Brillouin stimulée et de 100 traits/mm pour la diffusion Raman stimulée. Elle était ensuite focalisée en sortie du spectromètre via un deuxième miroir sphérique et une lentille. Ces deux spectromètres étaient sensiblement plus petits que le *SOPRA* avec une longueur de l'ordre de 500mm. Enfin pour l'étude de la diffusion Brillouin stimulée, une lentille supplémentaire, de focale 200mm, était utilisée en sortie du spectromètre pour multiplier par quatre la dispersion spectrale. En sortie de ces ensembles étaient installées les CBFs pour résoudre temporellement les spectres.

Pour l'étude de ces diffusions, les signaux pouvaient être faibles. Il était donc important de bien adapter le type de CBF utilisée au signal que nous souhaitions étudier. Ainsi, une caméra Hamamatsu S20, sensible autour de 526.5nm, était utilisée pour résoudre temporellement la diffusion Brillouin stimulée, tandis qu'une caméra Hamamatsu S1, sensible aux plus grandes longueurs d'onde, était utilisée pour la diffusion Raman stimulée. À nouveau, les CBF ne permettaient pas de résoudre les durées des diffusions Raman et Brillouin stimulées du faisceau picoseconde. Par contre, elle permettait de séparer leur mesure de bruits et diffusions parasites. Pour ce qui est de la calibration des diagnostics, comme pour les diagnostics en transmission, les dispersions spectrales des deux voies de mesure ont été déterminées expérimentalement avec des lampes spectrales au mercure. Quant aux dispersions temporelles des CBF, elles sont indiquées avec précision dans les documentations techniques du LULI. Les résolutions spectrale et temporelle étaient déterminées par les tailles des fentes à l'entrée des spectromètres et des CBFs respectivement.

Le diagnostic utilisé pour la diffusion Brillouin stimulée mesurait également la diffusion du faisceau de chauffage lors de la formation du plasma, signal fort au pre-

mier instant du faisceau de chauffage. L'observation de ce signal a permis à nouveau de vérifier la synchronisation entre le faisceau picoseconde et le faisceau de chauffage. Par contre, le signal dû au faisceau de chauffage étant très fort, il était nécessaire de tirer le faisceau picoseconde avec des intensités supérieures à $1 \times 10^{15}\mathrm{W.cm}^{-2}$ pour observer de la diffusion Brillouin stimulée du faisceau picoseconde. La majorité des tirs ayant été faits avec des intensités inférieures, ce diagnostic n'a permis que de vérifier la synchronisation des faisceaux de chauffage et picoseconde.

Les spectres Raman, quant à eux, ont pu être exploités et ont permis de déterminer la densité électronique du plasma (abordé en partie 2.1.3), mais une limite de ce diagnostic doit être discutée. La lumière diffusée repassait par le miroir parabolique de focalisation du faisceau picoseconde. Ce miroir était traité pour maximiser la réflexion à 526.5nm. En conséquence, pour des longueurs d'onde autres, le taux de réflexion pouvait ne pas être important et même très variable. Pour s'assurer de cela, nous avons caractérisé le taux de réflexion du traitement à partir d'un échantillon du miroir parabolique et du *CARY*. La figure 2.11 illustre cette mesure. Sur ce graphe apparait aussi la caractérisation expérimentale de l'ensemble de la chaine de mesure du point de croisement des faisceaux à la CBF à partir de lumière blanche. Il apparait que la grande variabilité de la réponse du diagnostic en fonction de la longueur d'onde était essentiellement due à la réponse du miroir parabolique.

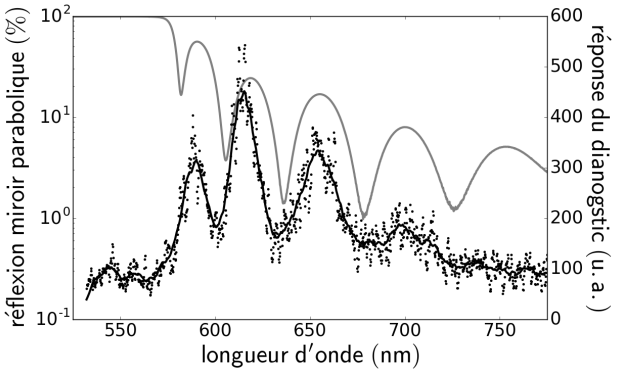


FIGURE 2.11 : Réponse du traitement du miroir parabolique de focalisation du faisceau picoseconde (courbe grise) et du diagnostic de mesure du spectre de la diffusion Raman stimulée dans la direction de rétrodiffusion du faisceau picoseconde (points noirs, la courbe noir étant une moyenne glissante de ces points).

2.1.3 Caractérisation expérimentale du plasma

A partir des diagnostics présentés précédemment, nous avons pu caractériser le plasma à l'instant où les faisceaux picoseconde et nanoseconde se croisaient. La den-

sité électronique n_e a été déterminée à partir des spectres de diffusion Raman stimulée en rétrodiffusion du faisceau picoseconde. Quant à la température électronique T_e, elle a été estimée à partir d'un calcul d'intensité transmise. En effet, connaissant n_e et supposant un profil hydrodynamique gaussien, il a été possible d'estimer la transmission en fonction du paramètre T_e. Ces résultats ont été comparés à des simulations hydrodynamiques, réalisées avec le code FCI2 [Dautray93] du CEA essentiellement par P.-E. Masson-Laborde. Cette comparaison est importante pour tester le code FCI2, mais aussi pour pouvoir utiliser les paramètres hydrodynamiques retournés par FCI2 pour réaliser des simulations essayant de reproduire le transfert d'énergie.

Détermination expérimentale de la densité électronique n_e

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'analyse spectrale de la diffusion Raman stimulée permet de déterminer n_e d'un plasma. Cette détermination est correcte dans la limite d'un seul faisceau et pour un plasma dans la limite fluide, c'est-à-dire que les termes dépendant de la vitesse thermique des électrons peuvent être négligés dans les équations de couplage d'onde. Plus précisément, cette condition est valide pour $\lambda_{De} \times |\mathbf{k}_2| << 1$ où $\lambda_{De} = v_{the}/\omega_{pe}$ est la longueur de Debye et $\mathbf{k}_2$ le vecteur d'onde de l'onde plasma électronique produisant la diffusion Raman stimulée. Pour $\mathbf{k}_2$ de l'ordre de $10^7 m^{-1}$, il suffit que $T_e[keV] < 10 \times n_e/n_c$, où n_c est la densité critique du plasma à la longueur d'onde du faisceau laser. Il conviendra donc de vérifier après la détermination de n_e/n_c et de T_e que l'hypothèse du plasma fluide était bien valide. De plus, la diffusion Raman se développant préférentiellement quand les gradients de densité sont quasi nuls, la densité obtenue est supposée être celle du sommet du profil du plasma parcouru par le faisceau produisant la diffusion Raman stimulée.

La figure 2.12 (a) représente un spectre typique obtenu lorsque le faisceau picoseconde se propageait seul dans le plasma 1.7ns après le début du faisceau de chauffage et alors que la position initiale de la cible était $x_{cible} = 200\mu m$. Sur cette figure est également représentée la réponse du diagnostic. J'ai choisi de simplement superposer cette réponse au spectre, parce que la correction du spectre par cette réponse semblait créer de l'information parasite. Il apparait que les trous du spectre Raman correspondaient à peu près à des longueurs d'onde pour lesquelles le diagnostic était très peu sensible. La figure 2.12 (b) illustre la détermination de n_e/n_c à partir du spectre de la figure 2.12 (a). Sur cette figure, l'abscisse, exprimée dans la figure 2.12 (a) en longueur d'onde diffusée, a été convertie en n_e/n_c grâce à son expression en fonction de la longueur d'onde de la lumière diffusée par les ondes plasmas électroniques, à savoir :

$$n_e/n_c = (1 - \lambda_0/\lambda_1)^2 \tag{2.1.3}$$

où λ_0 (respectivement λ_1) est la longueur d'onde du laser (respectivement de la lumière diffusée). La densité électronique normalisée à la densité critique peut alors être estimée autour de 0.04 ± 0.02 pour ce spectre.

Pour les spectres obtenus alors que le faisceau picoseconde croisait le faisceau nanoseconde, le spectre est décalé d'environ 15nm vers les plus grandes longueurs d'onde. Nous n'avons obtenu cette comparaison que pour $x_{cible} = 200\mu m$ et le

faisceau picoseconde tiré à 1.7ns après le début du faisceau de chauffage. Nous n'avons pas encore étudié la raison de ce décalage. Par contre, nous avons pu en déduire l'erreur de $+0.005n_c$ dans la détermination de n_e/n_c pour $n_e/n_c = 0.04 \pm 0.02$ en présence du faisceau nanoseconde. Cette erreur n'étant pas trop importante, nous avons pu estimer la densité électronique en d'autres points du plasma malgré le croisement des faisceaux picoseconde et nanoseconde. Cela nous donne des densités électroniques de $0.03 \pm 0.02n_c$ pour $x_{cible} = 260\mu m$, de $0.04 \pm 0.02n_c$ pour $x_{cible} = 200\mu m$ et de $0.06 \pm 0.02n_c$ pour $x_{cible} = 140\mu m$.

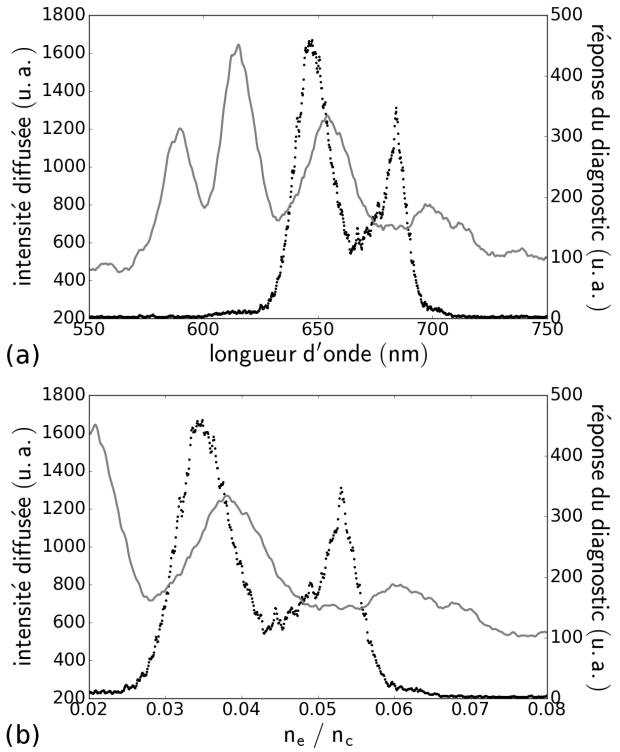


FIGURE 2.12 : (a) Signal mesuré dans le diagnostic de rétrodiffusion du faisceau picoseconde dans la gamme de diffusion Raman stimulée en fonction de sa longueur d'onde avec une position initiale de la cible de $x_{cible} = 200\mu m$. La courbe grise représente la réponse du diagnostic en fonction de la longueur d'onde du signal. Les points noirs représentent le spectre mesuré. (b) Même mesure que (a) mais l'abscisse a été convertie en densité électronique.

Détermination expérimentale de la température électronique T_e

Forts de la détermination de n_e, il nous a été possible d'estimer la température électronique du plasma, T_e. Pour cela, nous avons comparé l'intensité transmise expérimentalement à une intensité transmise attendue d'après les conditions hydrodynamiques, pour des tirs avec le faisceau picoseconde se propageant seul dans le plasma à des intensités relativement modérées ou des durées d'impulsions suffisamment courtes pour limiter les pertes par diffusions Raman et Brillouin

stimulées. Pour une propagation du faisceau picoseconde 1.7ns après le début du faisceau de chauffage d'énergie 400 ± 40J et une position initiale de la cible à $x_{cible} = 140\mu$m, des transmissions d'environ 70% ont été observées pour un tir avec $t_{pico} = 12$ps (respectivement 2ps) et $I_{pico} = 0.6 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} (respectivement $1.5 \pm 0.2 \times 10^{14}$W.cm^{-2}). Une transmission de l'ordre de 70% a aussi été mesurée pour un tir où le faisceau picoseconde se propageait 1.4ns après le début du faisceau de chauffage d'énergie 600 ± 60J, avec $x_{cible} = 150\mu$m, $t_{pico} = 2$ps et $I_{pico} = 3.2 \pm 0.3 \times 10^{14}$W.cm^{-2}.

L'intensité transmise à travers le plasma s'exprime en fonction de l'intensité incidente I_0 :

$$I = I_0 \exp(-\int \frac{\nu_c}{c} \frac{(n_e/n_c)^2}{(1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}} ds) \tag{2.1.4}$$

où ν_c est la fréquence de collision électron-ion calculée à la densité critique. Dans cette expression, n_e/n_c est une fonction de l'abscisse curviligne le long de l'axe de propagation du faisceau picoseconde. Il en est de même pour ν_c qui est une fonction de la température et donc de l'espace. Pour modéliser le plasma, nous avons choisi de prendre un profil hydrodynamique gaussien, c'est-à-dire que la densité électronique et la température sont des fonctions gaussiennes de l'abscisse curviligne de longueur caractéristique 650μm. La valeur de la densité électronique au sommet du profil a été fixée par sa détermination expérimentale précédente, tandis que la longueur caractéristique du profil a été choisie pour que le profil de densité soit similaire à celui obtenu via les simulations FCI2. En calculant numériquement I et en faisant varier la température électronique, il a été possible de déterminer la température T_e permettant de reproduire l'intensité transmise expérimentalement, à savoir 70%. La figure 2.13 présente le calcul reproduisant au mieux la transmission observée pour $x_{cible} = 140\mu$m. Il a été obtenu pour une densité électronique et une température électronique au sommet du profil hydrodynamique de $0.06 \pm 0.2 n_c$ et 0.7 ± 0.4keV respectivement. Nous avons $T_e[\text{keV}] \sim 10 \times n_e/n_c$. Nous sommes donc à la limite de pouvoir considérer le plasma comme fluide.

Limites pour la détermination expérimentale de n_e et T_e

Ainsi, le plasma a pu être caractérisé expérimentalement. Ces résultats ont été comparés aux simulations FCI2. Les simulations prédisent des densités variant autour de $0.05 n_c$ et des températures électroniques de l'ordre de 1.0keV en accord avec la caractérisation expérimentale. Néanmoins, cette caractérisation était plutôt sommaire et sa précision reste discutable.

Premièrement, l'impossibilité d'exploiter les spectres de diffusion Brillouin stimulée en rétrodiffusion du faisceau picoseconde à cause de la diffusion du faisceau de chauffage dans le diagnostic n'a permis de déterminer précisément ni la température du plasma ni sa vitesse d'expansion. Deuxièmement, plus de tirs auraient pu être consacrés à des mesures de spectres Raman sans le faisceau nanoseconde pour estimer la densité électronique en plus de points du plasma et ainsi avoir un vrai profil de densité du plasma. Enfin, la détermination de la température par l'absorption sous-estime la température électronique, car elle ne prend pas en compte d'éventuelles

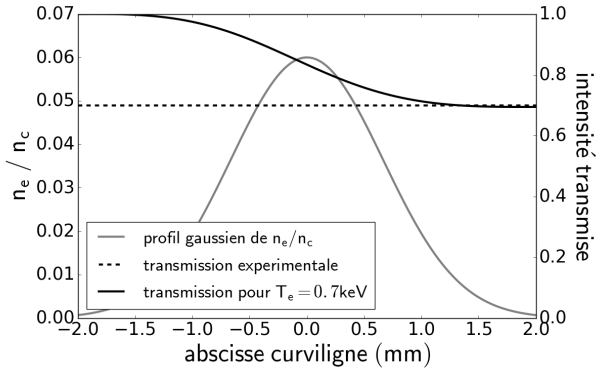


FIGURE 2.13 : Représentation du profil de densité électronique gaussien (courbe grise), de la transmission calculée du faisceau picoseconde avec ce profil de densité (courbe noire) et de sa transmission mesurée expérimentalement en sortie du plasma à bas flux ou avec un faisceau court (courbe en pointillés noire).

pertes par des instabilités de diffusions. Elle reste une méthode indirecte pour caractériser le plasma, car il est nécessaire de supposer la forme des profils transverses en densité et température.

Cependant, cette caractérisation nous a quand même permis d'estimer les paramètres plasma en différents points et de valider les simulations hydrodynamiques.

2.2 Transfert d'énergie à l'échelle macroscopique

Intéressons-nous à présent à l'étude du transfert d'énergie entre faisceaux croisés à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire son étude à partir de la modification des grandeurs moyennes des faisceaux picoseconde et nanoseconde.

Les diagnostics en transmission des faisceaux picoseconde et nanoseconde nous ont permis de quantifier la quantité d'énergie transférée du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde à partir de la mesure de la tache focale du faisceau picoseconde et d'étudier l'évolution temporelle du faisceau nanoseconde en la présence ou non d'autres faisceaux. La position initiale de la cible de mylar, la durée d'impulsion du faisceau picoseconde, et les intensités des faisceaux nanoseconde et picoseconde ont pu être modifiées pour étudier la largeur de la résonance, le régime transitoire et la saturation du transfert d'énergie. De plus, la mesure de la tache focale du faisceau picoseconde a permis d'observer sa déformation à cause de la non-uniformité du transfert d'énergie dans le faisceau picoseconde. Enfin, le croisement de deux ou trois faisceaux dans le plasma a permis de réaliser une étude paramétrique de la compétition entre différents transferts d'énergie se produisant dans un même volume de plasma.

Dans cette partie, nous présenterons tout d'abord comment le transfert d'énergie a été quantifié et les études paramétriques que nous avons réalisées. Nous aborderons ensuite la non-uniformité du transfert d'énergie dans la tache focale du faisceau picoseconde. Pour finir, nous détaillerons la compétition observée entre différents transferts d'énergie.

2.2.1 Taux moyens de transfert d'énergie

Pour quantifier précisément l'énergie transférée du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde sur un tir unique, nous avons choisi de croiser les faisceaux nanoseconde et picoseconde dans une partie restreinte du faisceau picoseconde, à savoir dans sa partie supérieure ou dans sa partie inférieure. Dans toute cette section, les résultats expérimentaux ont été obtenus en pointant le faisceau nanoseconde dans le bas du faisceau picoseconde et en croisant ces deux faisceaux à 1.7ns après le début du faisceau du chauffage. Les faisceaux picoseconde et nanoseconde se croisaient donc en l'absence du faisceau de chauffage.

Quantification du transfert d'énergie du nanoseconde vers le picoseconde

La figure 2.14 présente trois mesures de taches focales du faisceau picoseconde avec le diagnostic d'imagerie : (a) après propagation dans le vide et donc sans aucune interaction, (b) après propagation dans le plasma sans le faisceau nanoseconde et (c) après propagation dans le plasma en présence du faisceau nanoseconde. En analysant de plus près ces images, on s'aperçoit qu'elles présentent des différences. Les deux premières ont les mêmes intensités en haut et en bas de la tache focale,

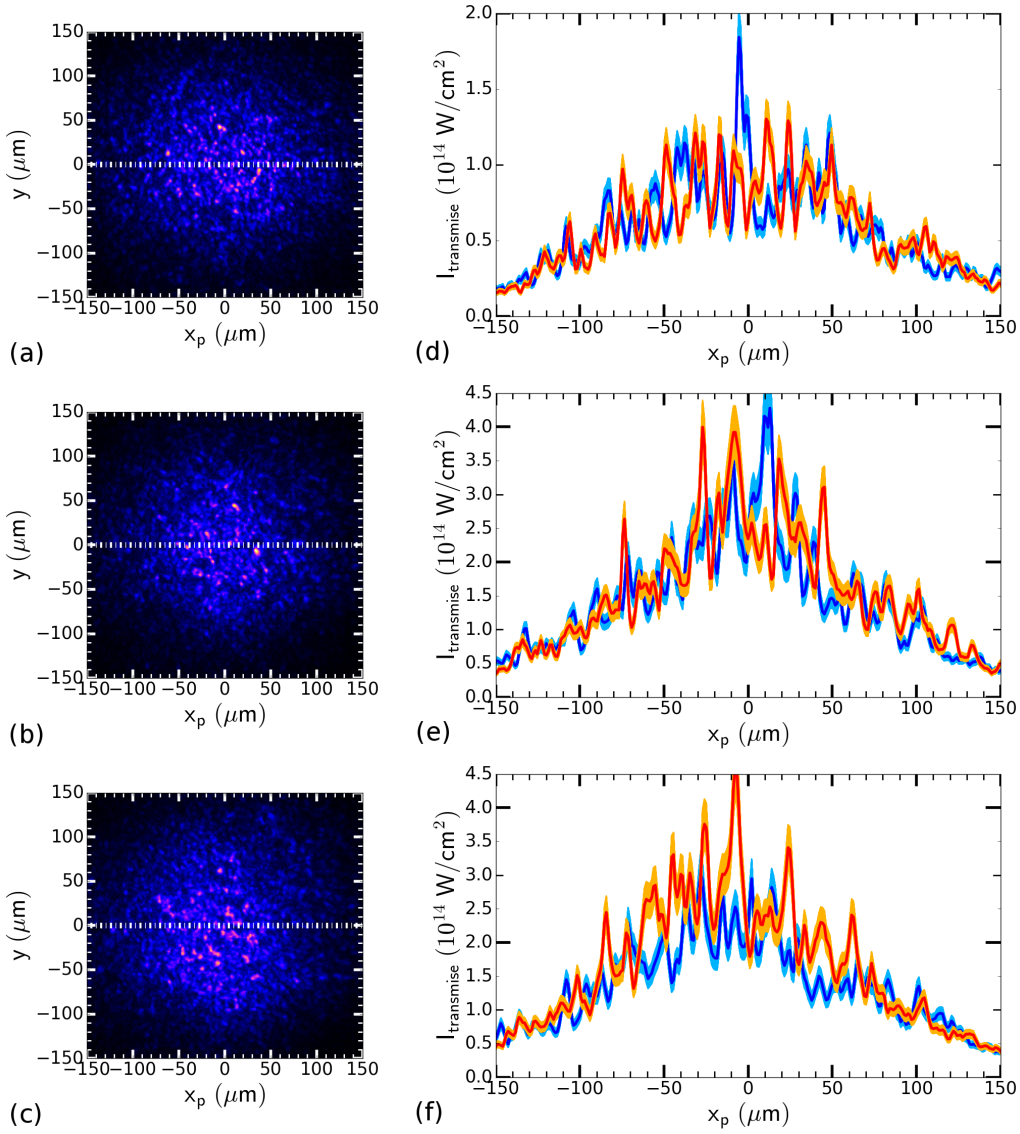


FIGURE 2.14 : Acquisition de la tache focale du faisceau picoseconde après propagation (a) dans le vide, (b) dans le plasma en l'absence du faisceau nanoseconde et (c) dans le plasma en présence du faisceau nanoseconde. Pour ces trois tirs, le faisceau picoseconde avait une durée d'impulsion de $t_{pico} = 12$ps. (a) a été obtenue avec une intensité du faisceau picoseconde de $I_{pico,0} = 0.8 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. (b) et (c) ont été obtenues avec une même position initiale de la cible, $x_{cible} = 200 \pm 10\mu$m, et des intensités du faisceau picoseconde équivalentes, $I_{pico,0} = 5.5 \pm 0.6 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et $I_{pico,0} = 4.3 \pm 0.4 \times 10^{14}$W.cm^{-2} pour les images (b) et (c) respectivement. Enfin, l'intensité du faisceau nanoseconde valait $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} pour l'image (c). (d),(e),(f) Profils d'intensité le long de la direction x_p de la tache focale du faisceau picoseconde. La courbe bleue (respectivement rouge) représente le profil d'intensité pour y = 25...50μm (respectivement y = $-50...-25\mu$m) de l'image (a),(b),(c).

tandis que la troisième présente des sur-intensités dans le bas de la tache focale. Pour le rendre plus évident, il suffit de tracer des profils d'intensité des taches focales selon la direction x_p. Les figures 2.14 (d), (e) et (f) présentent deux profils de chaque tache focale situés symétriquement par rapport à l'axe $y = 0\mu m$, en bleu pour $y = 25...50\mu m$ et en rouge pour $y = -50... - 25\mu m$. On observe ainsi une sur-intensité dans le bas de la tache focale uniquement quand le faisceau nanoseconde croisait le faisceau picoseconde dans le plasma.

La figure 2.15 présente une autre tache focale acquise sur un autre tir plus proche de la résonance du transfert d'énergie. Nous avons choisi de montrer cette mesure, car le transfert y est plus important que lors du tir de la figure 2.14 (c) et par conséquent les sur-intensités dans le bas de la tache focale y sont plus importantes. Les barres d'erreur, représentées par les surfaces bleue claire et orange, sont dues à l'erreur de $\pm 5\mu m$ pouvant être commise dans le choix du centre de la tache focale pour le calcul.

La quantité d'énergie transférée du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde a été estimée en déterminant la différence d'énergie entre le haut et la bas de la tache focale du faisceau picoseconde. Pour cela, il était essentiel de calibrer en énergie le diagnostic d'imagerie. Il l'a été à partir de tirs sans cible et grâce aux mesures d'énergie à 526.5nm de l'installation. Ainsi, il a suffi d'intégrer le haut et le bas de la tache focale séparemment. Ce calcul peut s'écrire simplement :

$$E_{\text{transférée}} = \int_{x_p=-150\mu m}^{+150\mu m} \int_{y=0}^{+150\mu m} [W(x_p, -y) - W(x_p, y)] dx_p dy \qquad (2.2.1)$$

où $W(x_p, y)$ est l'énergie transmise par unité de surface au point de coordonnées (x_p, y) de la tache focale du faisceau picoseconde. Pour le tir présenté sur la figure 2.15 (a), nous obtenons $E_{\text{transférée}} = 0.09 \pm 0.02J$. La barre d'erreur de cette estimation a deux origines : l'erreur de $\pm 10\%$ sur la mesure d'énergie de l'installation et l'erreur de $\pm 5\mu m$ dans le choix du centre de la tache focale. $E_{\text{transférée}}$ est faible comparée aux valeurs évoquées dans les expériences de fusion car le temps d'interaction était de l'ordre de la picoseconde dans nos expériences, tandis qu'il est de l'ordre de la nanoseconde dans les expériences de fusion.

Pour exprimer ce transfert d'énergie à une échelle représentative des expériences de fusion, il convient de s'intéresser à la puissance moyenne transférée au cours de l'interaction, $P_{\text{transférée}} = E_{\text{transférée}}/t_{\text{pico}}$. Pour le tir précédent, $P_{\text{transférée}} = 7.7 \pm 1.9GW$. Elle peut aussi être exprimée proportionnellement à la puissance incidente du faisceau nanoseconde, $P_{\text{nano,0}}$:

$$P_{\text{transférée}}/P_{\text{nano,0}} = 57 \pm 14\%$$

L'intensité transférée $I_{\text{transférée}}$ peut, quant à elle, s'exprimer proportionnellement à l'intensité transmise du faisceau picoseconde sans transfert d'énergie, $I_{\text{pico,t}}$:

$$I_{\text{transférée}}/I_{\text{pico,t}} = 14 \pm 4\%$$

Étude paramétrique de la résonance du transfert d'énergie

Maintenant que nous avons vu comment accéder à l'énergie transférée du faisceau nanoseconde au faisceau picoseconde, nous pouvons détailler nos études

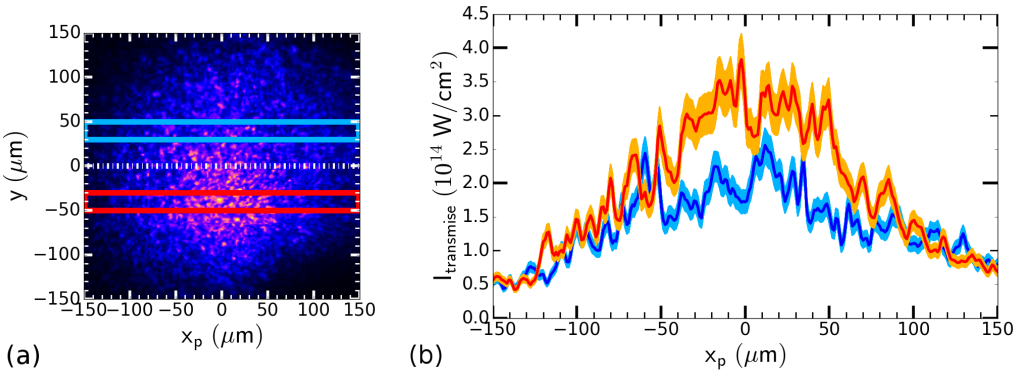


FIGURE 2.15 : (a) Acquisition de la tache focale du faisceau picoseconde après propagation dans le plasma en présence du faisceau nanoseconde avec pour paramètres $t_{pico} = 12ps$, $x_{cible} = 140 \pm 10\mu m$, $I_{pico,0} = 5.7 \pm 0.6 \times 10^{14} W.cm^{-2}$ et $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.1 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. (b) Profils d'intensité le long de la direction x_p de la tache focale du faisceau picoseconde. La courbe bleue (respectivement rouge) représente le profil d'intensité dans le cadre bleu (respectivement rouge) de l'image (a).

paramétriques du transfert d'énergie. Une première étude a consisté à explorer la résonance du transfert d'énergie.

Dans le référentiel en mouvement à la vitesse d'expansion du plasma, les pulsations des faisceaux nanoseconde et picoseconde s'écrivent :

$$\omega_{nano} = \omega_{nano,R_0} + \mathbf{k}_{nano}.\mathbf{u}_p \quad (2.2.2)$$

$$\omega_{pico} = \omega_{pico,R_0} + \mathbf{k}_{pico}.\mathbf{u}_p \quad (2.2.3)$$

où ω_{nano,R_0} et ω_{pico,R_0} sont les pulsations respectivement des faisceaux nanoseconde et picoseconde dans le référentiel du laboratoire et valent toutes deux environ $3.6 \times 10^{15} s^{-1}$, $\mathbf{k}_{nano}$ et $\mathbf{k}_{pico}$ leurs vecteurs d'onde et $\mathbf{u}_p$ la vitesse d'expansion du plasma. L'onde de battement produite par l'interférence de ces deux faisceaux a donc pour pulsation dans le référentiel en mouvement du plasma :

$$\Delta\omega = \omega_{nano} - \omega_{pico} = \mathbf{\Delta k}.\mathbf{u}_p \quad (2.2.4)$$

où $\mathbf{\Delta k} = \mathbf{k}_{nano} - \mathbf{k}_{pico}$ est le vecteur d'onde de l'onde de battement.

Si cette pulsation est égale à la pulsation de l'onde acoustique ionique de vecteur d'onde $\mathbf{\Delta k}$, à savoir $\omega_s = |\mathbf{\Delta k}|c_s$, le transfert sera résonant. Sinon, le transfert sera dit hors résonance. Plus $\Delta\omega - \omega_s$ sera grand, moins le transfert sera important. Cela est illustré sur la figure 2.16 (a) par l'amplication attendue en fonction de l'écart à la résonance. La largeur de la résonance est principalement déterminée par l'amortissement des ondes acoustiques ioniques. L'amplification supérieure à 1 signifie que le faisceau nanoseconde donne son énergie au faisceau picoseconde, l'amplification inférieure à 1 que la faisceau picoseconde donne son énergie au faisceau nanoseconde. Ainsi, la modification de la vitesse d'expansion du plasma $\mathbf{u}_p$ dans le volume de croisement des faisceaux permettait de modifier l'écart à la résonance du transfert d'énergie [Wharton98].

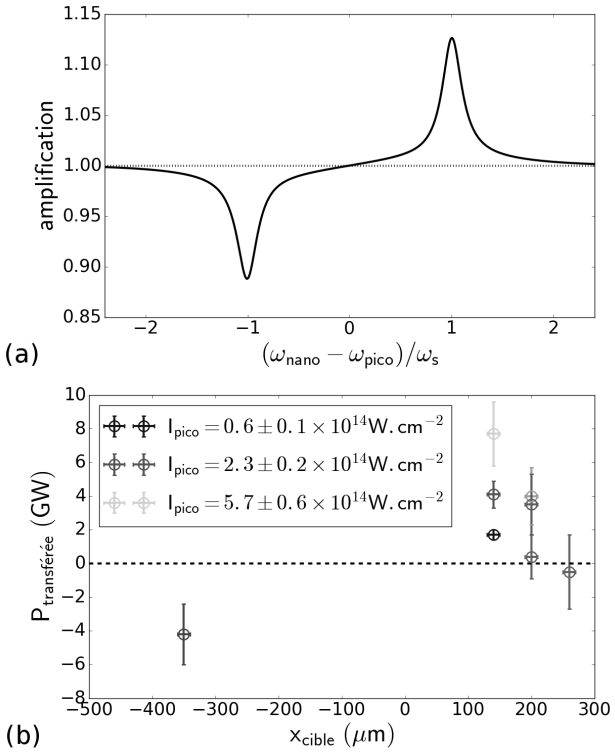


FIGURE 2.16 : (a) Exemple de courbe de résonance du transfert d'énergie entre faisceaux croisés. (b) Puissance moyenne transférée pendant les 12ps de l'interaction du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde en fonction de la position initiale de la cible de mylar. Quand la puissance est positive, le transfert s'est fait du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde. Quand elle est négative, il s'est fait du faisceau picoseconde vers le faisceau nanoseconde. Les points sont en échelle de gris pour indiquer l'intensité incidente du faisceau picoseconde qui n'a pas été constante sur tous les tirs.

D'un point de vue expérimental, nous avons modifié la vitesse d'expansion du plasma dans le volume de croisement des faisceaux en modifiant la position initiale de la cible. En effet, étant donné le profil linéaire d'évolution de la vitesse d'expansion suivant la normale à la cible, modifier la position initiale de la cible revient à modifier la position du volume de croisement des faisceaux dans le gradient de vitesse d'expansion. La figure 2.16 (b) montre la puissance moyenne transférée pour de nombreux tirs en fonction de la position initiale de la cible. Ces tirs ont été obtenus pour $t_{pico} = 12ps$ et $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.3 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. Par contre, $I_{pico,0}$ a pris tout un panel de valeurs entre 0.5 et $6.0 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. Ces résultats donnent une idée de la position et de la forme de la résonance du transfert d'énergie.

Cette étude est néanmoins incomplète. Nous n'avons pas pu étudier la résonance pour x_{cible} allant de -300 à $100\mu m$. Pour ces positions initiales de la cible, nous n'étions pas capables de quantifier l'énergie transférée du faisceau nanoseconde au faisceau picoseconde. En effet, étant intégré en temps, le diagnostic d'imagerie du faisceau picoseconde mesurait, en plus de la transmission du faisceau picoseconde, de la diffusion du faisceau de chauffage sur la cible au premier instant de la formation du plasma. Pour x_{cible} allant de -300 à $100\mu m$, cette diffusion se superposait à la mesure de la tache focale et nuisait complètement à notre estimation du transfert d'énergie. Cette diffusion parasite aurait pu être éliminée en utilisant des caméras avec des fenêtres d'acquisition temporelle courte, de l'ordre de 1ns. Nous avons choisi de ne pas utiliser ces caméras car elles utilisent des pavés de fibres optiques à leur entrée pour transporter la lumière jusqu'à la puce d'acquisition. Or le transport via le pavé de fibres optiques aurait pu dégrader la résolution spatiale de notre mesure, nous empêchant d'observer les points chauds de la tache focale.

Pour la suite de nos études, nous avons choisi d'étudier le transfert d'énergie au plus près de la résonance. Les simulations FCI2 la localisant entre $x_{cible} = 100\mu m$ et $x_{cible} = 150\mu m$, nous avons fixé la position initiale de la cible à $x_{cible} = 140\mu m$ pour les études qui suivent.

Étude paramétrique du régime transitoire du transfert d'énergie

Une seconde étude paramétrique a visé à étudier le régime transitoire du transfert d'énergie, c'est-à-dire son évolution au cours du temps.

En appliquant les conditions aux limites du problème du transfert d'énergie entre faisceaux croisés à la solution générale d'évolution spatio-temporelle d'une onde rétrodiffusée [Mounaix93], c'est-à-dire la propagation de deux ondes électromagnétiques dans le plasma, il est possible d'exprimer analytiquement une forme approchée du régime transitoire du transfert d'énergie [McKinstrie96] :

$$P_{transférée}(t) \sim P_0 |1 + \int_{t'=0}^{t} (\frac{\gamma_0^2 L}{ct'})^{\frac{1}{2}} e^{-(\nu - i\delta)t'} I_1[2(\frac{\gamma_0^2 L}{c} t')^{\frac{1}{2}}] dt'|^2 - P_0 \qquad (2.2.5)$$

où P_0 est la puissance incidente du faisceau gagnant de l'énergie, γ_0 le gain de la diffusion Brillouin stimulée du faisceau donnant son énergie dans la direction de celui la recevant dont l'expression est donnée dans la partie 1.2.1, L la longueur d'interaction, ν le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques, $\delta = \Delta\omega - \omega_s$ l'écart à la résonance et I_1 la fonction de Bessel d'ordre 1.

A partir de la caractérisation expérimentale du plasma, à savoir $n_e = 0.06 \pm 0.02 n_c$ et $T_e = 0.7 \pm 0.4$keV pour $x_{cible} = 140\mu$m, il était possible de déterminer la plupart de ces paramètres pour nos conditions. On avait $\gamma_0 = 0.8 \pm 0.3 \times 10^{12}$W.cm^{-2} en appliquant la formule 1.2.18 de la partie 1.2.1. La longeur d'interaction, quant à elle, est fixée géométriquement par le diamètre du faisceau et valait $L = 110\mu$m. À la résonance, δ est nul. Pour ce qui est de l'amortissement des ondes acoustiques ioniques, il était dominé par l'amortissement Landau d'après des simulations particulaires réalisées par A. Debayle. Nous étions même dans un régime où le taux d'amortissement n'était plus négligeable devant la pulsation de l'onde acoustique. Il ne pouvait pas être déterminé analytiquement. Le taux d'amortissement a donc été utilisé comme paramètre pour interpoler les résultats expérimentaux.

Expérimentalement, nous avons réalisé des tirs avec différentes durées d'impulsion du faisceau picoseconde afin de mesurer la puissance moyenne transférée en fonction de la durée d'interaction entre les deux faisceaux. La figure 2.17 présente des mesures obtenues pour trois tirs avec trois durées d'impulsion différentes mais pour une même position initiale de la cible et les mêmes intensités pour les faisceaux nanoseconde et picoseconde. Cette figure présente également la fonction :

$$t_{pico} \mapsto C \int_{t=0}^{t_{pico}} \frac{|1 + \int_{t'=0}^{t} (\frac{\gamma_0^2 L}{ct'})^{\frac{1}{2}} e^{-(\nu - i\delta)t'} I_1[2(\frac{\gamma_0^2 L}{c} t')^{\frac{1}{2}}] dt'|^2 - 1}{t_{pico}} dt \qquad (2.2.6)$$

pour les paramètres de nos expériences. La constante C a été fixée à la valeur du transfert pour $t_{pico} = 12$ps. L'erreur entre le calcul théorique et la mesure expérimentale est au mieux de 16% pour $\nu = 1.1 \times 10^{12}$s^{-1}. Cette valeur du taux d'amortissement est du même ordre de grandeur que celle observée dans les simulations particulaires, de l'ordre de $0.05\omega_2$ où ω_2 est la pulsation de l'onde acoustique ionique.

Ainsi, cette étude paramétrique nous a permis de caractériser le régime transitoire du transfert d'énergie pour nos conditions expérimentales. Il était plus court que 5ps. Pour $t_{pico} = 12$ps, nous étions alors sûrs d'être dans le régime stationnaire du transfert. La contribution du régime transitoire dans notre mesure était même négligeable pour cette durée d'impulsion. Enfin, cette mesure était en bon accord avec la prédiction théorique pour $\nu = 1.1 \times 10^{12}$s^{-1} avec une erreur de 16%.

Étude paramétrique de la saturation du transfert d'énergie

Notre dernière étude paramétrique du transfert d'énergie à deux faisceaux nous a permis de nous intéresser à la saturation du transfert d'énergie dans le régime stationnaire.

Pour ce faire, nous avons fixé x_{cible}, $I_{nano,0}$, t_{pico} et avons varié l'intensité du faisceau picoseconde. En négligeant la déplétion du faisceau nanoseconde, l'intensité transférée attendue se met simplement sous la forme [Igumenshchev12] :

$$I_{transférée} \sim I_{pico,t}(e^{\alpha I_{nano,0}} - 1) \qquad (2.2.7)$$

où α est la partie imaginaire du coefficient de couplage, partie responsable de l'amplification. Pour des conditions expérimentales identiques, on s'attendait à une

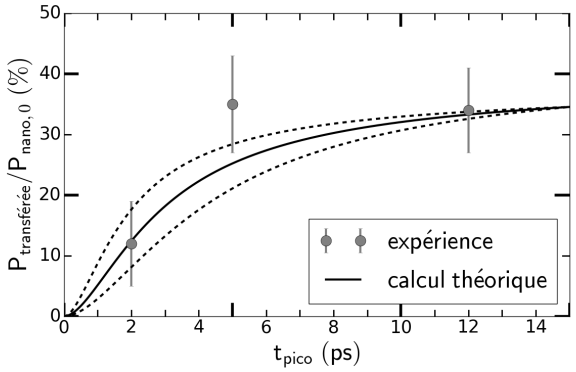


FIGURE 2.17 : Puissance moyenne transférée du faisceau nanoseconde au faisceau picoseconde en fonction de la durée d'impulsion du faisceau picoseconde. Les points expérimentaux, représentés en gris, ont été obtenus pour $x_{cible} = 140\mu m$, $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, $I_{pico,0} = 1.9 \pm 0.4 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. La ligne continue noire représente le calcul théorique minimisant l'erreur avec $\nu = 1.1 \times 10^{12} s^{-1}$. Les lignes en pointillés représentent les interpolations avec des erreurs de 30% obtenues avec $\nu = 0.8 \times 10^{12} s^{-1}$ et $\nu = 1.7 \times 10^{12} s^{-1}$.

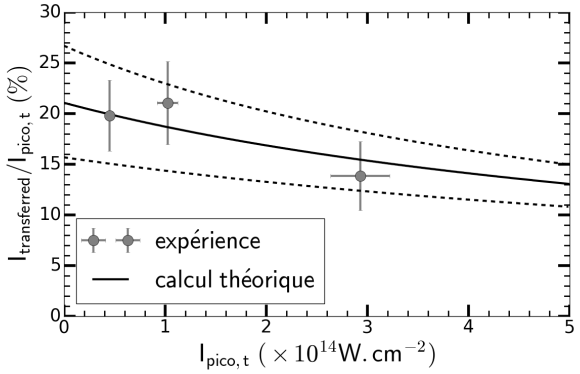


FIGURE 2.18 : Amplification du faisceau picoseconde en fonction de son intensité (de référence) transmise sans transfert d'énergie. Les points gris repésentent les mesures expérimentales pour $x_{cible} = 140\mu m$, $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, $t_{pico} = 12ps$. La ligne continue noire représente l'interpolation des points expérimentaux avec un modèle donnant l'amplification du faisceau picoseconde en fonction de son intensité transmise sans transfert d'énergie et prenant en compte la déplétion du faisceau naoseconde. Les lignes en pointillés noires représentent, quant à elles, des interpolations avec les valeurs extrêmes des barres d'erreur.

grandeur $I_{transférée}/I_{pico,t}$ constante en fonction de $I_{pico,t}$, la puissance transmise du faisceau picoseconde pour les mêmes conditions hydrodynamiques mais sans transfert d'énergie.

La figure 2.18 récapitule des résultats expérimentaux obtenus avec différentes intensités incidentes du faisceau picoseconde. Il apparaît que le coefficient $I_{transférée}/I_{pico,t}$ était relativement constant à intensité modérée et diminuait quand on augmentait l'intensité du faisceau picoseconde. Ainsi, le modèle simple sans saturation ne pouvait rendre compte de l'évolution du transfert d'énergie dans nos conditions. De plus, nous étions pour le point à plus haute intensité dans un cas où $I_{transférée}$ et $I_{nano,0}$ étaient du même ordre de grandeur, $I_{transférée}/I_{nano,0} = 57 \pm 14\%$. Il était donc nécessaire de prendre en compte la déplétion du faisceau nanoseconde au cours du transfert d'énergie.

S'il y a déplétion du faisceau nanoseconde, le transfert d'énergie peut se mettre sous la forme [Igumenshchev12] :

$$I_{transférée}(L) = I_{pico,t}(L) \times (e^{\alpha \int_0^L (I_{nano,0} - I_{transférée}(x))dx} - 1) \tag{2.2.8}$$

où L est la longueur d'amplification. Elle est fixée par le diamètre du faisceau pompe. Elle vaut environ 100μm. En supposant, en première approximation, que $I_{transférée}(x) = I_{transférée}(L)\frac{x}{L}$, on aboutit à l'expression :

$$I_{transférée}(L) = I_{pico,t}(L) \times (e^{\alpha L(I_{nano,0} - I_{transférée}(L)/2)} - 1) \tag{2.2.9}$$

Cette équation n'est pas soluble analytiquement, mais peut se résoudre numériquement. $I_{transférée}(L)/I_{pico,t}$ n'est plus constant et décroit monotonement quand $I_{pico,t}$ augmente. Nous avons interpolé nos résultats expérimentaux à partir de cette formule via la méthode des moindres carrés avec α comme paramètre de notre système. La figure 2.18 présente cette interpolation pour $\alpha = 2.1 \pm 0.5 \times 10^{-11} W^{-1}.cm^2.m^{-1}$ donnant une erreur de 9%.

Ainsi, la décroissance observée de $I_{transférée}/I_{pico,t}$ en fonction de $I_{pico,t}$ s'expliquait bien par la déplétion du faisceau nanoseconde. Une autre source de saturation aurait pu être le piégeage des ions par l'onde ionique acoustique. Cependant, la fréquence de piégeage, $\nu_{piég} \sim 1 \times 10^{11} s^{-1}$, étant bien plus petite que la fréquence de collision, $\nu_{coll} \sim 1 \times 10^{12} s^{-1}$ des ions, on s'attendait à ce que toute déformation des fonctions de distribution des ions soit immédiatement lissée par les collisions. On ne s'attendait donc pas à des effets cinétiques importants.

Ainsi, le pointage du faisceau nanoseconde dans le bas (ou le haut) uniquement du faisceau picoseconde nous a permis de quantifier le transfert d'énergie entre ces deux faisceaux. À partir de cela, nous avons pu mener des études paramétriques en jouant sur les paramètres : x_{cible} pour modifier la vitesse d'expansion du plasma dans le volume de croisement des faisceaux et étudier la résonance du transfert d'énergie, t_{pico} pour explorer le régime transitoire du transfert et $I_{pico,0}$ pour étudier la saturation du transfert. Elles nous ont notamment permis d'étudier un côté de la résonance du transfert d'énergie prédite par les simulations FCI2 entre $x_{cible} = 100\mu$m et $x_{cible} = 150\mu$m, de constater que le régime transitoire du transfert était plus

court que 5ps et que, dans le régime stationnaire, un régime de saturation par déplétion de l'onde de pompe était atteint dès $I_{pico,0} = 5.7 \pm 0.6 \times 10^{14} W.cm^{-2}$ pour $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$.

2.2.2 Modification des profils d'intensité des taches focales

Origines éventuelles de la modification des profils d'intensité

Jusqu'à présent, nous avons présenté la modification des grandeurs moyennes du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie depuis le faisceau nanoseconde. Or, le diagnostic d'imagerie en transmission du faisceau picoseconde nous a permis d'étudier plus précisément la modification de la distribution d'intensité au sein de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie, c'est-à-dire la déformation de la distribution d'intensité initialement gaussienne du faisceau picoseconde.

Dans un premier temps, détaillons les différentes sources de déformations de la distribution spatiale d'intensité des faisceaux laser auxquelles on peut s'attendre après le transfert d'énergie. Premièrement, l'extension spatiale de la résonance du transfert d'énergie peut être petite devant la dimension transverse des faisceaux. Dans ce cas, seule une région réduite de la tache focale du faisceau connaît une amplification significative, entraînant une déformation de la distribution initiale d'intensité. Deuxièmement, le faisceau donnant son énergie se propage dans le volume de croisement. Si le transfert est important, il peut entraîner la déplétion de ce faisceau avant qu'il ait pu se propager dans l'intégralité de la direction transverse de l'autre faisceau. Dans ce cas, le faisceau recevant de l'énergie est amplifié principalement sur un côté, entraînant également une déformation de la distribution initiale d'intensité du faisceau.

Pour étudier cette déformation, nous avons réalisé des tirs dans le régime stationnaire du transfert d'énergie, c'est-à-dire avec $t_{pico} = 12ps$, dans une région du plasma où le transfert était résonant, $x_{cible} = 140\mu m$. Le faisceau nanoseconde était pointé dans le bas du faisceau picoseconde et le croisement de ces deux faisceaux avait lieu 1.7ns après le début du faisceau du chauffage. Enfin, l'intensité du faisceau nanoseconde a été conservée constante, $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, tandis que nous avons modifié l'intensité du faisceau picoseconde pour augmenter le transfert d'énergie, comme pour la dernière étude paramétrique de la partie 2.2.1. La figure 2.19 (a) présente les puissances transférées rapportées à la puissance incidente du faisceau nanoseconde des trois principaux tirs de cette étude. Ce sont les mêmes tirs que ceux de la figure 2.18 dans la partie précédente. Ils sont seulement présentés différemment.

Simulations du transfert d'énergie avec le code SECHEL

Pour nous aider à analyser les résultats expérimentaux, nous avons utilisé des simulations réalisées principalement par A. Debayle avec le code Sechel [Marion16]. Ce code simule en trois dimensions l'échange d'énergie dans le régime stationnaire entre des faisceaux modélisés par leur distribution d'intensité moyenne, c'est-à-dire

qu'il représente la distribution en intensité des faisceaux par des gaussiennes ou autres sans modéliser les points chauds de la tache focale. L'interaction est modélisée par l'équation :

$$\mathbf{k}_j.\mathbf{a}_j = i\sum_{j'\neq j}\frac{1}{2}g|\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_{j'}|^2(\mathbf{a}_j.\mathbf{a}_{j'}^*)\mathbf{a}_{j'} - \frac{k_b}{2}\mathbf{a}_j \tag{2.2.10}$$

où $\mathbf{k}_j$ est le vecteur d'onde du j-ème faisceau, $\mathbf{a}_j$ son potentiel vecteur, g le coefficient de couplage du transfert d'énergie et k_b^{-1} la distance caractéristique d'absorption par Bremsstrahlung inverse. Ce code traite donc de l'interaction des faisceaux deux à deux et ne prend pas en compte le couplage entre les ondes de battement pouvant être produites par le croisement de nombreux faisceaux.

La figure 2.19 (a) présente aussi les puissances transférées obtenues avec le code Sechel pour les mêmes conditions que les expériences. Ces simulations ont été réalisées en prenant comme entrées les conditions hydrodynamiques retournées par le code FCI2 à 1.7ns après le faisceau de chauffage. Il apparaît clairement une déviation entre l'expérience et les simulations à haute intensité. A plus basse intensité, un écart existe aussi entre les expériences et les simulations. Pour s'en rendre compte, il convient de calculer l'écart entre les simulations et les expériences noté ε :

$$\varepsilon = \frac{P_{\text{transférée}}^{\text{expérience}} - P_{\text{transférée}}^{\text{simulation}}}{P_{\text{transférée}}^{\text{expérience}}} \tag{2.2.11}$$

Cet écart est représenté sur la figure 2.19 (b) et montre clairement qu'à toute intensité les simulations sous-estiment le transfert d'énergie observé expérimentalement.

Les principales différences entre les simulations et l'expérience sont l'absence de modélisation des points chauds des taches focales des faisceaux dans Sechel et l'hypothèse de régime stationnaire. Comme nous l'avons vu dans la partie 2.2.1, le régime transitoire avait un impact négligeable sur le transfert pour $x_{\text{cible}} = 140\mu$m. Si l'on suppose que la modélisation du transfert d'énergie avec les équations de couplage d'onde est correcte, l'origine probable de l'écart entre les simulations et les mesures expérimentales est la présence des points chauds dans la tache focale des faisceaux. Cet écart semble également augmenter avec l'intensité du faisceau picoseconde. Cette augmentation pourrait être liée à l'autofocalisation et au lissage plasma du faisceau picoseconde observés via la modification de son spectre en transmission (partie 2.1.2). Ces effets ont tendance à modifier la distribution des points chauds dans la tache focale des faisceaux, comme nous le verrons dans la partie 2.3.1.

Observations expérimentales de la modification des profils d'intensité

Intéressons-nous à présent plus spécifiquement à la modification du profil d'intensité de la tache focale d'un faisceau laser par le transfert d'énergie. Pour ce faire, nous avons analysé la localisation de la puissance transférée moyenne dans la tache focale du faisceau picoseconde à partir du calcul :

$$P_{\text{transférée}}^{\text{linéique}}(x_p) = \int_{y=0}^{+150\mu\text{m}} [P_t(x_p, -y) - P_t(x_p, y)]dy \tag{2.2.12}$$

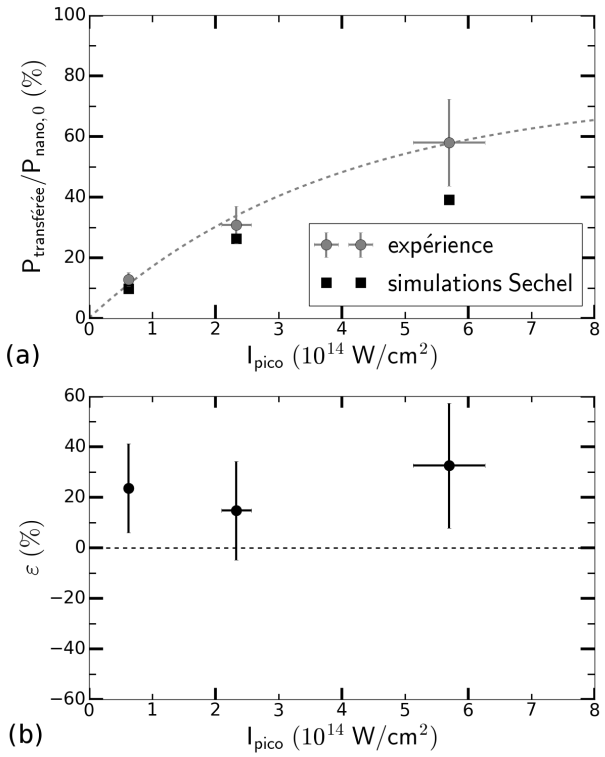


FIGURE 2.19 : (a) Puissance transférée moyenne rapportée à la puissance incidente du faisceau nanoseconde en fonction de l'intensité incidente du faisceau picoseconde. Les points gris représentent les mesures expérimentales pour trois tirs. La ligne en pointillés gris est une interpolation exponentielle de ces points. Les points noirs représentent les puissances transférées moyennes prédites par les simulations Sechel pour les mêmes conditions que les trois tirs expérimentaux. (b) Erreur commise par les simulations pour reproduire les grandeurs moyennes de l'expérience en fonction de l'intensité incidente du faisceau picoseconde.

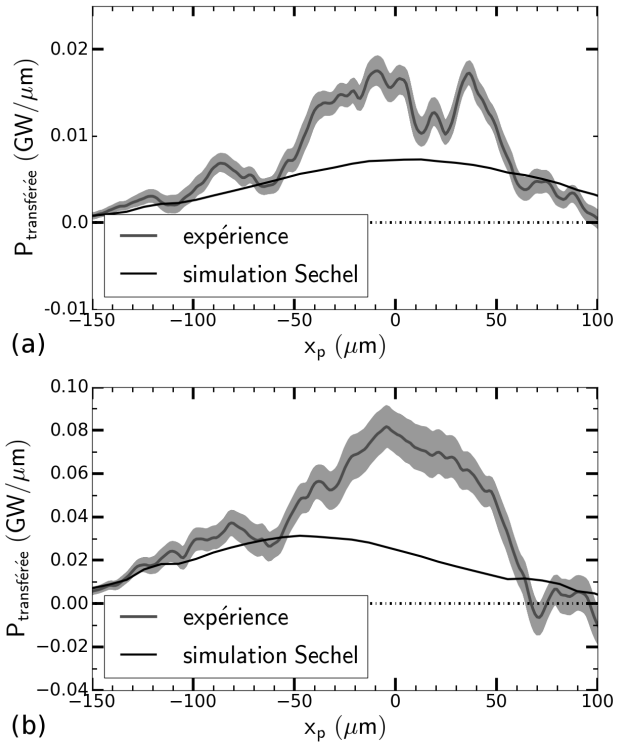


FIGURE 2.20 : Puissance linéique transférée moyenne du faisceau nanoseconde au faisceau picoseconde le long de la direction transverse du faisceau picoseconde x_p pour une intensité incidente du faisceau picoseconde (a) de $I_{pico,0} = 0.6 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et (b) de $I_{pico,0} = 5.7 \pm 0.6 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. La ligne grise représente la mesure expérimentale obtenue à partir d'intégrations de la tache focale du faisceau picoseconde. Chaque point a été moyenné sur $\pm 10\mu$m pour réduire les fluctuations dues aux points chauds. La ligne noire représente la puissance linéique prévue par la simulation Sechel pour les mêmes conditions que l'expérience.

où $P_t(x_p, y)$ est la puissance moyenne transmise au point de coordonnées (x_p, y) de la tache focale du faisceau picoseconde. La figure 2.20 représente la puissance linéique calculée pour deux tirs avec des intensités incidentes du faisceau picoseconde différentes. Les courbes grises représentent les mesures expérimentales avec des barres d'erreur dues à l'erreur de $\pm 5\mu$m pouvant être commise lors du choix du centre de la tache focale, les courbes noires les simulations Sechel associées à chacun des tirs.

Avec cette analyse, on s'aperçoit que le transfert débutait dès que les faisceaux nanoseconde et picoseconde se croisaient autour de $x_p = -150\mu$m. Le transfert augmentait ensuite graduellement au fur et à mesure que l'intensité du faisceau picoseconde augmentait jusqu'au sommet d'intensité du faisceau picoseconde. Après ce sommet, les deux tirs diffèrent. Pour celui de la figure 2.20 (a), le transfert diminuait progressivement et s'arrêtait autour de $x_p = +100\mu$m, tandis que, pour celui de la figure 2.20 (b), le transfert décroissait doucement jusqu'à $x_p = +60\mu$m puis s'arrêtait brutalement.

La différence entre ces deux tirs était l'intensité incidente du faisceau picoseconde, $I_{pico,0} = 0.6 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et $I_{pico,0} = 5.7 \pm 0.6 \times 10^{14}$W.cm^{-2} pour les figures 2.20 (a) et (b) respectivement. Comme nous l'avons vu précédemment, ces différentes intensités incidentes induisaient des puissances transférées moyennes différentes de $13 \pm 2\%$ et de $57 \pm 14\%$ de la puissance incidente du faisceau nanoseconde au moment de l'interaction avec le faisceau picoseconde. Dans le second cas, le faisceau nanoseconde était sévèrement appauvri. La fin brutale du transfert autour de $x_p = +50\mu$m dans la tache focale du faisceau picoseconde a permis de confirmer la déplétion du faisceau nanoseconde aux plus hautes intensités.

Les simulations Sechel n'ont reproduit que partiellement les résultats expérimentaux. Les transferts y commençaient également à partir de $x_p = -150\mu$m puis croissaient avec l'augmentation de l'intensité du faisceau picoseconde. Cependant, cette croissance était plus faible pour les simulations que pour les mesures expérimentales, conduisant à des puissances linéiques transférées moyennes plus faibles, en accord avec les puissances moyennes plus faibles. Dans le cas du tir à plus faible intensité, la puisance linéique transférée diminuait à partir du sommet du profil du faisceau picoseconde comme observé expérimentalement, mais diminuait par contre progressivement jusqu'à $x_p = +150\mu$m. Quant au tir à plus haute intensité avec déplétion du faisceau nanoseconde, la puissance linéique transférée diminuait à partir de $x_p = -50\mu$m, avant le sommet du profil d'intensité du faisceau picoseconde. Cette décroissance prématurée est un signe de la déplétion du faisceau nanoseconde dans la simulation. Après cette position, le transfert diminuait progressivement jusqu'à $x_p = +150\mu$m.

Les simulations Sechel prédisaient donc également une déplétion du faisceau nanoseconde pour des intensités importantes du faisceau picoseconde. Cependant, cette déplétion se traduisait par des conséquences différentes sur les profils d'intensité du faisceau picoseconde par rapport aux mesures expérimentales. Dans les simulations, le transfert décroissait doucement avant le sommet du profil, alors qu'expérimentalement nous avons observé une fin brutale du transfert juste après le sommet du profil d'intensité du faisceau picoseconde. Nous n'avons pas trouvé d'explications claires à cette différence. Elle réside peut-être, comme précédemment, dans la structure de points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde, aspect

expérimental non modélisé dans les simulations Sechel.

Ainsi, nous avons observé la déformation du profil d'intensité du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie depuis le faisceau nanoseconde. Cette déformation était essentiellement due à la déplétion du faisceau nanoseconde au cours de sa propagation dans le faisceau picoseconde. Elle n'était pas due à l'extension spatiale réduite de la résonance devant la taille de la tache focale du faisceau picoseconde. En effet, à cause de la largeur spectrale du faisceau picoseconde, la résonance était élargie à un domaine du plasma ayant une vitesse d'expansion comprise entre 0.4 et $4.0 \times 10^5 \mathrm{m.s}^{-1}$. Ce domaine s'étendait sur 350μm le long de la normale aux cibles d'après les simulations hydrodynamiques, distance grande devant le diamètre de la tache focale du faisceau picoseconde. Cette hypothèse a été confirmée par la localisation spatiale du transfert dans la tache focale du faisceau picoseconde sur des tirs avec $\mathrm{x_{cible}} = 200\mu$m. Le transfert s'y est produit majoritairement entre $\mathrm{x_p} = -50\mu$m et $+100\mu$m avec des maxima après $+0\mu$m.

L'étude plus détaillée de la tache focale du faisceau picoseconde en transmission après le transfert d'énergie a permis d'étudier plus finement la localisation spatiale du transfert dans le faisceau picoseconde. Nous avons observé expérimentalement que le transfert débutait spatialement dès que les faisceaux nanoseconde et picoseconde se croisaient. Pour des taux de transfert de l'ordre de 10% de la puissance incidente du faisceau nanoseconde, il perdurait sur toute la longueur transversale du faisceau picoseconde. Pour des taux de transfert de 50%, il s'arrêtait brutalement avant que le faisceau nanoseconde ait atteint le bout du faisceau picoseconde. Nous avons donc observé la modification de la distribution spatiale d'intensité du faisceau picoseconde par la déplétion du faisceau pompe. Cette étude a aussi confirmé la déplétion du faisceau nanoseconde déjà observée dans la dernière étude paramétrique de la partie 2.2.1. Ces résultats ont été partiellement reproduits par des simulations avec le code Sechel. Les simulations sous-estiment les taux de transfert, mais prédisent quand même une déplétion du faisceau nanoseconde. Pour l'instant, la différence entre les taux observés expérimentalement et ceux simulés n'a pu être expliquée clairement. Elle réside éventuellement dans la présence de points chauds dans les taches focales des faisceaux, points chauds non modélisés dans Sechel.

2.2.3 Compétition entre différents transferts d'énergie

Forts de ces études sur le transfert d'énergie à deux faisceaux et de son impact sur l'intensité des différents faisceaux, nous avons étudié le transfert d'énergie entre trois faisceaux. Pour cela, nous avons choisi de croiser les faisceaux nanoseconde et picoseconde avant la fin de l'impulsion du faisceau de chauffage, c'est-à-dire à environ 1.3ns après le début de son impulsion comme le montre le délai à trois faisceaux de la figure 2.2 (b). Comme précédemment, le faisceau nanoseconde était pointé dans une partie réduite du faisceau picoseconde, mais dans sa partie supérieure. Enfin, la position initiale de la cible était $\mathrm{x_{cible}} = 150\mu$m. Douze tirs ont pu être consacrés à

cette étude, dont deux de calibration et trois avec exactement les mêmes intensités incidentes pour le faisceau de chauffage et le faisceau nanoseconde. Ces trois tirs dans les mêmes conditions ont permis l'étude quantitative du transfert d'énergie à trois faisceaux.

Identification des transferts d'énergie possibles par paire de faisceaux

La première étape de cette étude fût d'identifier les transferts d'énergie qui se produisaient quand les faisceaux se croisaient deux à deux dans le plasma, c'est-à-dire quand le faisceau de chauffage croisait le faisceau nanoseconde ou le faisceau picoseconde dans le plasma.

Un transfert d'énergie du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde a été observé pendant toute la durée d'impulsion du faisceau nanoseconde. Il a été enregistré à partir du diagnostic d'imagerie en transmission du faisceau nanoseconde, pour connaitre l'énergie transmise dans la direction du faisceau nanoseconde, et par la mesure de l'évolution temporelle du faisceau nanoseconde via le *SOPRA*. La figure 2.21 présente les mesures obtenues sur deux tirs, un avec propagation du faisceau nanoseconde dans le vide et un avec propagation du faisceau nanoseconde dans le plasma en présence du faisceau de chauffage. Sur ces deux tirs, le faisceau nanoseconde avait la même puissance incidente. On s'aperçoit que, après propagation dans le plasma avec le faisceau de chauffage, le faisceau nanoseconde avait une puissance transmise plus importante qu'après une propagation dans le vide. Cela témoigne d'une amplification du faisceau nanoseconde par le faisceau de chauffage. Cette amplification n'était pas constante au cours du temps à cause de l'évolution hydrodynamique du plasma et de la fine largeur de la résonance avec deux faisceaux de spectres étroits.

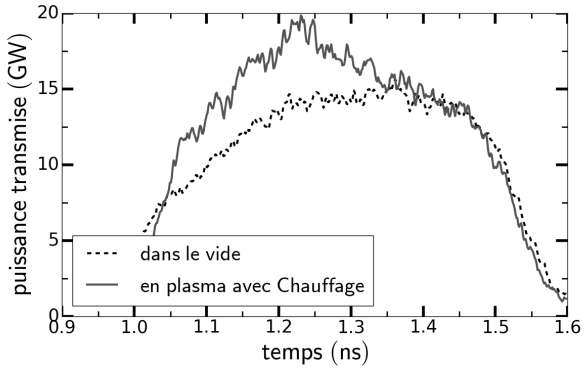


FIGURE 2.21 : Evolutions temporelles du faisceau nanoseconde en transmission après propagation dans le vide (courbe en pointillés noirs) et dans le plasma en présence du faisceau de chauffage (courbe grise foncée) pour des énergies incidentes de l'ordre de 7J.

Un transfert d'énergie aurait pu se produire du faisceau de chauffage vers le faisceau picoseconde. Nous n'avions pas de diagnostic pour l'étudier directement. Cependant, avec une longueur d'interaction d'environ 500μm et une intensité du faisceau de chauffage de l'ordre de 3×10^{14}W.cm^{-2}, nous nous serions attendus à

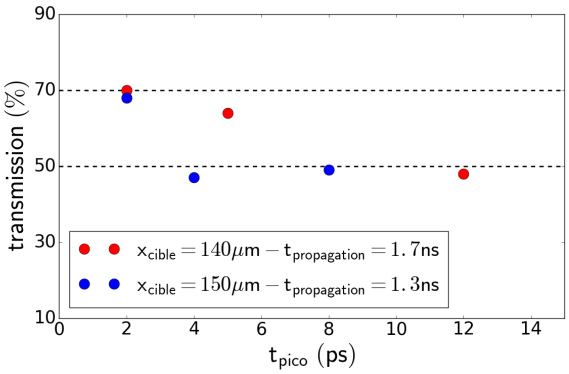


FIGURE 2.22 : Taux de transmission du faisceau picoseconde en fonction de sa durée d'impulsion pour des tirs réalisés dans différentes conditions expérimentales alors que le faisceau nanoseconde n'était pas tiré. Les points rouges représentent des tirs réalisés avec $x_{cible} = 140\mu m$, $I_{pico,0} = 1.9 \pm 0.4 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, une propagation du faisceau picoseconde 1.7ns après le début du faisceau de chauffage et avec une énergie de chauffage de $400 \pm 40J$. Les points bleus représentent des tirs réalisés avec $x_{cible} = 150\mu m$, $I_{pico,0} = 3.0 \pm 0.4 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, une propagation du faisceau picoseconde 1.3ns après le début du faisceau de chauffage et avec une énergie de chauffage de $600 \pm 60J$.

une amplification du faisceau picoseconde bien supérieure à 10%, plus petite amplification observée du faisceau picoseconde par le faisceau nanoseconde. La figure 2.22 représente les taux de transmission mesurés du faisceau picoseconde après propagation dans le plasma 1.3ns après le début du faisceau de chauffage, c'est-à-dire en présence du faisceau de chauffage, et 1.7ns après son début, c'est-à-dire en son absence. On s'aperçoit que, pour une durée d'impulsion suffisamment longue, c'est-à-dire qu'une fois que les pertes d'énergie par diffusions Raman et Brillouin stimulées ont pu se développer, les taux de transmission sont très similaires autour de 48%. Or, d'après la caractérisation expérimentale du plasma, avec une énergie de chauffage de $600 \pm 60J$ et à 1.3ns après son début, les conditions hydrodynamiques du plasma étaient très similaires à celles obtenues avec une énergie de chauffage de $400 \pm 40J$ et à 1.7ns après son début. Nous nous attendions donc à des transmissions du faisceau picoseconde sans transfert d'énergie très similaires pour ces deux configurations. Les mesures des taux de transmission du faisceau picoseconde semblent donc indiquer l'absence, ou un niveau très faible, de transfert entre le faisceau de chauffage et le faisceau picoseconde.

Ainsi, pour la suite, nous considérerons qu'il n'y avait dans le volume de croisement que deux transferts d'énergie différents, l'un du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde et l'autre du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde. La principale conséquence attendue était une amplification plus importante du faisceau picoseconde suite à l'amplification du faisceau nanoseconde par le faisceau de chauffage.

Inhibition d'un transfert d'énergie par propagation d'un autre faisceau

Quand les trois faisceaux se croisaient dans le plasma, nous disposions de l'imagerie en transmission du faisceau picoseconde pour diagnostiquer le transfert du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde (comme dans les parties 2.2.1 et 2.2.2) et de la mesure de l'évolution temporelle du faisceau nanoseconde pour observer le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde. Nous avons alors fait varier t_{pico} et $I_{pico,0}$ pour étudier la coexistence de ces deux transferts d'énergie dans un même volume du plasma.

Pour une intensité modérée du faisceau picoseconde, $I_{pico,0} = 3.2 \pm 0.3 \times 10^{14}\text{W.cm}^{-2}$, et un temps d'interaction court, $t_{pico} = 2\text{ps}$, les deux transferts semblaient co-exister sans se gêner ou se voir. Pour ce tir, l'imagerie du faisceau picoseconde a permis d'estimer un transfert du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde de $P_{transférée}/P_{nano,0} = 35 \pm 9\%$. De plus, comme illustré par la figure 2.23 (a), le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde était très similaire à un tir sans le faisceau picoseconde. La perte d'énergie du faisceau nanoseconde suite à l'amplification du faisceau picoseconde n'était pas discernable dans son évolution temporelle, car la résolution temporelle du diagnostic était d'environ 150ps. La réduction de sa puissance transmise d'environ 35% sur 2ps était étalée sur 150ps. Nous étions donc supposés mesurer une réduction de la puissance transmise d'environ 0.5% pendant 150ps. C'était indiscernable parmi les fluctuations de ±2.5% sur la mesure. Pour ce tir, le principal effet de l'interaction à trois faisceaux était d'augmenter la puissance moyenne transférée du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde à $P_{transférée}/P_{nano,0} = 35 \pm 9\%$ au lieu de $P_{transférée}/P_{nano,0} = 12 \pm 7\%$ pour une interaction à deux faisceaux dans des conditions hydrodynamiques similaires.

Pour une intensité similaire du faisceau picoseconde, $I_{pico,0} = 2.7 \pm 0.3 \times 10^{14}\text{W.cm}^{-2}$, mais un temps d'interaction plus long, $t_{pico} = 4\text{ps}$, le passage du faisceau picoseconde dans le plasma perturbait durablement le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde. En effet, après le passage du faisceau picoseconde, le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde était interrompu, comme illustré par la figure 2.23 (b), pendant au moins 150ps. La transmission du faisceau nanoseconde chutait alors à 70%, transmission très proche de celle attendue suite à l'absorption du faisceau dans le plasma. Cette chute de la transmission prenait environ 70ps, temps cohérent avec la résolution temporelle estimée du diagnostic. Or, si les deux transferts se produisaient indépendamment, nous nous serions attendus à une diminution de la transmission de l'ordre de 2% pendant environ 150ps suite au transfert de $P_{transférée}/P_{nano,0} = 75 \pm 7\%$ du faisceau nanoseconde vers le faisceau picoseconde. De plus, en intégrant les courbes d'évolution temporelle, il est possible d'estimer l'énergie en moins dans le faisceau nanoseconde par rapport à un tir sans le faisceau picoseconde. Elle est d'environ 0.7J, valeur bien plus grande que les $0.045 \pm 0.004\text{J}$ transférés dans le faisceau picoseconde.

Cet effet a été mesuré sur de nombreux tirs. Les tirs avec des intensités similaires pour le faisceau picoseconde, $I_{pico,0} \sim 3 \times 10^{14}\text{W.cm}^{-2}$, et des temps d'interaction plus longs, $t_{pico} = 6\text{ps}$ et $t_{pico} = 8\text{ps}$, ont donné le même résultat. Il en était de même des tirs réalisés avec un temps d'interaction court, $t_{pico} = 2\text{ps}$, mais des in-

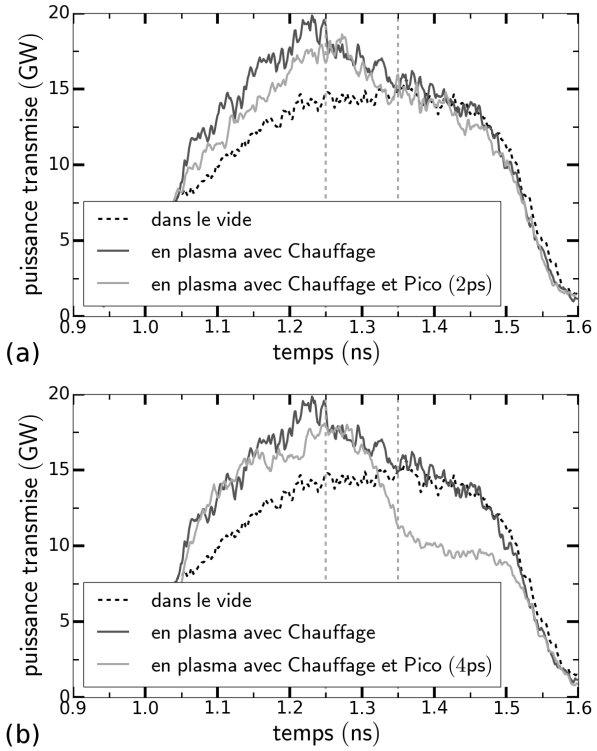


FIGURE 2.23 : Evolutions temporelles du faisceau nanoseconde en transmission avec une énergie incidente du faisceau nanoseconde de l'ordre de 7J après propagation dans le vide (courbe en pointillés noirs), dans le plasma avec le faisceau de chauffage (courbe grise foncée) et dans le plasma avec le faisceau de chauffage et le faisceau picoseconde tiré 1.3ns après le début du faisceau de chauffage avec (a) $I_{pico,0} = 3.2 \pm 0.3 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et $t_{pico} = 2$ps et (b) $I_{pico,0} = 2.7 \pm 0.3 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et $t_{pico} = 4$ps (courbe grise claire). Les pointillés verticaux représentent l'instant auquel se propage le faisceau picoseconde dans le volume de croisement.

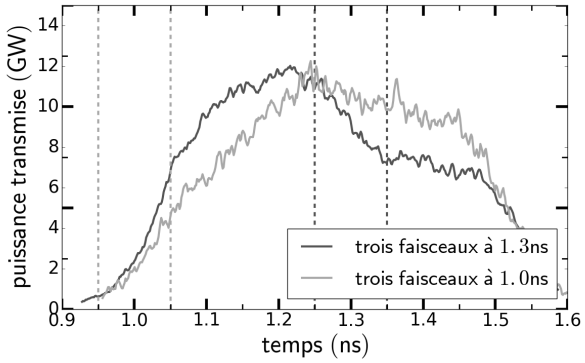


FIGURE 2.24 : Evolutions temporelles du faisceau nanoseconde en transmission après propagation dans le plasma en présence du faisceau de chauffage et du faisceau picoseconde tiré 1.3ns (courbe grise foncée) et 1.0ns (courbe grise claire) après le début du faisceau de chauffage avec une énergie incidente du faisceau nanoseconde de l'ordre de 5.5J. Les pointillés verticaux représentent l'instant auquel se propage le faisceau picoseconde dans le volume de croisement.

tensités plus importantes du faisceau picoseconde, $I_{pico,0} = 1.1 \pm 0.1 \times 10^{15} W.cm^{-2}$ et $I_{pico,0} = 1.2 \pm 0.1 \times 10^{16} W.cm^{-2}$. Enfin, la figure 2.24 présente l'évolution temporelle du faisceau nanoseconde avec un croisement 1.3ns après le début du faisceau de chauffage en gris foncé et son évolution avec un croisement à 1.0ns en gris clair, pour $t_{pico} = 2ps$ et $I_{pico,0} = 1.1 \pm 0.2 \times 10^{16} W.cm^{-2}$. Avec la propagation du faisceau picoseconde plus tôt, aux tous premiers instants du faisceau nanoseconde, l'effet se produit plus tôt mais est identique. Il inhibe le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde qui reprend progressivement et redevient normal après 200ps.

Ainsi, l'inhibition du transfert d'énergie du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde après propagation du faisceau picoseconde semble exister quand le coefficient $t_{pico} \times I_{pico,0}$ est suffisamment grand. Cela s'apparente à un seuil en énergie sur le faisceau picoseconde. De plus, les temps mis en jeu, de l'ordre de la centaine de picosecondes, sont bien plus grands que les temps caractéristiques des phénomènes cinétiques. On s'attend donc à une explication hydrodynamique de ce phénomène d'inhibition. Enfin, les tirs avec des délais différents ont montré que cette inhibition n'était pas causée par le battement entre les faisceaux nanoseconde et picoseconde, mais simplement par la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma.

Modifications hydrodynamiques par la propagation d'un faisceau

Dans un cadre hydrodynamique, différents mécanismes ont été étudiés pour expliquer cette inhibition du transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde après la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma et le volume de croisement. Des simulations avec le code HERA [Loiseau06] ont été réalisées par P. Loiseau pour essayer de comprendre dans quelle mesure la propagation du faisceau picoseconde modifiait le plasma. Comme le code Harmony [Pesme02,Hüller06],

HERA résout les équations de couplage d'onde dans l'approximation paraxiale. Cela est détaillé dans la partie 2.3.1. Par contre, HERA est un code tridimensionnel tandis que Harmony est un code bidimensionnel.

Les simulations HERA ont montré que le faisceau picoseconde induit des fluctuations de densité électronique et de vitesse d'expansion en s'autofocalisant dans le plasma. Cet effet est similaire au dépôt de la quantité de mouvement détaillé dans la partie 1.2.3. La figure 2.25 illustre cet effet pour deux tirs : l'un avec une énergie incidente du faisceau picoseconde de 0.5J et l'autre avec une énergie incidente de 1.7J. Ces figures représentent les perturbations induites dans une direction transverse du faisceau picoseconde par les composantes de la force pondéromotrice selon l'autre direction transverse. Les perturbations induites dans une direction transverse du faisceau picoseconde par la composante de la force pondéromotrice selon la même direction transverse sont du même ordre de grandeur. Ainsi, quand le faisceau picoseconde avait une énergie incidente de 0.5J, sa propagation dans le plasma induisait des fluctuations de vitesse d'expansion de l'ordre de $0.05 \times c_s$. Quand il avait une énergie incidente de 1.7J, sa propagation induisait des fluctuations de l'ordre de $0.20 \times c_s$.

Ces fluctuations de vitesse d'expansion sont produites avec une longueur d'onde similaire à la distance entre les points chauds du faisceau picoseconde. Dans nos conditions expérimentales, les points chauds ont un rayon d'environ 5μm, d'où des fluctuations de longueur d'onde environ 10μm. Selon le calcul du gain en présence de fluctuations [Maximov96, Kruer96] présenté dans la partie 1.2.3, des fluctuations de $0.05 \times c_s$ induisaient une réduction du gain Brillouin de 10%, alors que des fluctuations de $0.20 \times c_s$ le réduisaient de 60%.

Ainsi, la production de fluctuations de la vitesse d'expansion du plasma par la propagation du faisceau picoseconde suffit à expliquer l'inhibition du transfert d'énergie du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde.

L'étude du transfert d'énergie dans une configuration à trois faisceaux nous a permis d'observer l'inhibition d'un transfert d'énergie entre deux faisceaux par la propagation d'un troisième faisceau dans le volume de croisement. Cette inhbition n'était pas due, comme nous le pensions initialement, à la coexistence de multiples transferts d'énergie, mais elle était simplement due à la production de fluctuations de la vitesse d'expansion du plasma par l'autofocalisation du troisième faisceau. Un seuil en énergie pour le troisième faisceau compris entre 0.5J et 1.7J a été observé expérimentalement et confirmé par des simulations HERA avec des fluctuations passant de $0.05 \times c_s$ à $0.20 \times c_s$ et réduisant le gain de 10% à 60%. Ce résultat montre l'importance de prendre en compte la modification du plasma par la propagation des faisceaux et l'impact de ces modifications sur les autres faisceaux et leurs différentes diffusions.

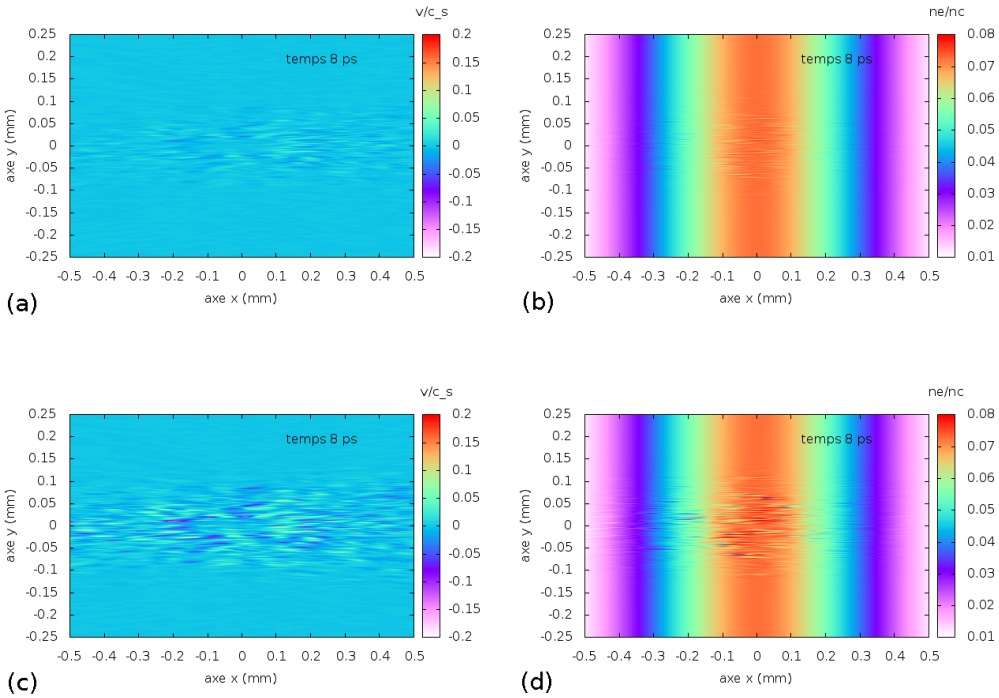


FIGURE 2.25 : Perturbations hydrodynamiques simulées par HERA induites par la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma. Ces images montrent les perturbations maximales obtenues après la propagation d'un faisceau picoseconde de durée 2ps et d'énergie (a),(b) 0.5J ou (c),(d) 1.7J. (a),(c) Perturbations induites sur la vitesse d'expansion du plasma normalisée à la vitesse acoustique ionique. (b),(d) Perturbations induites sur la densité électronique du plasma normalisée à la densité critique.

2.3 Transfert d'énergie à l'échelle microscopique

Intéressons-nous enfin à l'étude du transfert d'énergie entre faisceaux croisés à l'échelle microscopique, c'est-à-dire aux modifications que le transfert d'énergie induit sur les structures de points chauds des faisceaux laser se croisant.

Ce travail repose essentiellement sur le diagnostic d'imagerie en transmission du faisceau picoseconde. En effet, il nous a permis d'imager la tache focale du faisceau picoseconde après propagation à travers le plasma avec une résolution spatiale suffisante pour observer les points chauds de la tache focale. Nous avons non seulement pu observer la modification de leur distribution en intensité, mais aussi la modification de leur distribution en polarisation grâce à l'imagerie double de la tache focale.

Ces modifications ont été étudiées en fonction des paramètres d'interaction comme l'intensité et la durée d'impulsion du faisceau picoseconde. La mesure de la polarisation de chacun des points chauds avait un intérêt car, la modification de la polarisation étant directement liée à l'amplification par le transfert d'énergie, elle nous a permis d'accéder à l'amplification subie par chaque point chaud de la tache focale du faisceau picoseconde.

Pour commencer cette partie, nous détaillerons l'impact du transfert d'énergie sur la distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde. Nous aborderons ensuite la modification de la distribution en polarisation de ces points chauds. Enfin, nous nous attarderons sur l'intérêt de remonter à l'amplification connue par chaque point chaud de la tache focale.

2.3.1 Modification de la distribution en intensité des points chauds

Détaillons notre étude sur la modification de la distribution en intensité des poins chauds de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie depuis le faisceau nanoseconde. Pour cette étude, seuls les faisceaux nanoseconde et picoseconde se croisaient dans le plasma 1.7ns après le début du faisceau de chauffage. Le faisceau nanoseconde était pointé à nouveau dans le bas du faisceau picoseconde. Les résultats les plus aboutis ont été obtenus pour $x_{cible} = 140\mu m$, $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$ et différentes valeurs de $I_{pico,0}$ et t_{pico}.

Modification de l'intensité des points chauds par lissage plasma

Dans un premier temps, il était essentiel d'étudier la modification de la distribution en intensité des points chauds suite à la seule propagation du faisceau picoseconde dans le plasma. Pour ce faire, différents tirs ont été réalisés avec $t_{pico} = 12ps$ en l'absence du faisceau nanoseconde. La figure 2.26 (a) compare les taches focales du faisceau picoseconde acquises après propagation du faisceau dans le plasma en l'absence du faisceau nanoseconde pour deux tirs avec deux intensités

incidentes différentes. La figure 2.26 (b), quant à elle, récapitule les fonctions de distribution mesurées pour trois tirs réalisés avec trois intensités incidentes différentes.

Pour les deux tirs à plus faible intensité, les fonctions de distribution en intensité mesurées s'interpolaient bien par une distribution déterminée théoriquement dans le cas de RPP [Garnier99], à savoir :

$$u \mapsto [(\frac{1}{2} + \frac{\pi}{4})u + \frac{1}{2}]e^{-u} \tag{2.3.1}$$

Cette formule s'applique normalement à une portion réduite de la tache focale. Pour la tache focale dans son ensemble, la fonction plus simple $u \mapsto e^{-u}$ devrait interpoler les mesures. Avec nos taches focales, seule la formule plus complexe interpolait correctement nos mesures expérimentales dans le vide ou après le plasma à basses intensités. Nous l'appelerons dorénavant la distribution de Garnier.

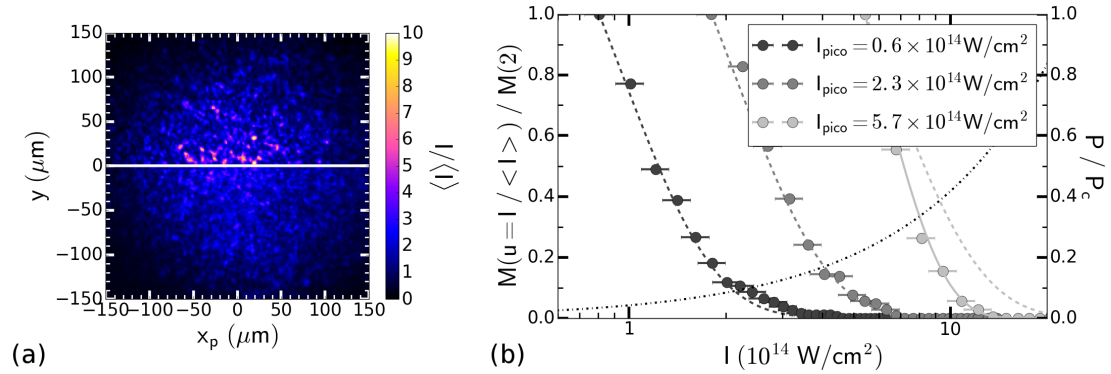


FIGURE 2.26 : (a) Taches focales du faisceau picoseconde après propagation dans le plasma : $y > 0$ (respectivement $y < 0$) pour $I_{pico,0} = 0.6 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2} (respectivement $5.7 \pm 0.6 \times 10^{14}$W.cm^{-2}). (b) Fonctions de distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde après propagation dans le plasma pour trois intensités incidentes différentes : en gris foncé avec $I_{pico,0}$ de 0.6 ± 0.1, en gris intermédiaire 2.3 ± 0.2 et en gris clair $5.7 \pm 0.6 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. En pointillés sont représentées les interpolations des résultats expérimentaux à partir de la distribution de Garnier. La ligne grise continue représente la meilleure interpolation de la fonction de distribution à la plus haute intensité avec une loi de puissance. Enfin, la ligne en trait mixte noir représente la critère d'autofocalisation et de filamentation des points chauds du faisceau picoseconde.

Pour le tir à plus haute intensité, l'observation à l'oeil nu de la tache focale montrait que les points chauds avaient globalement des intensités plus faibles en transmission, comme l'illustre la figure 2.26 (a). Leur observation laissait également penser qu'ils étaient plus petits et plus nombreux. Il était difficile de conclure quant à leur réduction de taille puisque chaque point chaud avait un diamètre à mi-hauteur de trois à quatre pixels. Quant à leur nombre, pour les deux tirs à intensités modérées, on comptait 380 ± 20 points chauds avec au moins deux fois l'intensité moyenne, alors qu'à plus haute intensité on en comptait environ 420. Cette augmentation n'était pas si significative par rapport à la statistique des tirs. Par contre, la

figure 2.26 (b) montre une profonde modification de la distribution en intensité des points chauds alors même que la puissance des points chauds du faisceau picoseconde ne dépassait pas la puissance critique de filamentation et d'autofocalisation. Cette puissance, notée P_c, représente une puissance seuil au-dessus de laquelle les points chauds du faisceau vont s'autofocaliser et se filamenter [Kruer88, Grech09, Yahia14]. Elle s'exprime :

$$P_c[W] = 34 \times 10^6 \frac{\sqrt{1 - n_e/n_c}}{n_e/n_c} T_e[keV] \tag{2.3.2}$$

Dans notre cas, les points chauds du faisceau picoseconde avaient un diamètre d'environ 2.5μm. Le critère P/P_c, où P est la puissance d'un point chaud, s'exprimait donc $I[10^{14}W.cm^{-2}]/20$ avec I l'intensité d'un point chaud. La figure 2.26 (b) illustre ce critère avec le trait mixte noir. Bien que la puissance de la majorité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde n'excédait pas $0.3P_c$, la distribution ne pouvait plus être interpolée par la distribution de Garnier. Par contre, elle pouvait être interpolée par une loi de puissance de la forme [Hüller15] :

$$u \mapsto [(\frac{1}{2} + \frac{\pi}{4})u + \frac{1}{2}](1 - \frac{u}{n})^n \tag{2.3.3}$$

avec $n = 7.5$. Remarquons que cette fonction tend vers la distribution usuelle quand n tend vers l'infini.

Ainsi, dès une intensité moyenne incidente de l'ordre de $6 \times 10^{14}W.cm^{-2}$, les fonctions de distribution en intensité des points chauds ne pouvaient plus être interpolées par la distribution de Garnier. Il convient de le savoir pour séparer les modifications de la distribution dues au transfert d'énergie de celles simplement dues à la propagation du faisceau dans le plasma.

Modification de l'intensité des points chauds par le transfert d'énergie

Ce changement de distribution en intensité connu à partir d'intensités incidentes de l'ordre de $6 \times 10^{14}W.cm^{-2}$, il était possible d'étudier l'impact du transfert d'énergie seulement, et plus particulièrement du gain d'énergie d'un faisceau, sur la fonction de distribution en intensité de ses points chauds.

Tout d'abord, l'évolution de la distribution en intensité des points chauds dans le régime stationnaire du transfert d'énergie a été étudiée à partir d'un tir avec une durée d'impulsion longue et avec une intensité modérée pour conserver la distribution de Garnier après propagation dans le plasma sans transfert d'énergie. Le résultat est présenté sur la figure 2.27 (a) où $\langle I \rangle$ représente l'intensité moyenne calculée à partir seulement du haut de la tache focale. Dans ce cas, la fonction de distribution en intensité des points chauds était toujours interpolable avec la distribution de Garnier, comme le montre la courbe en pointillés gris. Il convenait simplement de recalculer l'intensité moyenne à partir de l'intensité moyenne sans transfert d'énergie et de l'amplification moyenne du faisceau par le transfert, par exemple pour ce tir $P_{transférée}/P_{pico,t} = 20 \pm 4\%$. Ce résultat montre que pour cette amplification modérée nous étions toujours dans le régime linéaire du transfert d'énergie.

Dans un second temps, nous avons étudié l'évolution de la distribution en intensité des points chauds dans le régime stationnaire du transfert d'énergie à partir

d'un tir à plus forte intensité afin que la fonction de distribution soit modifiée même sans transfert d'énergie. La figure 2.27 (b) présente le résultat obtenu dans ce cas avec $\langle I \rangle$ l'intensité moyenne du haut de la tache focale.. Comme nous l'avons évoqué précédemment, la fonction de distribution sans transfert d'énergie a pu être interpolée avec une loi de puissance. Elle est représentée par la courbe en pointillés noirs. L'interpolation de la fonction de distribution avec transfert d'énergie, illustrée par la courbe en pointillés gris, a été réalisée simplement en utilisant la même loi de puissance avec $n = 7.5$ et en renormalisant l'intensité moyenne via l'amplification moyenne mesurée. Nous n'avons pas observé d'écart significatif à cette interpolation, excepté peut-être pour $u \sim 3 - 4$.

Enfin, des tirs ont été réalisés avec des durées d'impulsion plus courtes du faisceau picoseconde pour étudier l'évolution de la fonction de distribution en intensité des points chauds au cours du régime transitoire du transfert d'énergie. Dans ce cas, seule la queue de la fonction de distribution, représentant les points chauds de plus hautes intensités, était modifiée, comme le montre la figure 2.27 (c) où $\langle I \rangle$ représente toujours l'intensité moyenne du haut de la tache focale.. Ainsi, seuls les points chauds les plus intenses interagissaient et étaient amplifiés à des intensités pouvant atteindre $13 - 15\langle I \rangle$. Cela montre que l'onde de battement responsable du transfert d'énergie atteignait plus rapidement une amplitude suffisante pour produire un transfert d'énergie significatif au sein des points chauds du faisceau picoseconde.

Ainsi, ces études sur l'évolution de la distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde ont permis de montrer que, dans le régime stationnaire du transfert d'énergie et pour des amplifications de 20 à 30%, le transfert d'énergie ne modifiait pas la distribution sans transfert d'énergie avec ou sans lissage plasma. Il convenait simplement, dans les deux cas, de renormaliser l'intensité moyenne du faisceau avec l'amplification moyenne du transfert d'énergie. L'onde de battement responsable du transfert d'énergie semblait donc s'étendre dans tout la volume de croisement et l'amplification des points chauds semblait être uniforme. L'étude de l'amplification individuelle de chaque point chaud s'avérait donc intéressante pour confirmer ce résultat. Nous présenterons cette étude dans la partie 2.3.3.

Par contre, dans le régime transitoire, plus précisément à 2ps, seuls les points chauds les plus intenses semblaient avoir le temps d'interagir. Cependant, nous n'avons pas pu expliquer expérimentalement la disparition de ces points chauds si intenses dans le régime stationnaire du transfert d'énergie. Ces points chauds devenaient peut-être tellement intenses qu'ils produisaient des instabilités de diffusion Raman stimulée. En effet, ces diffusions auraient pu se produire en quelques centaines de femtosecondes ou quelques picosecondes et réduire l'intensité de ces points chauds. Pour en avoir le coeur net, une nouvelle expérience devrait être réalisée pour corréler l'imagerie en transmission à une imagerie en rétrodiffusion dans les longueurs d'onde de la diffusion Raman stimulée.

Simulations de la modification de l'intensité des points chauds

Pour approfondir cette étude, des simulations avec Harmony [Pesme02, Hüller06], code bidimensionnel modélisant les points chauds des taches focales, ont été réalisées par S. Hüller.

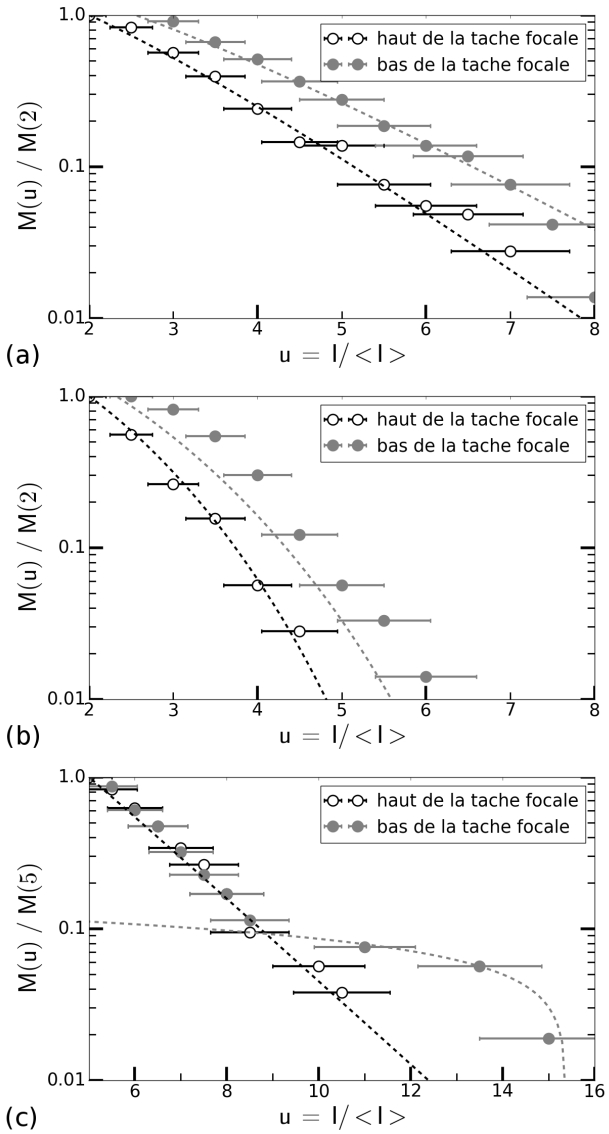


FIGURE 2.27 : Fonctions de distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde acquises sur des tirs avec (a) $t_{pico} = 12ps$ et $I_{pico,0} = 2.3 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$, (b) $t_{pico} = 12ps$ et $I_{pico,0} = 5.7 \pm 0.6 \times 10^{14} W.cm^{-2}$ et (c) $t_{pico} = 2ps$ et $I_{pico,0} = 1.5 \pm 0.2 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne calculée dans le haut de la tache focale. Les points noirs représentent les fonctions de distribution du haut de la tache focale, c'est-à-dire de la partie de la tache sans transfert d'énergie, les points gris celles du bas de la tache focale, c'est-à-dire avec transfert d'énergie. Les courbes en pointillés représentent les interpolations de ces mesures expérimentales.

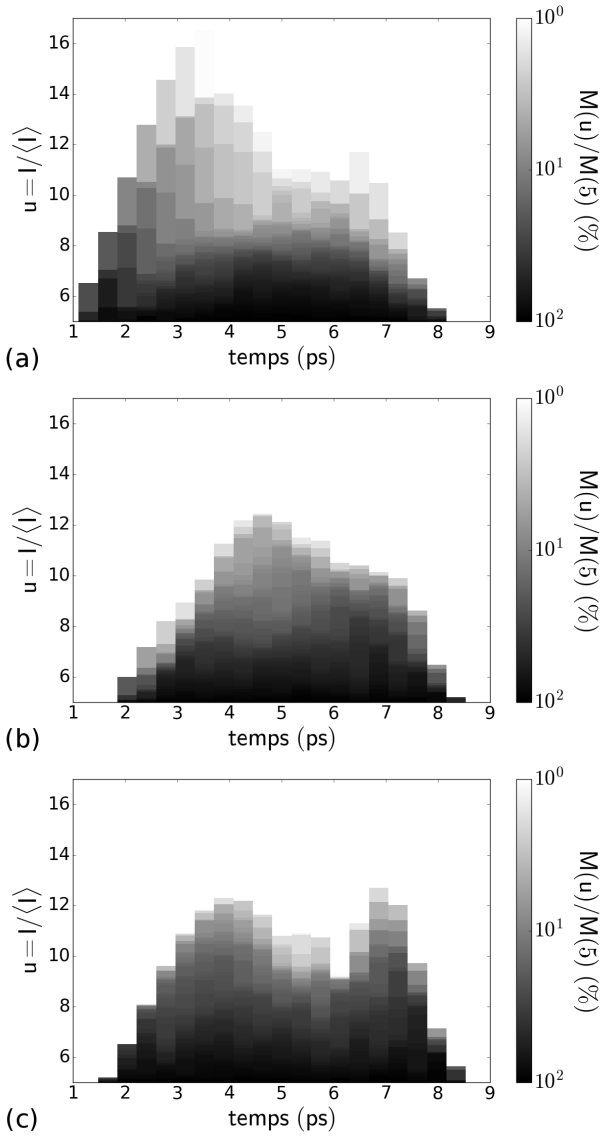


FIGURE 2.28 : Evolution temporelle de la fonction de distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde après le volume de croisement simulée avec le code Harmony pour des tirs avec $t_{pico} = 2ps$ et $I_{pico,0} = 2.3 \times 10^{14} W.cm^{-2}$. (a), (b) et (c) représentent trois simulations avec des réalisations différentes de la tache focale incidente du faisceau picoseconde.

Ce code résout les équations de couplage d'onde dans l'approximation paraxiale en décomposant le champ électrique en deux composantes :

$$E(\mathbf{x}, t) = e^{-i\omega_0 t}(E_+ e^{ik_0 z} + E_- e^{-ik_0 z}) + c.c. \tag{2.3.4}$$

et en décomposant les fluctuations de densité dues aux ondes acoustiques ioniques en harmoniques :

$$n(\mathbf{x}, t) = N_0(\mathbf{x}, t) + (n_1(\mathbf{x}, t)e^{ik_a z} + n_2(\mathbf{x}, t)e^{2ik_a z} + ... + c.c.) \tag{2.3.5}$$

où c.c. signifie complexe conjugué, ω_0 et k_0 sont les pulsation et vecteur d'onde de l'onde électromagnétique et k_a le vecteur d'onde de l'onde acoustique ionique. La décomposition de n en harmoniques nécessite la résolution d'une équation pour chaque harmonique. Dans ce cas, le terme pondéromoteur n'intervient que dans l'équation régissant l'évolution de n_1. Pour les harmoniques d'ordres supérieures, des termes de couplage entre les harmoniques d'ordres inférieures servent de termes sources dans les équations. Par exemple, pour l'harmonique d'ordre 3, nous aurons comme terme source Q_3 s'écrivant :

$$Q_3 = p_3 \sum_{h\neq 0, h\neq 3} \frac{n_h n_{3-h}}{N_0^2} = 2p_3 \frac{n_1 n_2}{N_0^2} \tag{2.3.6}$$

où p_3 est un coefficient de couplage. Non seulement cette modélisation permet d'étudier les diffusions d'ondes électromagnétiques par les ondes acoustiques ioniques du plama, mais elle permet aussi d'étudier le couplage entre ces différentes ondes acoustiques ioniques amplifiées par ces processus de diffusion.

Dans ces simulations, la tache focale produite expérimentalement par une lame de phase, c'est-à-dire une tache focale avec une structure de points chauds, est reproduite en superposant de nombreuses ondes planes avec des déphasages entre ces ondes planes fixés aléatoirement [Schmitt98]. Ainsi, pour chaque simulation, la structure de points chauds est différente. Si leur nombre est suffisamment grand, leur distribution en intensité suit toujours la distribution de Garnier. Cependant, leurs positions spatiales varient d'une simulation à l'autre. Expérimentalement, on observait également une variation de la structure de points chauds. Le diamètre de la tache focale était toujours similaire, la distribution en intensité des points chauds était indentique, mais leurs positions spatiales changaient. Cet effet peut être attribué à de petites variations du front d'onde des faisceaux laser avant la lame de phase. Ainsi, réaliser de nombreuses simulations s'avère intéressant pour étudier la robustesse des phénomènes étudiés.

Dans notre cas, Harmony a permis d'étudier l'évolution temporelle du transfert d'énergie entre deux faisceaux lissés par des lames de phase. De nombreuses simulations ont été réalisées avec un faisceau picoseconde de durée d'impulsion à mi-hauteur de 2ps et d'intensité de l'ordre de 2×10^{14}W.cm^{-2} et un faisceau nanoseconde d'intensité de l'ordre de 1×10^{14}W.cm^{-2}. La figure 2.28 présente l'évolution temporelle de la fonction de distribution en intensité des points chauds du faisceau picoseconde pour trois de ces simulations représentatives des différents types d'évolution observés. Dans le premier cas, le transfert d'énergie déformait uniquement la queue de la distribution en produisant des points chauds avec des intensités

de l'ordre de $15\langle I\rangle$, comme observé expérimentalement. Dans le deuxième cas, il amplifiait globalement les points chauds résultant seulement en une translation de la fonction de distribution vers des plus hautes intensités. Enfin, dans le troisième cas, on observait une évolution mixte entre ces deux cas. En faisant la moyenne sur sept simulations, on observait finalement une légère translation de la fonction de distribution vers les plus hautes intensités et la production de quelques points chauds de très hautes intensités. Expérimentalement, d'un tir à l'autre des résultats variables ont été obtenus comme pour les simulations. Sur deux tirs, un premier montrait une amplification très importante de quatre points chauds à plus de $13\langle I\rangle$, un second une translation de la fonction de distribution vers les plus hautes intensités. Un troisième tir, à une intensité de $10^{15}\mathrm{W.cm}^{-2}$, montrait, dans un régime de lissage plasma, l'amplification d'un point chaud à une intensité 1.5 fois plus grande que l'intensité du deuxième point chaud le plus intense de la tache focale.

D'autres simulations réalisées avec une durée d'impulsion à mi-hauteur de 12ps pour le faisceau picoseconde n'ont pas mis en évidence l'amplification de quelques points chauds à des intensités bien supérieures à celles attendues selon l'amplification moyenne du faisceau au temps court du transfert d'énergie. Cela peut être dû à une interaction entre le transfert d'énergie et le lissage plasma. En effet, par la forme gaussienne de l'impulsion, quand la durée d'impulsion du faisceau picoseconde était plus longue, son temps de montée pour atteindre l'intensité maximale était plus grand. Le plasma avait plus le temps de réagir et de lisser le faisceau lors de l'augmentation de son intensité pour une durée d'impulsion de 12ps à mi-hauteur par rapport à une durée d'impulsion de 2ps. Donc, au cours de l'amplification des points chauds les plus intenses dans la durée d'impulsion de 12ps, ces points chauds étaient éventuellement lissés par le plasma et se scindaient en plusieurs points chauds d'intensité moindre avant d'atteindre des intensités trop importantes.

Ainsi, les simulations Harmony ont confirmé que pour une durée d'impulsion du faisceau picoseconde de 2ps le transfert d'énergie pouvait produire des points chauds d'intensités bien supérieures à celles attendues selon l'amplification moyenne du faisceau. Par contre, Harmony ne prédit pas l'amplification de points chauds à ces intensités au cours du transfert d'énergie avec un faisceau de durée d'impulsion 12ps à cause de la mise en place plus lente du transfert et l'entrée en jeu du lissage plasma. Cependant, Harmony ne modélisant pas la diffusion Raman stimulée des faisceaux, corréler des imageries en transmission et en rétrodiffusion dans la gamme Raman du faisceau picoseconde présente toujours un intérêt pour confirmer ces résultats.

Ainsi, grâce au diagnostic d'imagerie en transmission du faisceau picoseconde, nous avons pu étudier l'impact du transfert d'énergie sur la distribution en intensité des points chauds de sa tache focale dans différents régimes. Tout d'abord, la modification de la distribution uniquement par la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma et le lissage plasma associé a été observée. Fort de cette observation, les modifications de la distribution par le transfert d'énergie ont pu être isolées. Dans le régime stationnaire sans ou avec lissage plasma, la distribution avec transfert d'énergie était la même que celle sans transfert d'énergie. Cette conservation était peut-être simplement due au fait que les taux de transfert restaient raisonnables.

Nous n'avons pas pu atteindre des amplifications supérieures à 30%. Dans le régime transitoire sans ou avec lissage plasma, des observations variables ont été obtenues avec l'amplification modérée de tous les points chauds ou l'amplification importante de quelques points chauds à des intensités improbables pour nos lames de phase, de l'ordre de $15\langle I\rangle$. Ces tendances ont été reproduites par le code Harmony. Cependant, des simulations avec une durée d'impulsion de 12ps n'ont pas mis en évidence l'amplification importante de points chauds au temps court de l'interaction. Cela est éventuellement dû à la croissance plus lente de l'intensité laser et à l'entrée en jeu du lissage plasma. Pour finir, ces mesures expérimentales semblent indiquer qu'au temps court de l'interaction seuls quelques points chauds avaient le temps d'interagir fortement, tandis qu'au temps plus long tous les points chauds connaissaient la même amplification. Il semblerait donc que, en fonction de la superposition des champs électriques des deux faisceaux, l'onde de battement avait au temps court ($\sim$ 2ps) une amplitude suffisante pour produire un transfert d'énergie significatif uniquement dans les points les plus chauds du faisceau picoseconde, tandis qu'au temps long ($\sim$ 12ps) l'amplitude de l'onde de battement était suffisante dans tout le volume de croisement pour amplifier tous les points chauds.

2.3.2 Modification de la distribution en polarisation des points chauds

À présent, abordons notre étude sur la modification de la distribution en polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie depuis le faisceau nanoseconde. Pour cette étude, les trois faisceaux se croisaient dans le plasma 1.3ns après le début du faisceau de chauffage. Cette fois, le faisceau nanoseconde était pointé dans le haut du faisceau picoseconde. Les résultats les plus aboutis ont été obtenus pour $I_{nano,0} = 0.9 \pm 0.3 \times 10^{14}$W.cm^{-2}, différentes valeurs de $I_{pico,0}$ et t_{pico}, et des valeurs de x_{cible} pour être à la résonance du transfert d'énergie.

Avant toute chose, revenons sur l'origine physique du changement de polarisation induit par le transfert d'énergie. Comme nous l'avons évoqué dans la partie 1.3.2, il peut non seulement modifier l'orientation d'une polarisation linéaire, mais aussi transformer une polarisation linéaire en polarisation elliptique. À la résonance du transfert d'énergie, le faisceau donnant de l'énergie est diffusé avec sa propre polarisation. Ainsi, seule la composante de la polarisation du faisceau recevant de l'énergie alignée avec la polarisation du faisceau donnant de l'énergie est amplifiée. Le champ électrique est amplifié dans une direction privilégiée induisant une modification de la polarisation du faisceau recevant de l'énergie. Hors de la résonance, même où l'amplification du faisceau est nulle, l'onde de battement transforme le plasma en un milieu biréfringent. La composante de la polarisation du faisceau recevant de l'énergie alignée avec la polarisation du faisceau donnant de l'énergie subit un déphasage. Dans ce cas, le transfert d'énergie induit un déphasage entre les différentes composantes de polarisation du faisceau recevant de l'énergie, transformant

par exemple une polarisation linéaire en une polarisation elliptique.

Au cours de cette thèse, nous avons étudié la modification de la polarisation induite par le transfert d'énergie en nous intéressant essentiellement à la modification de la polarisation des points chauds du faisceau picoseconde. Le bruit dû à la diffusion du faisceau de chauffage dans le diagnostic d'imagerie ne permettait pas d'intégrer les images acquises avec le polariseur comme dans la partie 2.2.1. Le signal utile était plus de dix fois supérieur au bruit du faisceau de chauffage sur l'imagerie directe, alors qu'il était du même ordre de grandeur que le bruit sur l'imagerie avec polariseur. Le bruit du faisceau de chauffage était donc nuisible sur les bords de la tache focale du faisceau picoseconde mesurée avec l'imagerie avec polariseur. Néanmoins, nous avons pu remonter à une modification de polarisation globale du faisceau picoseconde en moyennant les modifications individuelles de polarisation des points chauds du faisceau picoseconde.

Modification de la polarisation des points chauds par le transfert d'énergie

La mise en évidence de la modification de la polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde a été réalisée à partir de tirs avec propagation du faisceau picoseconde dans le vide, dans le plasma en présence du faisceau de chauffage et dans le plasma en présence du faisceau de chauffage et du faisceau nanoseconde. Nous avons vu dans la partie 2.2.3 que la présence du faisceau de chauffage lors de la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma ne modifiait pas l'énergie transmise dans la direction du faisceau picoseconde. Ainsi, nous pouvons supposer que la polarisation du faisceau picoseconde n'était pas non plus modifiée par la présence du faisceau de chauffage lors de sa propagation dans le plasma.

Dans la partie 2.1.2, lors de la présentation du diagnostic d'imagerie double permettant d'accéder à la polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde, nous avons vu que ce diagnostic induisait une dispersion de $\pm 0.4°$ sur la mesure de la polarisation des points chauds. Cette dispersion a été observée dans tous les tirs à vide en construisant des histogrammes représentant la densité de probabilité de la polarisation des points chauds. Un histogramme de ce type et la mesure de la polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde associée sont présentés sur la figure 2.29 ((b) et (a) respectivement). On y observe clairement la dispersion de $\pm 0.4°$ que nous avons attribuée à l'écart entre 5 et 10μm entre les deux plans imagés par les deux caméras du diagnostic.

Des tirs ont été effectués avec seulement la propagation des faisceaux de chauffage et picoseconde. Pour un de ces tirs, avec $x_{cible} = 150\mu$m, le changement de polarisation des points chauds observé est présenté sur la figure 2.29 ((c) et (d)). On s'aperçoit qu'apparaissait un biais de 0.5° entre les valeurs moyennes de changement de polarisation des points chauds du haut et du bas de la tache focale du faisceau picoseconde. La dispersion des polarisations mesurées pour les points chauds du haut de la tache focale augmentait aussi à 0.5°. Ce biais et cette augmentation de dispersion peuvent être attribués à un effet Faraday [Stamper75] non négligeable et non homogène verticalement dans la partie haute du faisceau picoseconde lors de sa propagation dans le plasma. En effet, sur l'ensemble des tirs de la seconde campagne expérimentale, un décalage vertical moyen de 50 à 70μm entre les cen-

tres de la tache focale du faisceau picoseconde et du bruit dû à la diffusion du faisceau de chauffage, observé sur l'imagerie, indiquait que la partie haute du faisceau picoseconde se propageait dans une région du plasma à gradients de densité et de température électronique plus importants. Ces gradients généraient probablement des champs auto-induits par l'effet thermoélectrique, comme confirmé par les simulations hydrodynamiques FCI2 réalisées toujours par P.-E. Masson-Laborde, induisant un effet Faraday dans la partie haute du faisceau picoseconde. À partir des simulations hydrodynamiques, il a été possible d'estimer que la partie supérieure du faisceau picoseconde se propageait dans un plasma avec un produit $B \times n_e/n_c$ de l'ordre de 0.1T sur 500μm. Cela induisait un changement de polarisation d'environ 0.8°. Cet estimation, du même ordre de grandeur que notre mesure, confirme notre interpétation.

Avec le faisceau nanoseconde se propageant en plus dans le plasma, nous avons pu observer la modification de la polarisation des points chauds du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie. Les mesures pour un tir avec $x_{cible} = 150\mu$m et une durée d'impulsion de 8ps sont présentées sur le figure 2.29 ((e) et (f)). À partir de la figure 2.29 (e), on s'aperçoit que les points chauds ayant subi les plus importantes modifications de leurs polarisations se situaient du côté gauche de la tache focale, côté par lequel commençait à se propager le faisceau nanoseconde dans la tache focale du faisceau picoseconde, en accord avec l'étude de la partie 2.2.2. De plus, en s'intéressant de plus près aux histogrammes des polarisations des points chauds des parties haute et basse de la tache focale du faisceau picoseconde indépendamment, illustrés sur la figure 2.29 (f), un changement de polarisation moyen de 0.9° et une dispersion des polarisations de 0.9° ont été observés. Dans la partie basse de la tache focale, l'histogramme était également légèrement modifié. Cependant, la dispersion demeurait de 0.4°. Ces changements étaient probablement dus au transfert d'énergie par les ailes du faisceau nanoseconde, transfert négligeable devant celui se produisant dans la partie haute du faisceau picoseconde. Ils indiquaient donc éventuellement une sous-estimation de notre évaluation du transfert d'énergie.

Ainsi, grâce au pointage du faisceau nanoseconde dans le haut du faisceau picoseconde et au diagnostic de double imagerie, nous avons pu mettre en évidence le changement de polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie. Le transfert modifiait non seulement la valeur moyenne de la polarisation des points chauds, mais aussi leur dispersion en polarisation. Nous étudierons dans la suite la modification de cette valeur moyenne et garderons l'étude de l'augmentation de la dispersion pour la partie 2.3.3.

Comparaison de la modification de la polarisation à un modèle théorique

Le changement moyen de polarisation du faisceau picoseconde a pu être étudié en moyennant les changements de polarisation connus par chacun des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde. Pour l'instant, ces changements moyens de polarisation n'ont pas pu être comparés à ceux prédits par les simulations réalisées avec Sechel, code tridimensionnel résolvant la polarisation des faisceaux. Nous les avons donc comparés avec un modèle analytique permettant d'exprimer le changement de polarisation induit par le transfert d'énergie en fonction de l'amplification que connait le faisceau gagnant de l'énergie. Expérimentalement, le changement de

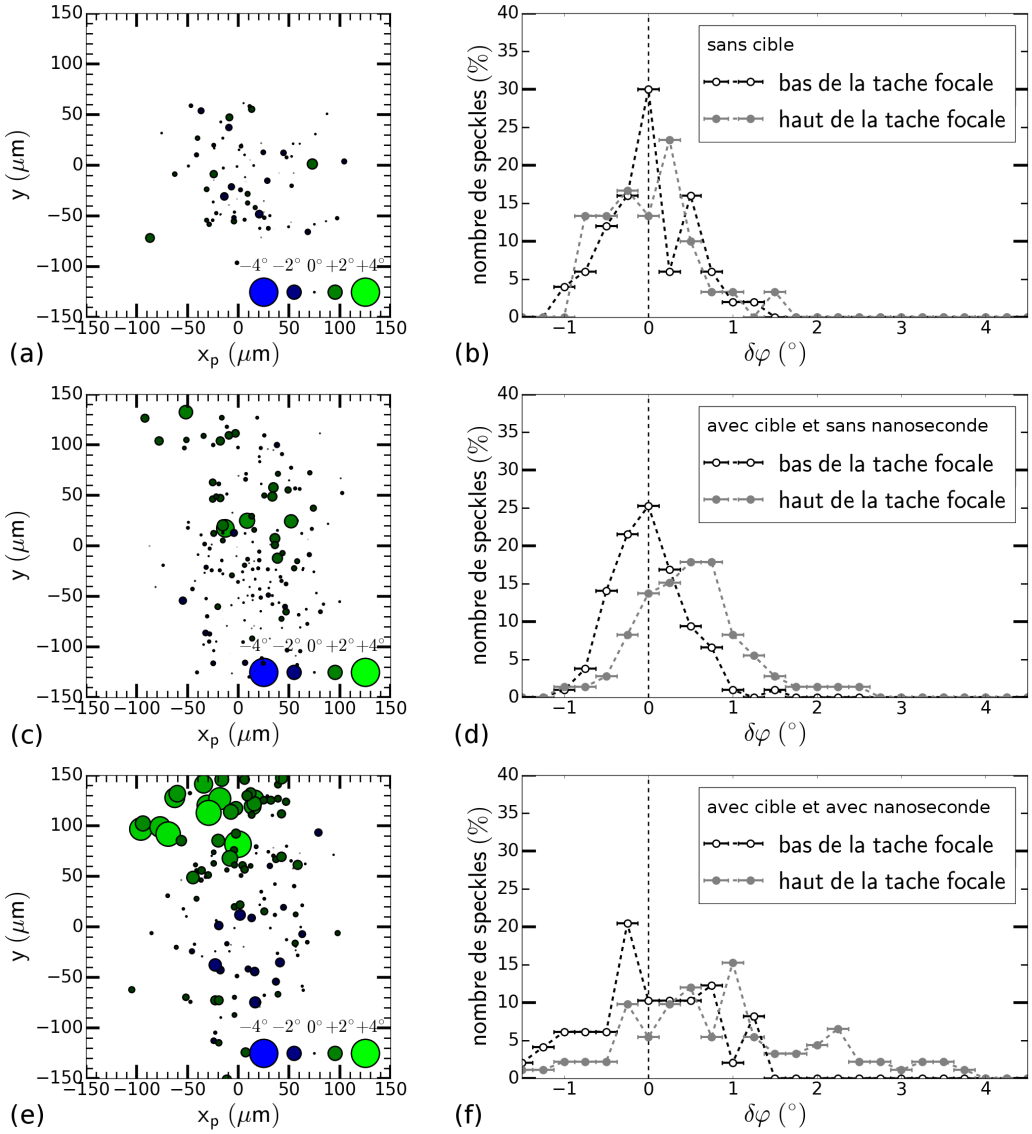


FIGURE 2.29 : (a) (respectivement (c), (e)) Écart de la polarisation de chacun des points chauds par rapport à la polarisation incidente du faisceau picoseconde en fonction de leur position spatiale dans sa tache focale pour un tir sans cible (respectivement avec cible et $x_{cible} = 150\mu$m, avec cible et $x_{cible} = 150\mu$m) et sans le faisceau nanoseconde (respectivement sans le faisceau nanoseconde, avec le faisceau nanoseconde et $I_{nano,0} = 0.7 \pm 0.1 \times 10^{14}$W.cm^{-2}), avec $I_{pico,0} = 2.4 \pm 0.2 \times 10^{14}$W.cm^{-2} (respectivement $4.9 \pm 0.5 \times 10^{14}$W.cm^{-2}, $2.9 \pm 0.3 \times 10^{14}$W.cm^{-2}) et $t_{pico} = 12$ps (respectivement 8ps, 8ps). (b) (respectivement (d), (f)) Histogrammes associés au tir (a) (respectivement (c), (e)) représentant le nombre de points chauds ayant un écart donné à la polarisation incidente du faisceau picoseconde, c'est-à-dire la densité de probabilité de la polarisation des points chauds. En noir, l'histogramme construit à partir uniquement du bas de la tache focale, en gris celui construit à partir du haut de la tache focale.

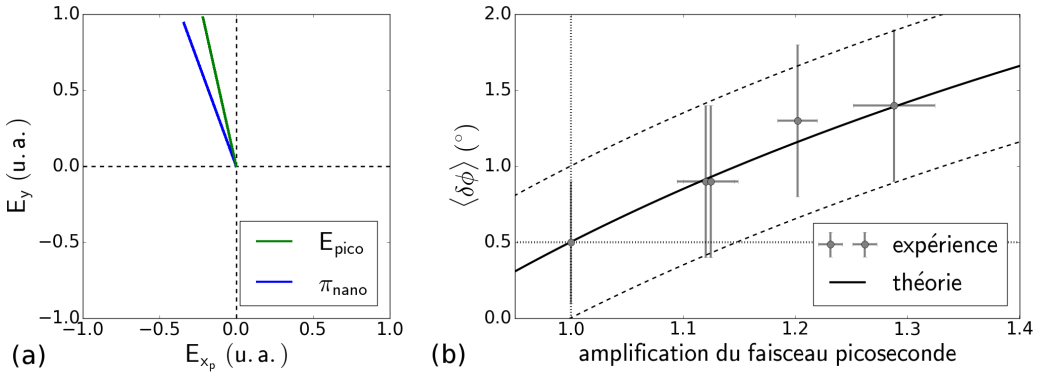


FIGURE 2.30 : (a) Représentation de la direction de la polarisation du faisceau picoseconde dans son plan de polarisation en vert et de la projection de la direction de la polarisation du faisceau nanoseconde dans ce plan. (b) Changement de polarisation par le transfert d'énergie en fonction de l'amplification par ce même transfert. Les points gris représentent les changements de polarisation moyens en fonction des amplifications moyennes observés expérimentalement à partir du changement de polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde. La courbe continue noire représente le changement de polarisation attendu en fonction de l'amplification en utilisant un modèle s'appuyant sur les bases de Jones [Jones41, Michel14]. Les courbes en pointillés noirs représentent l'erreur expérimentale due au diagnostic ramenée sur la prédiction théorique.

polarisation en fonction de l'amplification a été obtenu en réalisant des tirs avec des paramètres expérimentaux différents, mais toujours dans le régime stationnaire et à la résonance du transfert d'énergie.

Rappelons le modèle permettant de prédire analytiquement le changement de polarisation attendu en fonction de l'amplification. Il s'appuie sur les bases orthonormées dites de Jones [Jones41, Michel14]. L'équation de départ est l'équation de coupage d'onde :

$$\mathbf{a}'_{\text{pico}} = \mathrm{i}\gamma(\mathbf{a}_{\text{pico}}.\mathbf{a}^*_{\text{nano}})\mathbf{a}_{\text{nano}} \tag{2.3.7}$$

où $\mathbf{a}_{\text{nano}}$ et $\mathbf{a}_{\text{pico}}$ sont les potentiels vecteurs des faisceaux nanoseconde et picoseconde avant leur croisement, $\mathbf{a}'_{\text{pico}}$ le potentiel vecteur du faisceau picoseconde après le croisement avec le faisceau nanoseconde et γ un coefficient de couplage. On projette alors cette équation dans le repère $\mathrm{R}_{\text{pico}} = (\mathbf{p}_{\text{pico}}, \mathbf{s}_{\text{pico}}, \mathbf{e}_{\text{pico}})$ avec $(\mathbf{p}_{\text{pico}}, \mathbf{s}_{\text{pico}})$ la base de polarisation du faisceau picoseconde, $\mathbf{e}_{\text{pico}} = \mathbf{k}_{\text{pico}}/|\mathbf{k}_{\text{pico}}|$ et $\mathbf{k}_{\text{pico}}$ le vecteur d'onde du faisceau picoseconde. On aboutit alors au système d'équation :

$$\mathrm{a}'_{\text{pico,p}} = \mathbf{a}'_{\text{pico}}.\mathbf{p}_{\text{pico}} = \mathrm{i}\gamma\langle\pi_0|\mathrm{a}_{\text{pico}}\rangle\mathbf{a}_{\text{nano}}.\mathbf{p}_{\text{pico}} \tag{2.3.8}$$

$$\mathrm{a}'_{\text{pico,s}} = \mathbf{a}'_{\text{pico}}.\mathbf{s}_{\text{pico}} = \mathrm{i}\gamma\langle\pi_0|\mathrm{a}_{\text{pico}}\rangle\mathbf{a}_{\text{nano}}.\mathbf{s}_{\text{pico}} \tag{2.3.9}$$

$$\mathbf{a}'_{\text{pico}}.\mathbf{e}_{\text{pico}} = \mathrm{i}\gamma(\mathbf{a}_{\text{pico}}.\mathbf{a}^*_{\text{nano}})\mathbf{a}_{\text{nano}}.\mathbf{e}_{\text{pico}} \tag{2.3.10}$$

où le ket $|\mathrm{x}\rangle$ décrit le vecteur $(\mathbf{x}.\mathbf{p}_{\text{pico}}, \mathbf{x}.\mathbf{s}_{\text{pico}})$, c'est-à-dire le vecteur $\mathbf{x}$ projeté dans le plan de polarisation du faisceau picoseconde défini par la base, dite de Jones,

$(\mathbf{p}_{\text{pico}}, \mathbf{s}_{\text{pico}})$, comme par exemple $|\pi_{\text{nano}}\rangle$ la projection de $\mathbf{a}_{\text{nano}}$ dans cette base. La figure 2.30 (a) illustre les orientations de la direction de polarisation du faisceau picoseconde, donnée par l'orientation de son champ électrique $\mathbf{E}_{\text{pico}}$, et de la direction de $|\pi_{\text{nano}}\rangle$ dans la base $(\mathbf{p}_{\text{pico}}, \mathbf{s}_{\text{pico}})$. Si on néglige la troisième équation aboutissant à l'apparition d'une composante du potentiel vecteur suivant l'axe de propagation du faisceau et donc entrainant une déflexion du faisceau, le système d'équation se réduit à :

$$|\mathrm{a}'_{\text{pico}}\rangle = \mathrm{i}\gamma\langle\pi_{\text{nano}}|\mathrm{a}_{\text{pico}}\rangle|\pi_{\text{nano}}\rangle \tag{2.3.11}$$

À partir de cette équation et connaissant la géométrie de notre expérience, il était alors possible de calculer le changement de polarisation attendu en fonction de l'amplification du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie. Ce calcul se met sous la forme :

$$|\mathrm{a}'_{\text{pico}}\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\theta_0) & -\sin(\theta_0) \\ \sin(\theta_0) & \cos(\theta_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{A} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta_0) & \sin(\theta_0) \\ -\sin(\theta_0) & \cos(\theta_0) \end{pmatrix} |\mathrm{a}_{\text{pico}}\rangle \tag{2.3.12}$$

où A est l'amplification du faisceau picoseconde et θ_0 l'angle entre $|\pi_{\text{nano}}\rangle$ et l'axe y dans le plan de polarisation du faisceau picoseconde. La figure 2.30 (b) représente avec la ligne continue noire ce calcul. Le biais de 0.5° dû à la propagation du faisceau picoseconde dans le plasma a été ajouté au résultat du calcul. Enfin, pour être plus précis dans cette prédiction, il convenait également de prendre en compte le transfert du faisceau de chauffage vers le faisceau nanoseconde qui modifait de quelques dixièmes de degrés la polarisation du faisceau nanoseconde.

Les points gris de la figure 2.30 (b) présentent les résultats expérimentaux obtenus pour diverses valeurs des paramètres :

$$(\mathrm{x}_{\text{cible}}[\mu\mathrm{m}], \mathrm{I}_{\text{nano},0}[10^{14}\mathrm{W.cm}^{-2}], \mathrm{I}_{\text{pico},0}[10^{14}\mathrm{W.cm}^{-2}], \mathrm{t}_{\text{pico}}[\mathrm{ps}]) \tag{2.3.13}$$

Par exemple, un point avec une amplification moyenne du faisceau picoseconde de $12 \pm 2\%$ a été obtenu en prenant les paramètres $(150, 0.7, 2.9, 8)$. Diminuer l'intensité du faisceau picoseconde et augmenter l'intensité du faisceau nanoseconde permettaient d'atteindre des amplifications plus importantes du faisceau picoseconde. Par exemple, les paramètres $(150, 1.0, 2.7, 4)$ et $(100, 0.9, 2.3, 12)$ ont permis d'atteindre des amplifications de $20 \pm 2\%$ et $29 \pm 4\%$ respectivement. Enfin, augmenter l'intensité du faisceau picoseconde permettait de redescendre à des amplifications moindres, comme avec les paramètres $(150, 0.9, 3.9, 6)$ ayant donné une amplification moyenne de $13 \pm 3\%$. Les prédictions étaient en très bon accord avec les mesures réalisées.

Ainsi, dans notre configuration expérimentale, l'apparition d'une troisième composante du potentiel vecteur selon l'axe de propagation du faisceau picoseconde était visiblement négligeable.

Grâce à notre diagnostic d'imagerie double, nous avons pu étudier la modification de la polarisation au sein de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie. Tout d'abord, nous avons observé la modification de la polarisation du faisceau picoseconde lors de sa propagation uniquement en présence du faisceau

de chauffage. Une différence de polarisation moyenne de 0.5° a été mesurée entre le haut et le bas de la tache focale. Elle était probablement due à l'erreur de pointage du faisceau picoseconde dans le faisceau de chauffage et aux champs magnétiques auto-induits du plasma. Connaissant cette modification de la polarisation sans transfert d'énergie, nous avons pu isoler la modification de polarisation induite par le transfert. Les points chauds se situant du côté de la tache focale par lequel le faisceau nanoseconde commençait à se propager dans le faisceau picoseconde ont connu les changements de polarisation les plus importants. Le transfert se produisait donc, en accord avec la partie 2.2.2, dès que les faisceaux se croisaient. De plus, nous avons observé que le transfert d'énergie augmentait sensiblement la dispersion en polarisation des points chauds avec une dispersion allant jusqu'à 1.2° pour une amplification de $29 \pm 3\%$. Enfin, les modifications moyennes de polarisation ont été corrélées aux amplifications moyennes du faisceau picoseconde. Cela nous a permis de les comparer à un modèle théorique prédisant la modification de la polarisation par le transfert d'énergie. Pour notre configuration expérimentale, l'utilisation des bases de Jones suffisait à décrire le changement de polarisation induit par le transfert d'énergie.

2.3.3 Amplification avec une grande dispersion des points chauds

Intéressons-nous pour finir à l'augmentation de la dispersion en polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde et à son impact sur l'amplification individuelle de chacun des points chauds. Pour cette étude, les trois faisceaux se croisaient dans le plasma 1.3ns après le début du faisceau de chauffage. Le faisceau nanoseconde était pointé dans le haut du faisceau picoseconde. Les résultats les plus aboutis ont été obtenus pour $I_{nano,0} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{14}$W.cm^{-2} et différentes valeurs de x_{cible}, $I_{pico,0}$ et t_{pico}, comme dans la section précédente.

Amplification dispersive des points chauds du faisceau picoseconde

Notre mesure de polarisation permettait de quantifier le changement de polarisation de chacun des points chauds. Or ce changement de polarisation est directement relié à l'amplification par le transfert d'énergie, comme nous l'avons vu précédemment avec la description du transfert d'énergie via les bases de Jones. Ainsi, notre diagnostic d'imagerie double nous a permis de nous interesser à l'amplification des points chauds.

Précédemment, nous avons vu non seulement que le transfert d'énergie modifiait la polarisation moyenne des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde mais aussi qu'il augmentait leur dispersion en polarisation. Cela est visible sur la figure 2.31 qui montre le changement de polarisation des points chauds en fonction de leur intensité en transmission pour deux tirs, un sans le faisceau nanoseconde et un avec. En présence du faisceau nanoseconde, certains points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde subissaient des changements de polarisation allant

jusqu'à 4.0° alors que le changement de polarisation moyen ne dépassait pas 1.0°. Ces changements de polarisation différents impliquent que les points chauds subissaient des amplifications, par le transfert d'énergie, différentes d'un point chaud à l'autre.

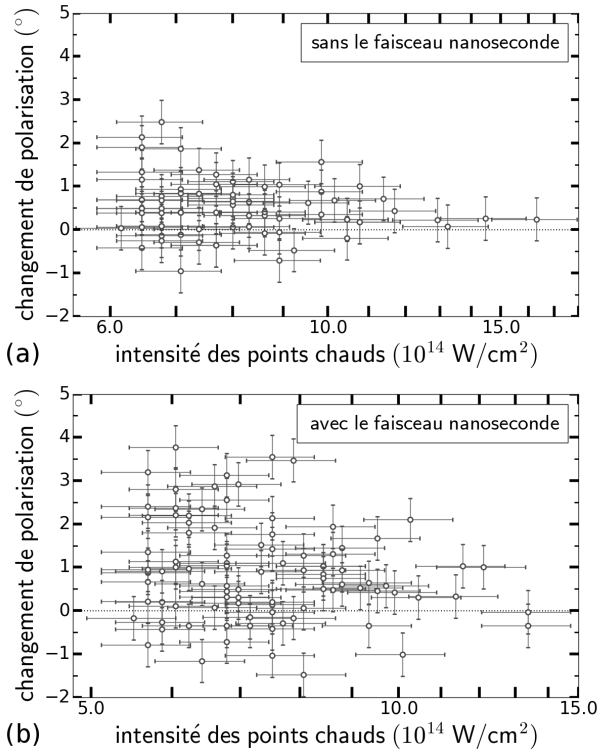


FIGURE 2.31 : Changement de polarisation en fonction de l'intensité en transmission des points chauds du haut de la tache focale du faisceau picoseconde. Chaque point représente un point chaud. (a) (respectivement (b)) Pour ce tir, le faisceau picoseconde se propageait dans le plasma en présence du faisceau de chauffage uniquement (respectivement en présence du faisceau de chauffage et du faisceau nanoseconde) avec $t_{pico} = 8$ps et $I_{pico,0} = 4.9 \pm 0.5 10^{14}$W.cm^{-2} (respectivement $I_{pico,0} = 2.9 \pm 0.3 10^{14}$W.cm^{-2}).

La raison de cette amplfication avec une grande dispersion des points chauds du faisceau picoseconde était un nombre faible de points chauds du faisceau nanoseconde dans le volume de croisement des faisceaux picoseconde et nanoseconde. Ainsi tous les points du front d'onde du faisceau picoseconde traversaient des valeurs du champ électrique du faisceau nanoseconde différentes et non identiques en moyenne sur toute la longueur de croisement. La figure 2.32 illustre cet aspect. On y voit les points chauds du faisceau nanoseconde dans le plan défini par son axe de propagation et un de ses axes transverses. La distance entre deux maxima du champ électrique était de l'ordre de 10μm. Chaque point du front d'onde du faisceau picoseconde croisait donc environ 11 points chauds du faisceau nanoseconde dans le volume de croisement. Ce nombre était faible pour obtenir une amplification

similaire en tout point du front d'onde du faisceau picoseconde.

Ainsi, la mesure du changement de polarisation de chacun des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie a mis en évidence l'amplification avec une grande dispersion des points chauds au cours du transfert d'énergie. Cette amplification dispersive était essentiellement due au lissage spatial du faisceau nanoseconde par une lame de phase produisant un nombre de points chauds non suffisant dans le volume de croisement pour obtenir une amplification uniforme des points chauds du faisceau picoseconde.

Amplification dispersive et conservation de la distribution en intensité

L'observation de l'amplification avec une grande dispersion des points chauds du faisceau picoseconde semble contradictoire avec la conservation de la distribution en intensité de ces points chauds. Il convenait donc d'étudier plus en détail cette amplification dispersive.

Notre diagnostic d'imagerie double nous permettait de mesurer l'intensité en transmission des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde. À partir de ces intensités, nous avons déterminé la fonction de distribution en intensité de ces points chauds en transmission après le transfert d'énergie. Cette fonction est représentée sur la figure 2.33 par les points noirs. Elle était interpolable par la distribution de Garnier comme nous nous y attendions d'après l'étude de la partie 2.3.1. Cette interpolation est tracée avec la ligne en pointillés noirs. A partir de cette interpolation, il était possible de déterminer l'interpolation attendue pour la fonction de distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde sans transfert d'énergie. Elle est représentée par la courbe en pointillés gris. Il suffisait simplement de renormaliser l'intensité moyenne à partir de l'amplification moyenne mesurée du faisceau picoseconde.

Le diagnostic donnait également accès au changement de polarisation de chacun des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde. À partir de ces changements de polarisation et de la description du transfert d'énergie dans les bases de Jones, il était possible de déterminer l'amplification que chacun des points chauds avait subie par le transfert d'énergie. Forts de cette information et de la connaissance des intensités en transmission des points chauds, nous avons déterminé l'intensité que chacun des points chauds aurait eue en transmission sans transfert d'énergie. Enfin, avec ces nouvelles intensités, une fonction de distribution en intensité des points chauds sans transfert d'énergie a été construite. Elle est représentée sur la figure 2.33 par les points gris. L'interpolation attendue et la fonction de distribution sans transfert d'énergie reconstruite coïncidaient bien.

Ainsi, l'amplification avec une grande dispersion des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde était consistante avec la conservation de la distribution en intensité des points chauds. Cependant, c'étaient des points chauds différents qui contribuaient à des points similaires des fonctions de distribution. Le passage de la fonction de distribution sans transfert d'énergie à celle avec transfert ne se fait pas simplement par une translation uniforme de l'intensité de chacun des points chauds mais par une réorganisation des points chauds contribuant aux différents points de la fonction de distribution. Par exemple, deux points chauds peuvent être identifiés dans la tache focale avec transfert d'énergie avec des intensités respectives

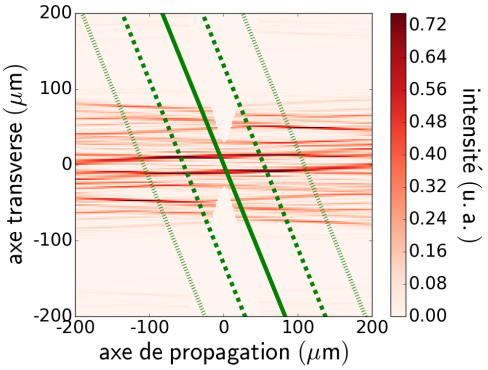


FIGURE 2.32 : Calcul bidimensionnelle intégré en temps de la structure de points chauds du faisceau nanoseconde dans le volume de croisement des faisceaux nanoseconde et picoseconde. Les lignes vertes représentent l'axe de propagation du faisceau picoseconde dans ce plan, la ligne continue étant l'axe central. On voit apparaître deux triangles dans lesquels le calcul n'a pu être réalisé à cause de divergences numériques.

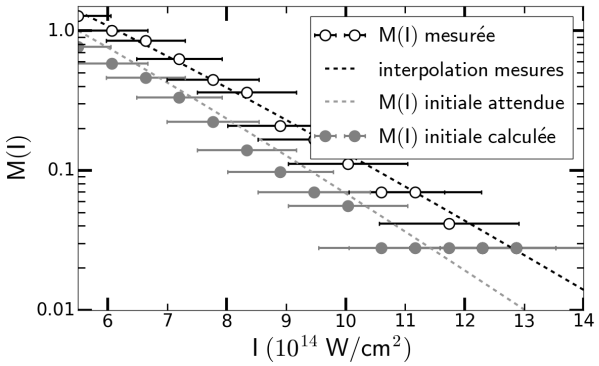


FIGURE 2.33 : Fonction de distribution en intensité des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde pour un tir où le faisceau picoseconde se propageait dans le plasma en présence des faisceaux de chauffage et nanoseconde avec $t_{pico} = 8$ps et $I_{pico,0} = 2.9 \pm 0.3 10^{14}$W.cm^{-2}. Les points noirs représentent la fonction de distribution mesurée en transmission du faisceau picoseconde et la ligne en pointillés noirs l'interpolation de ces points avec la distribution de Garnier. La ligne en pointillés gris représente la fonction de distribution attendue pour les points chauds sans transfert d'énergie en renormalisant l'intensité en transmission avec l'amplification moyenne mesurée de la tache focale. Les points gris représentent, quant à eux, la fonction de distribution sans transfert d'énergie construite à partir de l'intensité des points chauds en transmission et leur amplification calculée via leur changement de polarisation observé.

de $6.1\langle I\rangle$ et $7.5\langle I\rangle$. Or, d'après leur changement de polarisation mesuré, ces deux points chauds ont subi des amplifications respectives de 1.17 et 1.38. Ils auraient donc eu sans transfert d'énergie des intensités de $5.9\langle I\rangle$ et $6.2\langle I\rangle$. Ainsi, sans transfert d'énergie, ces deux points chauds contribuaient quasiment aux mêmes points de la fonction de distribution, tandis que l'un d'eux contribuait à plus de points de la fonction de distribution avec transfert d'énergie.

Ainsi, notre diagnostic d'imagerie double nous a permis d'aller plus loin que la simple observation du changement de polarisation des points chauds de la tache focale du faisceau picoseconde par le transfert d'énergie. Supposant les bases de Jones suffisantes pour décrire le changement de polarisation individuel des points chauds induit par le transfert d'énergie, nous avons pu estimer l'amplification connue par chacun des points chauds au cours du transfert d'énergie. Cette amplification n'était pas uniforme au sein des points chauds, comme nous le pensions suite à l'étude de la partie 2.3.1. Au contraire, les points chauds connaissaient une amplification avec une grande dispersion essentiellement due au lissage spatial du faisceau pompe par une lame de phase aléatoire produisant un nombre limité de points chauds dans le volume de croisement. Enfin, nous avons vérifié que cette amplification dispersive ne remettait pas en question la conservation de la distribution en intensité des points chauds par le transfert d'énergie, en accord avec les résultats de la partie 2.3.1 obtenus dans le régime stationnaire du transfert. Cependant, la distribution en intensité des points chauds après transfert d'énergie n'était pas obtenue en amplifiant uniformément les points chauds mais en les amplifiant dispersivement et en les réordonnant dans la distribution en intensité. Il est alors difficile de penser que cette conservation était simplement due aux amplifications moyennes du faisceau picoseconde ne dépassant pas 30%. Mais nous n'avons toujours pas compris pourquoi la distribution était conservée malgré l'amplification avec une grande dispersion des points chauds. Pour finir, ce résultat ne remet pas en question l'extension de l'onde de battement dans tout le volume de croisement dans le régime stationnaire. Par contre, elle était visiblement extrêmement modulée en amplitude par le lissage spatial des faisceaux nanoseconde et picoseconde.

Chapitre 3

Instabilités Brillouin à plus de trois faisceaux

Dans ce dernier chapitre, nous nous intéressons à l'étude expérimentale des instabilités collectives. Elle a pu être réalisée grâce aux nombreuses configurations laser à une vingtaine ou une quarantaine de faisceaux qu'il est possible d'imaginer avec les soixante faisceaux laser de l'installation OMEGA au *Laboratory for Laser Energetics* à Rochester aux États-Unis. Pour commencer, nous présenterons l'installation et ses spécificités. Nous aborderons ensuite notre étude des instabilités collectives en géométrie plane et ouverte. Enfin, nous détaillerons des expériences d'attaque indirecte qui nous ont permis de mettre en évidence l'existence et l'importance d'instabilités collectives au niveau du trou d'entrée laser de cavités.

3.1 OMEGA, une installation aux multiples intérêts

L'installation laser de puissance OMEGA, au *Laboratory for Laser Energetics* (LLE) à Rochester au nord de l'État de New-York aux États-Unis, est une installation unique au monde. Il est possible d'y réaliser des expériences en les soumettant à un comité scientifique ou simplement en achetant du temps laser. Le CEA utilise généralement la seconde option pour réaliser son propre programme expérimental.

Cette installation permet de focaliser sur des cibles, à température ambiante ou cryogénique, jusqu'à soixante faisceaux laser d'au maximum 500J chacun à 351nm avec des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde. En moyenne, des tirs laser sont effectués toutes les 50min pendant des journées commençant à 9h le matin et s'achevant à 20h le soir. Elle dispose également d'un ensemble de diagnostics à demeure. Ils ont été développés aussi bien par des chercheurs du LLE que des chercheurs de laboratoires du monde entier (CEA, *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL)). Ce sont des diagnostics de rayonnement X, de lumière diffusée dans différentes gammes de longueur d'onde entre 150 et 700nm, de particules [NLUF07].

Dans le cadre de cette thèse, les diagnostics d'intérêt étaient ceux permettant d'étudier la lumière diffusée. Sur OMEGA, ces diagnostics se divisent en trois grandes catégories. La diffusion Thomson sur les ondes acoustiques ioniques et sur les ondes plasmas électroniques est généralement utilisée pour caractériser les plasmas des expériences. Les *Full-Aperture Backscatter Stations* (FABSs) sont utilisées pour analyser spectralement et temporellement la lumière diffusée dans des directions particulières. Enfin, les *Near-Backscatter Imagings* (NBIs) imagent la distribution angulaire de la lumière diffusée sur la chambre expérimentale dans une zone fixée. Pour analyser les données obtenues avec ces diagnostics, un traitement informatique est nécessaire pour corriger certaines distorsions induites par les instruments et pour mettre en forme les données.

Cette partie s'articulera autour de trois axes. Nous présenterons dans un premier temps l'installation en s'attardant principalement sur la configuration laser. Dans un second temps, nous décrirons chacun des diagnostics utilisés durant cette thèse. Enfin, nous aborderons le programme informatique qui a été développé au début de la thèse pour mettre en forme et analyser les données.

3.1.1 Soixante chaines laser utilisables simultanément

Soixante faisceaux laser et trente deux ports pour des diagnostics

Commençons par décrire la configuration générale de l'intallation. Elle est constituée de deux baies séparées par un mur absorbant les neutrons (*shield wall* ou mur bouclier) : la baie dans laquelle sont amplifiés les soixante faisceaux laser (*laser bay* ou baie laser) et la baie contenant la chambre expérimentale (*target bay* ou baie cible) au centre de laquelle sont placées les cibles. La figure 3.1 présente une vue d'artiste de l'installation

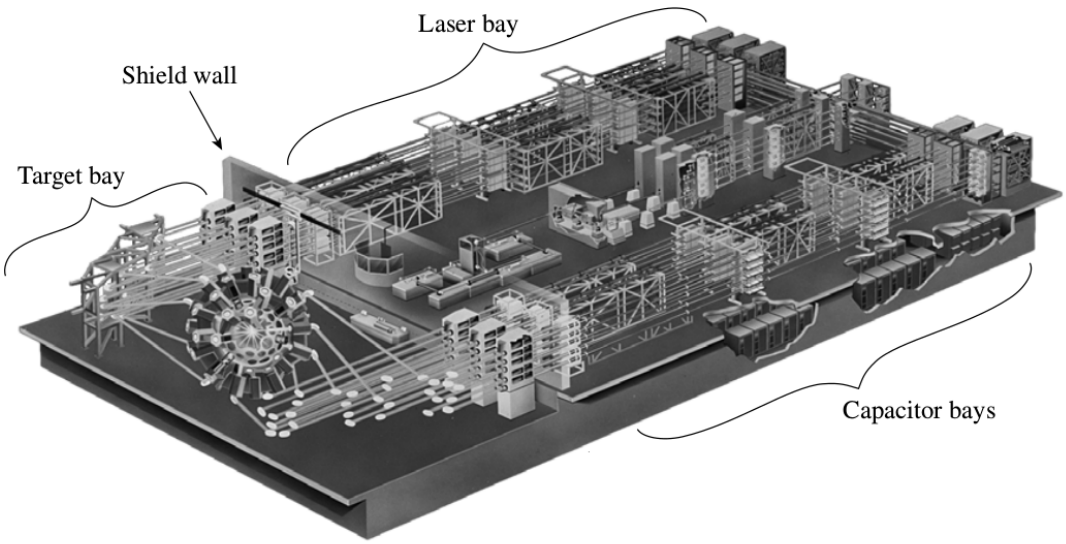


FIGURE 3.1 : Vue d'artiste de l'installation OMEGA extraite de [NLUF07]. Les *capacitor bays* ou baies de condensateur regroupent tous les condensateurs permettant d'alimenter en énergie les faisceaux laser.

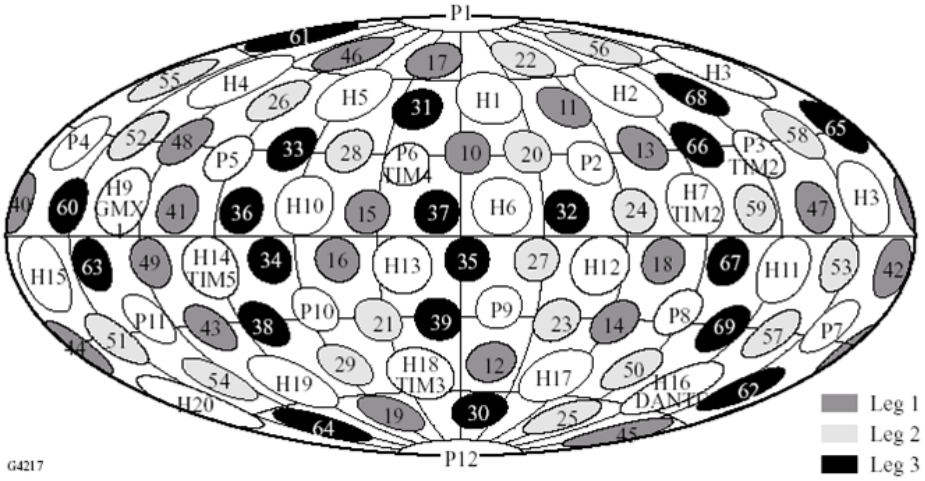


FIGURE 3.2 : Répartition des soixante faisceaux laser et des ports permettant d'accueillir des diagnostics sur la chambre expérimentale d'OMEGA.

port	ϕ (°)	θ (°)	port	ϕ (°)	θ (°)	port	ϕ (°)	θ (°)
#10	5.94	58.85	#41	257.46	81.25	P3	126.00	63.44
#11	54.00	42.02	#42	174.54	98.75	P4	198.00	63.44
#12	18.00	137.98	#43	257.94	121.15	P5	270.00	63.44
#13	77.94	58.85	#44	185.94	121.15	P6	342.00	63.44
#14	66.06	121.15	#45	162.00	158.59	P7	162.00	116.57
#15	329.46	81.25	#46	270.00	21.42	P8	90.00	116.57
#16	318.54	98.75	#47	138.54	81.25	P9	18.00	116.57
#17	342.00	21.42	#48	246.06	58.85	P10	306.00	116.57
#18	77.46	98.75	#49	246.54	98.75	P11	234.00	116.57
#19	306.00	158.59	#50	90.00	137.98	P12	0.00	180.00
#20	30.06	58.85	#51	210.06	121.15	H1	18.00	37.38
#21	329.94	121.15	#52	221.94	58.85	H2	90.00	37.38
#22	54.00	21.42	#53	149.46	98.75	H3	162.00	37.38
#23	41.94	121.15	#54	234.00	137.98	H4	234.00	37.38
#24	66.54	81.25	#55	198.00	42.02	H5	306.00	37.38
#25	90.00	158.59	#56	126.00	21.42	H6	18.00	79.19
#26	270.00	42.02	#57	138.06	121.15	H7	90.00	79.19
#27	30.54	98.75	#58	149.94	58.85	H8	162.00	79.19
#28	318.06	58.85	#59	113.46	81.25	H9	234.00	79.19
#29	306.00	137.98	#60	210.54	81.25	H10	306.00	79.19
#30	18.00	158.59	#61	198.00	21.42	H11	126.00	100.81
#31	342.00	42.02	#62	162.00	137.98	H12	54.00	100.81
#32	41.46	81.25	#63	221.46	98.75	H13	342.00	100.81
#33	293.94	58.85	#64	234.00	158.59	H14	270.00	100.81
#34	293.46	98.75	#65	174.06	58.85	H15	198.00	100.81
#35	5.46	98.75	#66	102.06	58.85	H16	126.00	142.62
#36	282.54	81.25	#67	102.54	98.75	H17	54.00	142.62
#37	354.54	81.25	#68	126.00	42.02	H18	342.00	142.62
#38	282.06	121.15	#69	113.94	121.15	H19	270.00	142.62
#39	354.06	121.15	P1	0.00	0.00	H20	198.00	142.62
#40	185.46	81.25	P2	54.00	63.44			

TABLEAU 3.1 : Récapitulatif des coordonnées angulaires dans le repère sphérique dont la direction P1 est l'axe (Oz) de l'ensemble des faisceaux et de l'ensemble des ports de la chambre expérimentale d'OMEGA que la figure 3.2 présente. # indique un faisceau, tandis que P et H indiquent des ports dans lesquels peuvent être installés des diagnostics.

La baie laser contient tous les éléments permettant de produire soixante faisceaux laser à 351nm, de 500J et de diamètre 270mm. Initialement, un oscillateur et neuf amplificateurs situé au centre de la figure 3.1 produisent un faisceau unique de longueur d'onde 1053nm et de diamètre 64mm. Ce faisceau est progressivement amplifié, filtré et séparé en trois puis quinze faisceaux colinéaires. Au fur et à mesure de ces étapes, le diamètre des faisceaux est élargi pour permettre leur amplification. Les quinze faisceaux ont un diamètre de 90mm. Ils sont à nouveau séparés en deux fois quinze faisceaux. Chaque quinzaine est dirigée vers des tables différentes comme représenté sur la figure 3.1 par les deux lignes de laser partant du haut de l'image et allant vers la baie cible. Elles sont alors amplifiées, filtrées, élargies et dédoublées en plusieurs étapes pour atteindre, de chaque côté, trente faisceaux de diamètre 270mm, soit soixante faisceaux en tout. Tout juste avant d'être envoyés dans la baie cible, les faisceaux sont convertis à 351nm à l'aide de cristaux de conversion.

Une fois le mur bouclier passé, l'énergie, la forme temporelle et le délai des faisceaux sont mesurés. Au niveau de ces diagnostics, les faisceaux sont également lissés spatialement et temporellement. Ils sont ensuite transportés vers leur port d'entrée dans la chambre expérimentale. Ils sont focalisés via des lentilles de longueur focale 1.8m et de diamètre 270mm placées juste avant le hublot d'entrée dans la chambre expérimentale. Au centre de la chambre se situe la cible sur laquelle sont généralement focalisés tous les faisceaux laser. La baie cible et sa cave hébergent l'ensemble des diagnostics de l'installation. Ils sont partiellement ou complètement montés sur des ports de la chambre expérimentale. Les équipements restant se situent soit autour de la chambre soit dans la cave pour éviter l'agitation pouvant avoir lieu autour de la chambre entre les tirs laser.

L'installation OMEGA a été conçue pour réaliser des expériences de fusion en attaque directe. Tous les faisceaux sont donc répartis sur la sphère représentée par la chambre expérimentale pour optimiser la symétrie d'implosion des cibles d'attaque directe. Cette répartition des faisceaux est représentée sur la figure 3.2 avec la position angulaire de l'ensemble des ports de l'installation. Les ports 10 à 69 font référence aux soixante entrées des faisceaux dans la chambre expérimentale. Les ports P1 à P12 et H1 à H20 sont les ports dans lesquels des diagnostics sont à demeure ou dans lesquels des diagnostics peuvent être insérés. Le tableau 3.1 récapitule l'ensemble des directions des différents ports définies par leurs couples d'angles (ϕ, θ) dans le repère sphérique dont l'axe (Oz) est orienté selon le port P1, ϕ désigne la longitude et θ la colatitude.

Les positions angulaires des faisceaux et leurs polarisations respectives, ainsi que la position angulaire des autres ports, sont très clairement documentées. Leur connaissance permet de définir des configurations expérimentales à une vingtaine ou une quarantaine de faisceaux propices à l'étude des instabilités de diffusions Raman et Brillouin stimulées.

Lissage temporel des faisceaux laser par dispersion spectrale

Dans la description des faisceaux laser, nous avons évoqué leurs lissages spatiaux et temporels. Le lissage spatial consiste à utiliser des lames de phase aléatoire que nous avons déjà présentées dans la partie 2.1.1. Détaillons à présent en quoi consiste

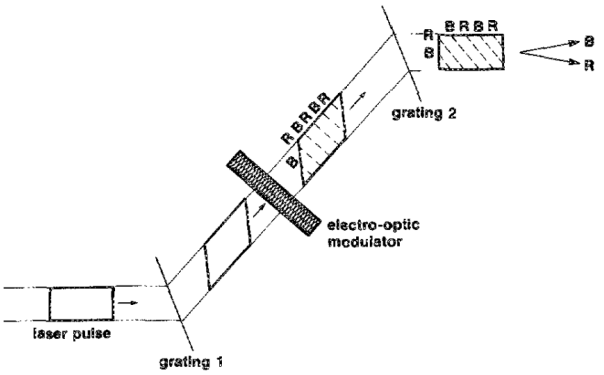


FIGURE 3.3 : Figure extraite de [Skupsky89] représentant le dispositif permettant de produire un faisceau avec une certaine largeur spectrale à partir d'un faisceau monochromatique et de répartir spatialement les différents longueurs d'onde du faisceau.

le lissage temporel de faisceaux laser.

L'idée derrrière le lissage temporel est d'illuminer chaque élément d'une lame de phase par une longueur d'onde différente [Skupsky89]. Dans ce cas, la phase relative entre les différents sous-faisceaux produits par la lame de phase varie au cours du temps. Cela entraîne une variation de la figure d'interférence produite par la lame de phase selon les écarts de fréquence entre les différents sous-faisceaux. Plus la largeur spectrale du faisceau laser est grande, plus sa structure de points chauds varie rapidement. Cette technique s'appelle le lissage par dispersion spectrale (SSD pour *Smoothing by Spectral Dispersion* en anglais).

Dans la pratique, le dispositif de la figure 3.3 permet de produire un faisceau d'une certaine largeur spectrale à partir d'un faisceau monochromatique et d'en répartir spatialement les différentes longueurs d'onde. Tout d'abord, le passage du faisceau laser dans un cristal électro-optique modulé par un champ électrique permet de produire un faisceau laser d'une certaine largeur spectrale, notée $\Delta\omega_0$. Elle est approximativement égale au double du produit de l'amplitude et de la fréquence de modulation du cristal. Cette largeur spectrale est répartie le long de la direction longitudinale du faisceau. À la suite de ce dispositif, le passage du faisceau de largeur spectrale $\Delta\omega_0$ à travers un réseau permet de modifier la répartition spatio-temporelle de sa largeur spectrale. Ce réseau est le second réseau selon la propagation du faisceau. La longueur d'onde du faisceau varie alors le long de la direction transverse du faisceau, comme la figure 3.3 l'illustre. Un autre réseau, le premier selon la propagation du faisceau, est nécessaire avant le dispositif de modulation pour pré-compenser les différences de marche des différents points du front d'onde produites par le second réseau. Sur l'installation OMEGA, de gros efforts ont été réalisés pour mettre au point ce lissage temporel, si bien que des largeurs spectrales de l'ordre de 10^{12}s^{-1} à 351nm sont atteintes.

De par l'utilisation d'un faisceau avec une certaine largeur spectrale, le faisceau est partiellement incohérent. L'impact du lissage par dispersion spectrale peut donc

être pris en compte dans le calcul des gains des instabilités par la méthode RPA (*Random Phase Approximation*) présentée dans la partie 1.2.2.

3.1.2 Diagnostics de lumière diffusée

Détaillons à présent les diagnostics d'OMEGA qui sont essentiels à l'étude des processus de diffusion des faisceaux laser par les ondes plasmas. Ce sont le diagnostic de diffusion Thomson, outil de caractérisation des plasmas, les *Full-Aperture Backscatter Stations* (FABSs), analyses spectrales résolues en temps de la lumière diffusée, et les *Near-Backscatter Imagings* (NBIs), imageries de la distribution angulaire de la lumière diffusée en dehors de l'ouverture angulaire des faisceaux laser.

Diagnostic de diffusion Thomson

Le diagnostic de diffusion Thomson permet de caractériser expérimentalement un plasma en mesurant la lumière diffusée par les ondes plasmas électroniques et les ondes acoustiques ioniques thermiques [Sheffield75].

Nous avons détaillé le formalisme mathématique de la diffusion Thomson dans la partie 1.1.3 en présentant le processus de diffusion d'un mode propre transverse par un mode propre longitudinal du plasma. On peut faire ressortir de cette analyse que, dans un plasma, une onde électromagnétique est diffusée par une onde plasma selon les relations :

$$\omega_{\text{diffusée}} = \omega_{\text{laser}} \pm \omega_{\text{plasma}} \quad (3.1.1)$$

$$\mathbf{k}_{\text{diffusée}} = \mathbf{k}_{\text{laser}} \pm \mathbf{k}_{\text{plasma}} \quad (3.1.2)$$

où $\omega_{\text{laser,plasma,diffusée}}$ et $\mathbf{k}_{\text{laser,plasma,diffusée}}$ sont les pulsations et vecteurs d'onde de l'onde électromagnétique incidente, de l'onde plasma et de l'onde électromagnétique diffusée respectivement. Imposer $\mathbf{k}_{\text{laser}}$ et $\mathbf{k}_{\text{diffusée}}$, c'est-à-dire la direction de propagation de l'onde électromagnétique incidente et la direction de mesure de l'onde électromagnétique diffusée, permet de fixer $\mathbf{k}_{\text{plasma}}$. Puis, imposer ω_{laser}, c'est-à-dire la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente, et mesurer $\omega_{\text{diffusée}}$, à l'aide d'un spectromètre, permet de déterminer expérimentalement ω_{plasma} des ondes plasmas diffusant la lumière dans la direction $\mathbf{k}_{\text{diffusée}}$. Pour les ondes plasmas électroniques comme pour les ondes acoustiques ioniques, la diffusion présente des maxima pour deux valeurs de ω_{plasma}. Connaissant les relations de dispersion de ces ondes, les valeurs de ω_{plasma} maximisant la diffusion permettent de déterminer expérimentalement la densité électronique n_e, la vitesse acoustique ionique c_s et la vitesse d'expansion u_p du plasma. De façon plus poussée, comme nous l'avons vu à la fin de la partie 1.1.3, l'interpolation des spectres expérimentaux de l'onde électromagnétique diffusée permet de déterminer non seulement n_e, c_s et u_p, mais aussi la température électronique T_e, la température ionique T_i et v_d, la vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions.

Expérimentalement, cette mesure s'obtient en envoyant un faisceau laser dans un plasma et en mesurant sa diffusion par le plasma dans une direction particulière.

Usuellement, le faisceau laser incident, que l'on appelle la sonde, doit avoir une énergie suffisante pour que la diffusion soit mesurable malgré le bruit ambiant mais pas trop forte pour ne pas chauffer le plasma et altérer la mesure. De plus, il est toujours intéressant d'utiliser un faisceau laser avec une longueur d'onde différente des autres faisceaux pour minimiser le bruit dans le diagnostic. Sur OMEGA, un des soixante faisceaux de l'installation (le faisceau #25) est converti à 263.25nm pour servir de sonde [Katz12]. Son énergie n'excède pas 150J sur la même durée d'impulsion que les autres faisceaux. Il est envoyé dans la chambre depuis le port P9. La collection se fait de manière légèrement désaxée par rapport au port P7 selon la direction ($\phi = 162.00, \theta = 112.5$). La figure 3.4 shématise le télescope collectant la lumière diffusée. Le spectre résolu en temps de la lumière diffusée est ensuite mesuré à partir d'un spectromètre couplé à une caméra à balayage de fente (CBF), comme dans la partie 2.1.2. L'utilisation de filtres colorés permet d'acquérir un spectre au voisinage de la longueur d'onde de la sonde avec une fenêtre d'acquisition d'environ 263.25 ± 2.25nm caractéristique de la diffusion par les ondes acoustiques ioniques et un spectre à basses longueurs d'onde, généralement entre 190 et 240nm, caractéristique de la diffusion par les ondes plasmas électroniques.

Il est à noter que, lorsque la diffusion Thomson n'est pas utilisée, ce diagnostic de collection de lumière diffusée peut être utilisé pour mesurer des émissions à d'autres longueurs d'onde comme celles à 234nm et à 702nm dues au couplage entre un faisceau laser et une onde fille de la désintégration des faisceaux laser en deux ondes plasmas électroniques [Seka09]. Ces émissions peuvent donner des informations sur T_e au quart de la densité critique des faisceaux laser [Russell01]. Cela sort du cadre de cette thèse mais est intéressant à noter.

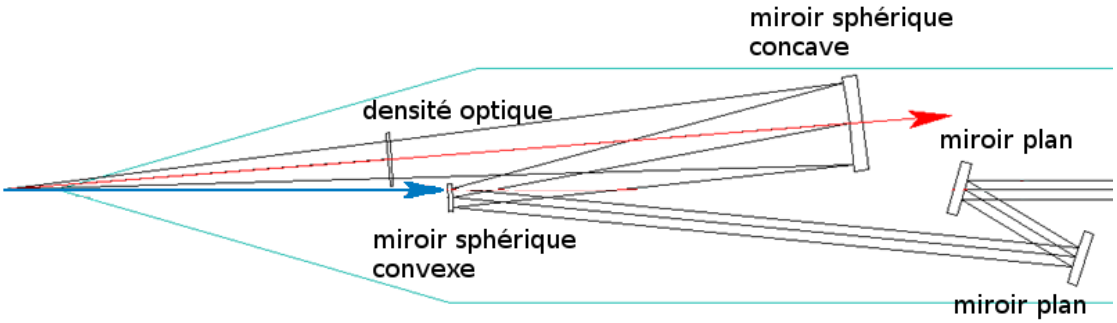


FIGURE 3.4 : Schéma du télescope légèrement désaxé par rapport au port P7. L'axe P7 est représenté par la flèche bleue, tandis que l'axe d'entrée dans le télescope est représenté par la flèche rouge.

Full-Aperture Backscatter Stations

Les FABSs sont des diagnostics très utilisés sur l'installation OMEGA pour réaliser des bilans d'énergie. Ils permettent de mesurer les spectres résolus en temps de la lumière diffusée depuis le centre chambre dans les lentilles de focalisation des faisceaux #25 et #30, c'est-à-dire dans leur ouverture angulaire. Les FABSs collectent donc

la lumière contra-propagative par rapport aux faisceaux #25 et #30. La lumière collectée est filtrée pour être analysée entre 350 et 352nm et entre 400 et 700nm. La première gamme de longueur d'onde permet d'étudier la lumière diffusée par les ondes acoustiques ioniques, tandis que la seconde permet d'étudier celle diffusée par les ondes plasmas électroniques, de faisceaux à 351nm.

La figure 3.5 illustre l'architecture générale de ces diagnostics, la même pour les deux gammes de longueur d'onde. La lumière diffusée depuis la cible est collimatée au moyen des lentilles de focalisation des faisceaux. Une lame transparente à 351nm, non traitée, légèrement inclinée et installée sur le trajet optique des faisceaux, permet de réfléchir la lumière diffusée hors de ce trajet sans trop perturber la propagation des faisceaux jusqu'à la chambre expérimentale. À l'aide de différents éléments optiques, la lumière diffusée est transportée vers des calorimètres, un pour chaque gamme de longueur d'onde, et vers des fibres optiques pour amener les signaux de chaque gamme de longueur d'onde vers des spectromètres suivis de CBFs. Ces diagnostics permettent donc de mesurer l'énergie diffusée et le spectre résolu en temps dans deux gammes de longueur d'onde, à savoir entre 350 et 352nm et entre 400 et 700nm dans l'ouverture angulaire des faisceaux #25 et #30. Deux autres diagnostics similaires permettent de mesurer les spectres résolus en temps de la lumière diffusée dans les directions des ports H13 et H17. Ces directions ne correspondant pas à des faisceaux, on ne peut pas parler de FABS. Nous parlerons simplement de mesures dans les directions H13 et H17.

Les signaux sont transportés par des fibres optiques vers les mêmes ensembles de spectromètre-CBF pour chaque gamme de longueur d'onde. Les signaux d'une même gamme sont donc multiplexés sur une même CBF. Nous reviendrons sur ce point dans la partie 3.1.3. Cela permet d'économiser le nombre de CBFs utilisées et/ou de faire plus de mesures que le nombre de CBFs. En utilisant des réseaux suffisamment dispersifs dans les spectromètres, les dispersions spectrales ne sont pas trop réduites par ce procédé. Dans la gamme 351 ± 1nm (respectivement 550 ± 150nm), des dispersions de 0.0046nm/pixel (respectivement 0.51nm/pixel) sont atteintes. En outre, dans la gamme 351 ± 1nm (respectivement 550 ± 150nm), des résolutions spectrales de 0.04nm (respectivement 9nm) sont atteintes. Quant aux résolutions temporelles, elles sont de 80ps (respectivement 100ps).

Cette technique de multiplexage présente néanmoins deux inconvénients. Si on acquiert trop de spectres sur une même CBF et que de la lumière est diffusée à des longueurs d'onde proches des limites des fenêtres d'acquisition, les spectres des différentes voies peuvent se superposer, complexifiant leur analyse. Dans la pratique, dans la gamme 351 ± 1nm, les mesures se font dans les directions de rétrodiffusion des faisceaux #25 et #30 et dans les directions des ports H13 et H17. Pour la gamme 550 ± 150nm, les mesures se limitent aux directions de rétrodiffusion des faisceaux #25 et #30. Un second inconvénient est que le transport dans des fibres optiques de 10m, dont l'indice optique varie avec la longueur d'onde, étale temporellement les longueurs d'onde des différents signaux. Ainsi, toutes les longueurs d'onde n'arrivent pas en même temps sur les CBFs après les fibres. Ce phénomène est négligeable pour la gamme 351 ± 1nm mais incontournable pour la gamme 550 ± 150nm. Il est donc essentiel de corriger numériquement l'axe temporel en fonction de la longueur d'onde pour les spectres entre 400 et 700nm après acquisition.

Enfin, pour ne pas endommager les optiques et particulièrement les CBFs, des filtres optiques de type atténuation sont installés sur les diagnostics. Ces filtres sont modifiables de tir à tir pour les adapter aux niveaux des signaux que l'on s'attend à mesurer. Usuellement, R. Bahr du LLE s'occupe de discuter avec les expérimentateurs des filtres les mieux adaptés en fonction de la configuration expérimentale. Il est également responsable du changement des filtres le jour des tirs pour ajuster les atténuations si besoin. À la fin de la campagne expérimentale, il fournit, à la demande, un fichier récapitulant les filtres utilisés pour chaque tir de la campagne et un tableau récapitulant la réponse de chaque filtre.

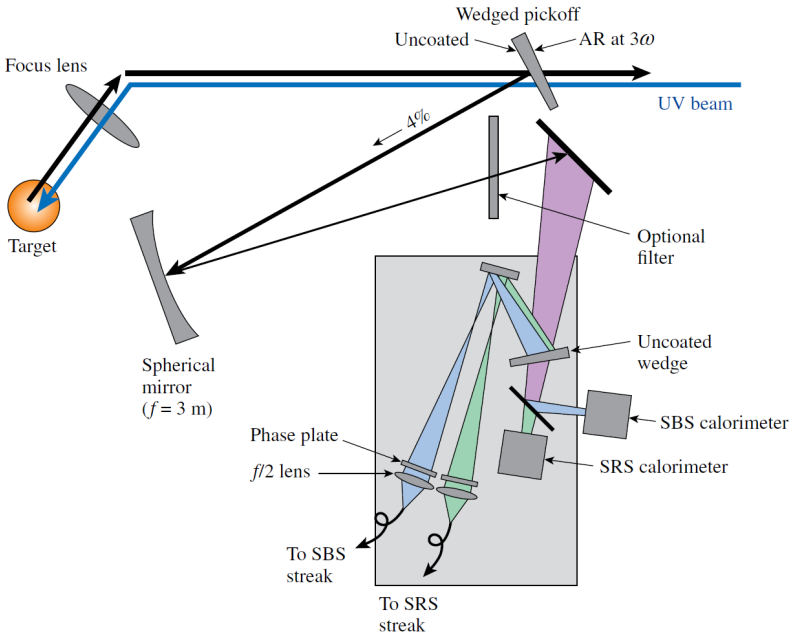


FIGURE 3.5 : Schéma, extrait de [NLUF07], du dispositif optique permettant de récupérer la lumière diffusée dans les directions de rétrodiffusion des faisceaux #25 et #30. La lumière est collectée par les lentilles de focalisation des faisceaux et multiplexée vers des systèmes spectromètre-CBF avec des fibres optiques. Sur le trajet, une mesure de calorimétrie est effectuée.

Near-Backscatter Imagings

L'installation dispose également de NBIs. Ces diagnostics permettent d'imager la distribution angulaire de la lumière diffusée sur les parois internes de la chambre expérimentale autour des ouvertures angulaires des faisceaux #25 et #30. Ils sont constitués de diffuseurs, habituellement des plaques de Spectralon. Des caméras, disposées au bout de tubes à l'air, permettent d'acquérir l'image de la lumière diffusée par les diffuseurs dans deux gammes de longueurs d'onde, l'une à 351 ± 10nm et l'autre entre 400 et 710nm. Les gammes de longueur d'onde sont sélectionnées par des filtres colorés. La figure 3.6 illustre la géométrie entre les caméras et les diffuseurs dans la chambre expérimentale. Ces diagnostics permettent d'observer si une part significative de la lumière est diffusée en dehors de l'ouverture angulaire

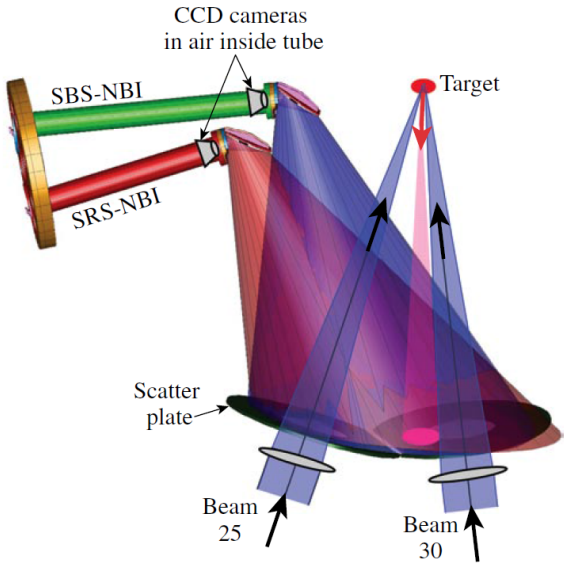


FIGURE 3.6 : Illustration, extraite de [NLUF07], du dispositif optique des NBIs imageant la distribution angulaire de la lumière diffusée sur les parois internes de la chambre expérimentale autour des faisceaux #25 et #30.

des faisceaux #25 et #30.

Les NBIs présentent trois limites pouvant les rendre complètement inutilisables. Premièrement, ils sont situés autour des faisceaux #25 et #30, c'est-à-dire en bas de la chambre expérimentale au voisinage du port P12. Ils sont rapidement abîmés par les dépôts des plasmas produits dans la chambre et par les chutes et projections de débris. Ils n'auront donc pas la même réponse entre deux campagnes expérimentales espacées de quelques mois. Deuxièmement, les diffuseurs étant plats, la réponse du diagnostic varie dans l'espace. Deux points distincts du diffuseur n'ont pas la même intensité sur l'image finale s'ils diffusent la même quantité de lumière. La géométrie du diagnostic pourrait permettre de calculer la réponse spatiale du diagnostic, mais son usure non homogène rend ces calculs inopérants. La méthode utilisée par les chercheurs du LLE est de diviser l'image acquise par une image acquise lors d'une expérience d'attaque directe pour laquelle la diffusion est supposée uniforme. Troisièmement, les NBIs sont intégrés en temps. Ainsi, dans la gamme de longueurs d'onde 351 ± 10nm, les NBIs seront énormément bruités par des réflexions ou réfractions ou diffusions des faisceaux laser pouvant se produire aux premiers instants de l'irradiation des cibles ou lors de la formation des plasmas.

Pour les expériences présentées dans ce manuscrit, ces deux limites rendent partiellement inutilisables les NBIs d'un point de vue quantitatif, mais ils donnent des informations quant à la collection partielle ou totale de la lumière diffusée dans les FABSs.

3.1.3 Programme de traitement des données

Pour analyser ces diagnostics, des chercheurs du LLE, comme W. Seka, ont développé des programmes pour extraire les données des images acquises par les diagnostics. Ils consistent, par exemple, à associer les échelles temporelle et spectrale aux spectres mesurés dans les FABSs. Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi de développer notre propre programme pour rester indépendants des chercheurs du LLE dans l'analyse des spectres de diffusion Thomson et des FABSs. Détaillons les différentes opérations réalisées par ce code.

Description des images acquises par les diagnostics

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les spectres mesurés dans les FABSs sont multiplexés sur les CBFs. Ainsi, comme la figure 3.7 (a) l'illustre, tous les spectres dans la gamme 351 ± 1nm sont acquis sur la même image. Il en va de même pour les spectres acquis entre 400 et 700nm, dont la figure 3.7 (b) en montre un exemple. Pour ce qui est des spectres de diffusion Thomson, le spectre de la lumière diffusée autour de 263.25nm, tout comme celui entre 190 et 240nm, sont mesurés sur leurs propres CBFs. Des exemples de ces deux types de spectre sont donnés sur les figures 3.7 (c) et (d) pour les deux gammes de longueur d'onde respectivement. Ces différents exemples ont été acquis sur des tirs des différentes campagnes expérimentales dont nous parlerons par la suite.

En haut et en bas de toutes les images de la figure 3.7 apparaissent des séries de points. Ce sont les *fiducials*. Ceux du bas sont internes aux CBFs et sont espacés d'environ 0.5ns. Ils donnent l'écoulement du temps sur l'ensemble des images. Ils peuvent être notamment utilisés pour vérifier la linéarité de l'échelle temporelle et la corriger au besoin. Ceux du haut sont produits par un faisceau laser annexe envoyé directement dans les CBFs. Ce faisceau à 527nm est pompé par des diodes indépendamment des chaines laser principales. Il produit huit impulsions espacées les unes des autres d'exactement 548ps. Nous n'avons pas obtenu la barre d'erreur sur cette durée. Ce faisceau, dirigé vers toutes les CBFs de l'installation, permet de synchroniser l'ensemble de l'installation, allant des chaines laser aux diagnostics. Le *jitter*, c'est-à-dire la variation de la synchronisation, entre ce faisceau annexe et les faisceaux principaux est inférieur à 20ps. Ainsi, les *fiducials* permettent non seulement de calculer l'écoulement du temps sur les différents images, mais aussi de déterminer un temps de référence, comme le début des faisceaux laser, sur l'ensemble des spectres.

Ce temps de référence peut être représenté par une ligne verticale sur les images. Il est caractérisé par sa position par rapport à n'importe lequel des *fiducials* du haut des images. Pour les spectres de diffusion Thomson, la position de cette ligne de référence est donnée par le responsable du diagnostic, à savoir J. Katz du LLE. Pour les FABSs, cette position est obtenue en réalisant des tirs de calibration. Ces tirs consistent à envoyer les faisceaux #46 et #61, faisceaux opposés des faisceaux #25 et #30, dans les FABSs lors d'un tir sans cible, avec des impulsions carrées d'environ 1ns à mi-hauteur. L'énergie des faisceaux est abaissée à environ 50J. Ainsi, non seulement ce tir nécessite un refroidissement moins important des chaînes laser, mais il nécessitera aussi un temps de refroidissement plus court à sa

suite. Les impulsions à 351nm sont facilement identifiables sur les images dans la gamme 351 ± 1nm, comme le montrent les figures 3.8 (a) et (b), tandis que la portion non convertie des faisceaux (toujours à 526.5nm) est mesurée sur les images entre 400 et 700nm, comme illustré sur les figures 3.8 (c) et (d). Pour ce qui est des mesures dans les directions H13 et H17, leurs références temporelles sont obtenues sur des tirs de l'expérience ou des tirs d'attaque directe en comparant leurs signaux à ceux dans les FABSs 25 et 30 et en tâchant d'en reconnaitre des semblables.

Pour ce qui est de la longueur d'onde des spectres, la dispersion spectrale est fixée par les diagnostics et tout particulièrement par leurs réseaux. Pour le diagnostic de diffusion Thomson, elle est de 0.0044nm/pixel pour les spectres autour de 263.25nm et de 0.05nm/pixel pour ceux entre 190 et 240nm. Pour les FABSs, elle est de 0.0046nm/pixel pour la lumière diffusée dans la gamme 351 ± 1nm et de 0.51nm/pixel pour celle diffusée entre 400 et 700nm. Les longueurs d'onde de référence, quant à elles, peuvent être représentées, pour chacun des signaux, par des lignes horizontales. Pour le diagnostic de diffusion Thomson, elles sont données par J. Katz en fonction des réglages du diagnostic. Pour les FABSs 25 et 30, on peut les déterminer à partir des tirs de calibration. Enfin pour les mesures dans les directions H13 et H17, on les localise sur des tirs de l'expérience ou des tirs d'attaque directe en comparant les signaux de ces mesures avec ceux des FABSs 25 et 30.

Il est intéressant de réaliser un tir de calibration à chaque campagne expérimentale. En effet, des modifications sont régulièrement effectuées sur l'installation. Elles peuvent entrainer des modifications des positions des temps de référence par rapport aux *fiducials* et des longueurs d'onde de référence sur les images. Pour optimiser le planning de tirs, ce tir peut être effectué comme dernier tir de la journée, car il demande un refroidissement moins long des chaînes laser. Si le personnel de l'installation est bien disposé, il peut même être effectué en dehors des heures de campagne pendant la configuration de l'installation pour la campagne.

Extraction des données des images acquises par les diagnostics

Détaillons à présent les différentes étapes et fonctionnalités du programme que nous avons développées pour extraire les spectres des images acquises par les diagnostics. Nous avons choisi d'écrire ce code avec le langage Python2.7 car il offre un bon compromis entre gratuité par rapport à MatLab et facilité d'utilisation par rapport au C++.

La première étape du programme consiste à extraire les images au format *.tiff* des données stockées sur OMEGA au format *.hdf*. Le format *.hdf* est utilisé dans de nombreux domaines pour stocker de façon pérenne les données. On peut, en plus des données brutes, y inclure des informations sous forme de chaînes de caractères. En Python, la bibliothèque *pyhdf.SD* est tout indiquée pour manipuler ces fichiers, à partir des fonctions : *SD()* pour charger le fichier, *datasets()* pour lire la clef permettant d'accéder aux données et *get(select())* pour récupérer les données proprement dites. Sur OMEGA, la plupart du temps, ces données sont constituées de deux images, l'une avec les signaux et l'autre donnant le bruit. Il suffit de soustraire la seconde image à la première pour accéder aux données qui nous intéressent.

La deuxième étape est la localisation précise de l'ensemble des *fiducials* des images. Elle permet non seulement de situer les *fiducials* du haut des images pour s'en

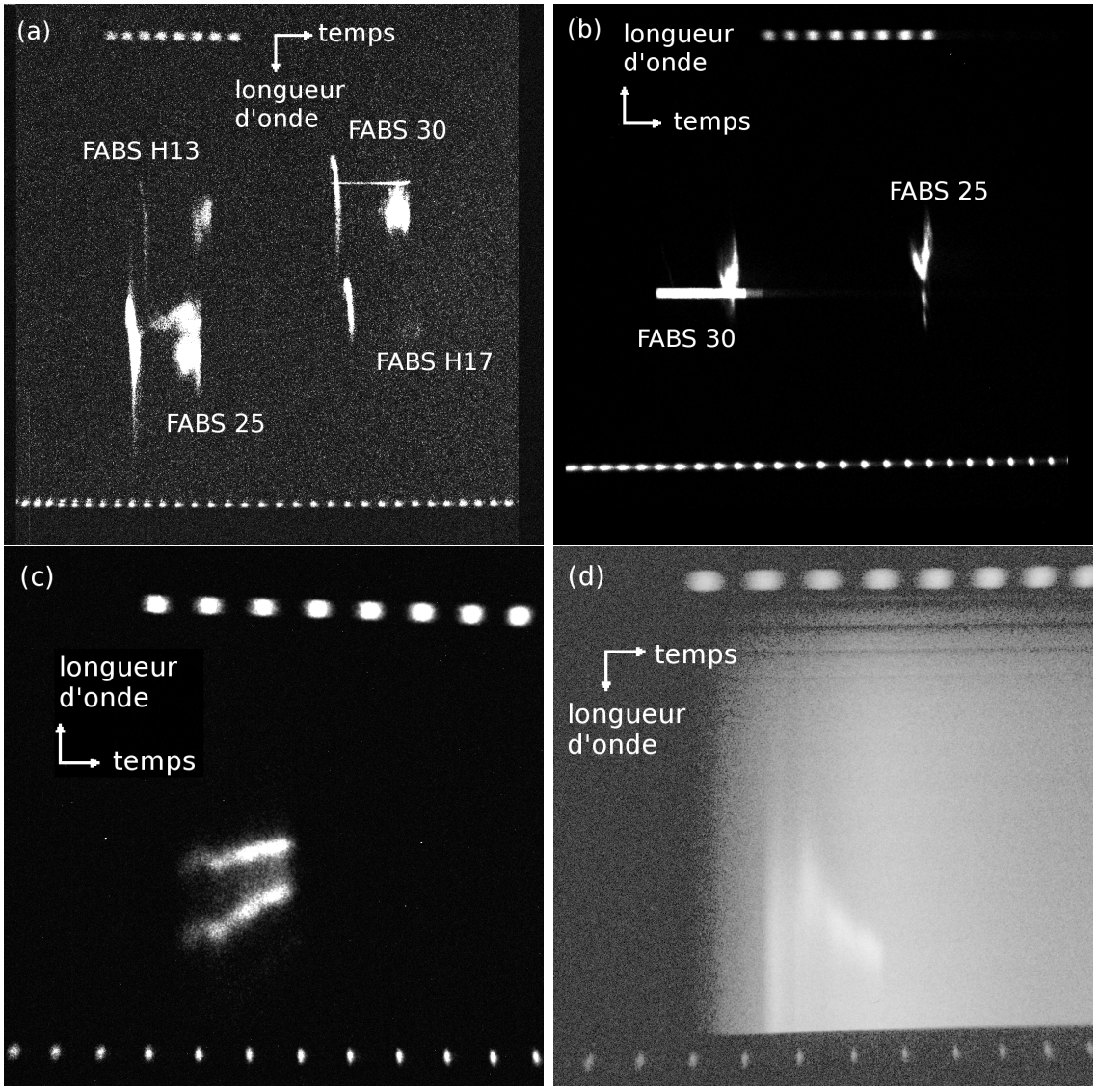


FIGURE 3.7 : Exemples d'images brutes obtenues avec (a) les FABSs dans la gamme 351 ± 1nm, (b) les FABSs entre 400 et 700nm, (c) le diagnostic de diffusion Thomson dans la gamme 263.25 ± 2.25nm et (d) le diagnostic de diffusion Thomson entre 190 et 240nm. Sur ces images sont aussi identifiés les sens et directions d'évolution du temps et de la longueur d'onde. Pour les signaux multiplexés, la correspondance entre directions d'observation et signaux est également indiquée.

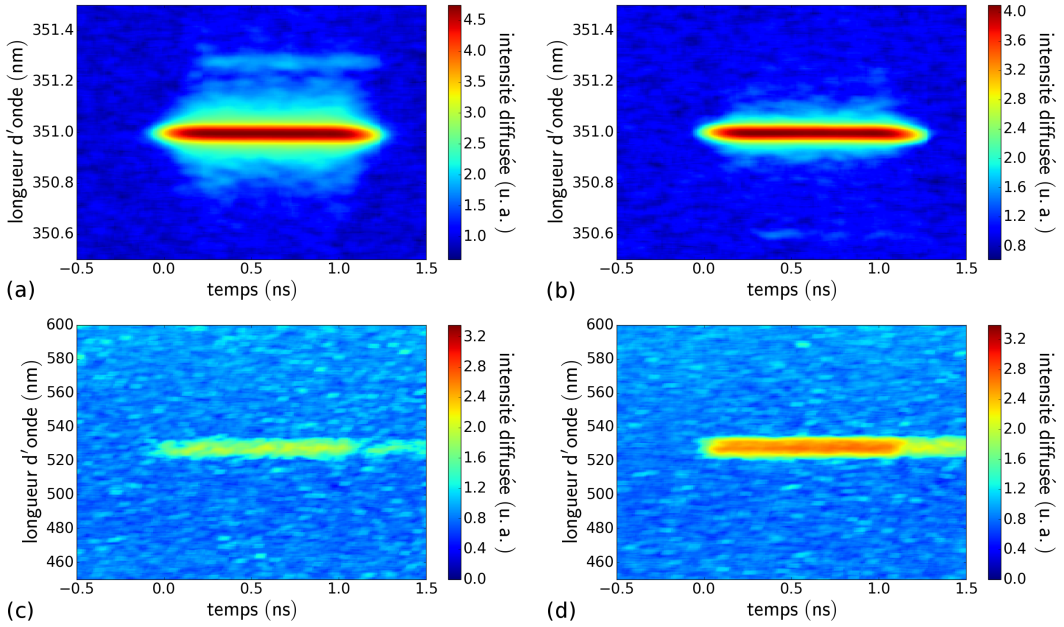


FIGURE 3.8 : Exemples de tirs de calibration après traitement et extraction des données avec notre programme d'extraction depuis les images brutes acquises dans les FABSs 25 et 30. (a) et (b) sont les mesures faites dans la gamme de longueur d'onde 351 ± 1nm. (c) et (d) représentent celles faites entre 400 et 700nm. L'échelle de couleur de tous ces spectres est logarithmique.

servir comme référence temporelle absolue pour les différents signaux, mais aussi de localiser précisément ceux du bas des images pour caractériser la linéarité de l'écoulement du temps sur les images. La filtration des images avec un filtre passe-bas permet d'interpoler plus facilement et plus robustement les *fiducials* par des gaussiennes. L'axe temporel est alors caractérisé plus précisément et avec moins d'erreur. Pour réaliser ce lissage, il est intéressant de travailler en calcul matriciel pour optimiser le temps de calcul en Python.

Une étape optionnelle consiste à corriger la non-linéarité de l'échelle de temps. En utilisant les *fiducials* espacés d'environ 0.5ns, mais toujours de la même valeur, il est possible de déterminer si le temps s'écoule à la même vitesse sur toutes les parties de l'image. Si ce n'est pas le cas, il est possible de corriger cette erreur en fixant un nombre de points et en interpolant la mesure expérimentale entre les paires de *fiducials*. Cette correction est négligeable pour les mesures réalisées dans les FABSs, pour lesquelles les signaux s'étalent sur seulement 250pixels, mais elle est relativement importante sur les signaux mesurés dans le diagnostic de diffusion Thomson s'étalant sur toute l'image (environ 1000pixels).

L'étape suivante, essentielle pour les spectres avec une grande fenêtre de longueur d'onde, comme les spectres obtenus dans les FABSs entre 400 et 700nm, permet de corriger la dispersion du signal dans les fibres optiques. En l'occurence, dans ces fibres, plus la longueur d'onde est grande, plus le signal s'y déplace rapidement. Cela est du au fait que l'indice optique de ces fibres diminue quand la longueur d'onde augmente. Il est essentiel de connaître pour cette correction les longueurs de fibre utilisées (11.8m pour le FABS 25 et 10.6m pour le FABS 30). Il est également primordial de connaître précisément la variation de l'indice optique des fibres en fonction de la longueur d'onde. Malgré plusieurs tentatives, nous n'avons pas pu récupérer cette information, ni même obtenir des renseignements sur le type de fibres optiques utilisées. Nous avons donc finalement opté pour une correction linéaire de cette dispersion temporelle paramétrée par un coefficient à ajuster par rapport au traitement des données de W. Seka.

Enfin, la dernière étape consiste à situer sur chaque image le point de référence de chaque signal dont l'abscisse est défini par le temps de référence par rapport aux *fiducials* du haut et dont l'ordonnée est donnée par la longueur d'onde de référence. Il est alors possible d'extraire chaque signal dans une fenêtre de temps et de longueur d'onde de taille choisie, suffisamment grande pour inclure tout le spectre mais pas trop pour ne pas y extraire les signaux correspondant à d'autres spectres. Par exemple, pour les spectres mesurés dans les FABSs dans la gamme 351 ± 1nm, on extrait généralement le signal entre 350 et 352nm et entre -0.5 et 3.0ns, correspondant à des fenêtres d'environ $430 \times 240\text{pixels}^2$. La figure 3.8 présente l'extration de données obtenues pour un tir de calibration réalisé en juillet 2016.

Pendant que nous travaillions sur les données, nous avions choisi de les stocker au format *.tiff* en remplaçant les quatre premiers pixels de la ligne du bas de l'image par, respectivement, le temps associé à la première colonne de l'image, la dispersion temporelle, la longueur d'onde associée à la ligne du bas de l'image et la dispersion spectrale. Ce stockage temporaire permettait de remettre en forme et visualiser rapidement les données sans avoir à réeffectuer l'extraction présentée juste au-dessus.

3.2 Étude en géométrie plane et ouverte

Des expériences ont été réalisées en géométrie dite plane et ouverte pour étudier le plus finement possible l'apparition d'instabilités de diffusion collectives quand plusieurs faisceaux laser se croisaient dans un plasma. L'expression "ouverte" signifie simplement que les faisceaux ne se propagaient pas dans une cavité contrairement aux expériences d'attaque indirecte.

Pour les tirs présentés dans cette thèse, pas plus de douze faisceaux laser n'étaient utilisés sur chaque tir afin de ne pas croiser trop de faisceaux laser simultanément. Cela permettait également d'avoir une certaine flexibilité sur la géométrie de croisement des faisceaux laser en choisissant intelligemment les faisceaux utilisés parmi les soixante faisceaux disponibles sur l'installation OMEGA. Pour ces expériences, le plasma était caractérisé expérimentalement grâce au diagnostic de diffusion Thomson, tandis que les instabilités de diffusion étaient étudiées avec les FABSs. De plus, des variations sur l'utilisation ou non du lissage temporel ont pu être effectuées pour étudier son impact sur les instabilités collectives.

Cette étude sera présentée en trois parties. La première partie sera consacrée à la description de la configuration expérimentale et à la caractérisation expérimentale du plasma. Dans la deuxième partie, nous présenterons la mise en évidence d'instabilités à onde électromagnétique et à onde plasma collectives ainsi que l'étude de leur caractère collectif. Enfin, dans la troisième partie, nous nous attarderons sur l'impact du lissage temporel des faisceaux sur les instabilités observées dans la deuxième partie.

3.2.1 Géométries d'irradiation et caractérisation du plasma

Description des configurations expérimentales

L'idée de ces expériences était de croiser trois à six faisceaux laser dans un plasma préformé par d'autres faisceaux laser pour étudier les instabilités collectives en fonction du nombre de faisceaux, de leur intensité et de leur lissage temporel. Plus précisément, le plasma était obtenu en irradiant les faces avant et arrière de mousses sous-denses avec des faisceaux laser, comme illustré sur la figure 3.9 (a).

Ces mousses sous-denses, appelées TAC pour triacétate de cellulose, sont constituées d'un polymère de formule chimique $C_{12}H_{16}O_8$. L'intérêt de ces mousses est d'avoir une masse volumique plus faible qu'un solide de par sa structure poreuse en filaments. Elles permettent de produire des plasmas peu denses, de densité électronique de 0.05 à 0.25n_c en fonction de leurs masses volumiques. Les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus en irradiant des mousses de 7mg/cm^3, d'épaisseur 900μm, de diamètre 2500μm et contenues dans des supports en cuivre. L'étude de ces mousses et de leurs ionisations dépassent le cadre de cette thèse. Elles sont plus détaillées dans les références [Afshar-rad94,Dunne95,Constantin05,Depierreux09, Borisenko10, Gus'kov10, Gus'kov11, Yahia14]. Ce qu'il convient de retenir

pour la suite de ce manuscrit est qu'elles permettent d'obtenir des plasmas relativement homogènes en densité sur des temps de plusieurs centaines de picosecondes. Pendant leurs ionisations, les faisceaux laser y produisent des fronts d'ionisation se déplaçant à la vitesse $v_{ionisation}$ [Gus'kov11, Yahia14] :

$$v_{ionisation} \sim 1.42 \times 10^3 \frac{I_{14}^{1/3}}{\lambda_{\mu m}^{4/3} \rho_a^{0.8}} \tag{3.2.1}$$

où I_{14} est l'intensité laser en 10^{14}W.cm^{-2}, $\lambda_{\mu m}$ la longueur d'onde laser en μm et ρ_a la masse volumique de la mousse en g.cm^{-3}. Si la vitesse des fronts d'ionisation est plus grande que la vitesse d'expansion du plasma, de l'ordre de la vitesse acoustique ionique, le plasma reste relativement homogène pendant la propagation des faisceaux. C'était le cas dans nos expériences avec une vitesse d'ionisation de l'ordre de 7.4×10^5m.s^{-1} grande devant des vitesses acoustiques ioniques de l'ordre de 3×10^5m.s^{-1}.

Les faisceaux laser utilisés peuvent être divisés en deux groupes : les faisceaux de chauffage et les faisceaux d'interaction, en rouge et en bleu respectivement sur la figure 3.9 (a). Chacun des faisceaux avait une impulsion carrée de 1ns à mi-hauteur et une énergie de 450J. Leurs temps de montée étaient d'environ 0.2ns. Les faisceaux étaient lissés avec des lames de phase pour obtenir des taches focales de diamètre 300μm à mi-hauteur. Les faisceaux de chauffage étaient tirés en premier sur la face arrière de la mousse, demi-plan des z positifs, tandis que les faisceaux d'interaction étaient tirés sur la face avant de la mousse, demi-plan des z négatifs, 0.5ns après le début des faisceaux de chauffage. Les faisceaux de chauffage arrivaient avec un angle d'environ 60° et les faisceaux d'interaction avec un angle d'environ 23° ou de 40° par rapport à la normale à la mousse. Entre 0.0ns et 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage, l'ensemble des faisceaux contribuait à l'ionisation de la mousse. Après 1.0ns, les faisceaux d'interaction se croisaient au coeur de la mousse déjà ionisée par les faisceaux de chauffage. La figure 3.9 (b) montre la densité électronique prédite par des simulations FCI2 [Dautray93], réalisées par P.-E. Masson-Laborde, 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage avec un angle d'environ 40° pour les faisceaux d'interaction. La densité électronique est normalisée à la densité critique du plasma à 351nm, notée n_c. On y reconnait les parcours des faisceaux de chauffage et d'interaction.

Cette configuration expérimentale permettait d'étudier l'interaction entre trois à six faisceaux d'angle variable par rapport à la normale à la mousse dans un plasma préformé relativement homogène. Dans la pratique, la variation de cet angle était obtenue en modifiant la direction de la normale à la mousse par rapport à l'installation et en adaptant les faisceaux tirés pour avoir toujours six faisceaux de chauffage à environ 60° et trois à six faisceaux d'interaction. Plus spécifiquement, une interaction entre six faisceaux à environ 40° était obtenue en orientant la normale à la mousse selon la direction du faisceau #25, en utilisant les faisceaux #10, #11, #36, #41, #65 et #68 comme faisceaux de chauffage et les faisceaux #12, #14, #19, #62, #64 et #69 comme faisceaux d'interaction, comme l'illustre la figure 3.10 (a). Une interaction entre trois à cinq faisceaux à environ 23° était obtenue en orientant la mousse selon la direction du port H17, en utilisant les faisceaux #11, #16, #20, #34, #52 et #55 comme faisceaux de chauffage et les faisceaux #12,

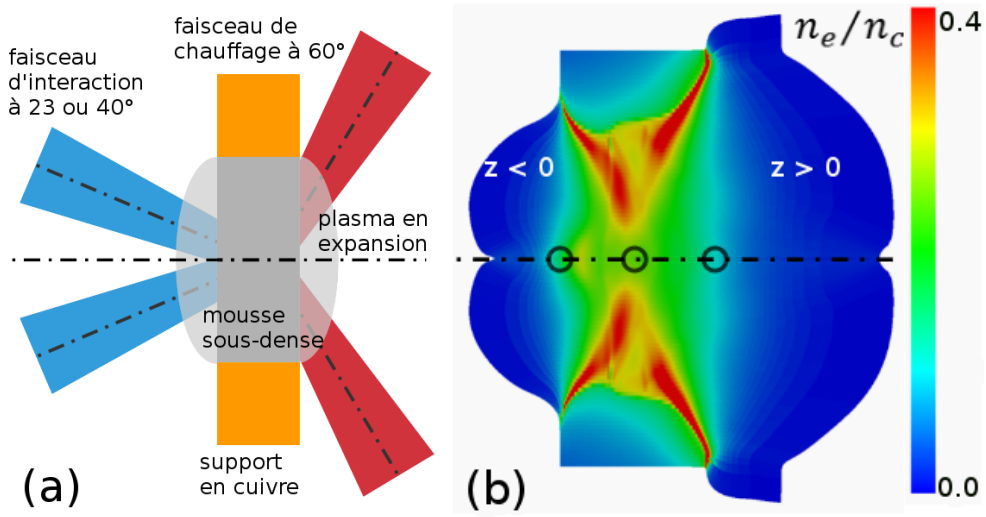


FIGURE 3.9 : (a) Schéma de l'irradiation d'une mousse sous-dense. (b) Résultat d'une simulation FCI2 [Dautray93] montrant la densité électronique du plasma 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage pour des faisceaux d'interaction à environ 40°. Les ronds noirs y représentent de gauche à droite les points de coordonnée z = −500, 0 et +500μm.

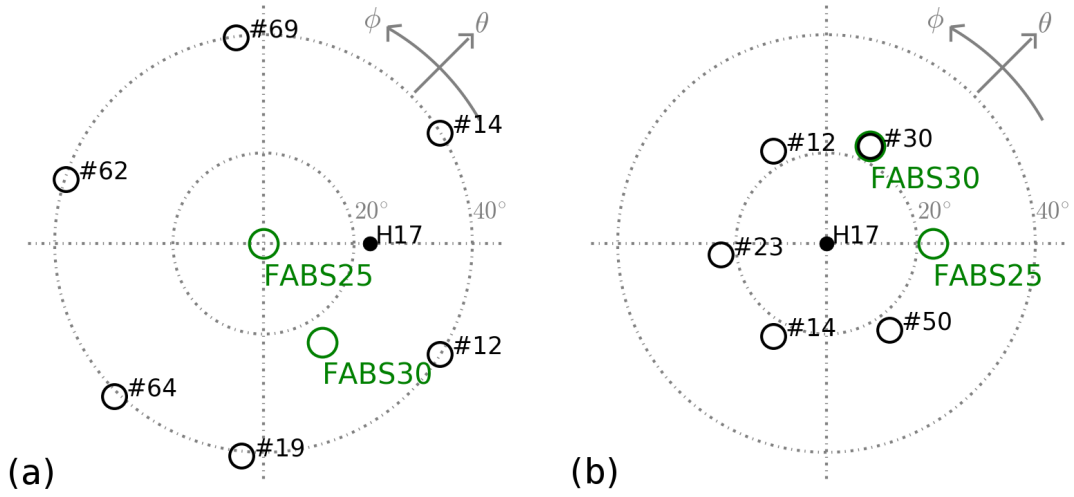


FIGURE 3.10 : Schémas représentant les répartitions angulaires des faisceaux d'interaction par rapport à la normale à la mousse quand elle était alignée (a) avec la direction du faisceau #25 et (b) avec la direction du port H17. Les directions des faisceaux sont représentées par les cercles noirs et celles des FABSs 25 et 30 par les cercles verts. Les cercles en pointillés gris représentent les cônes de demi-angles au sommet 20 et 40° et d'axes la normale à la mousse.

#14, #23, #30 et #50 comme faisceaux d'interaction, comme l'illustre la figure 3.10 (b). Une orientaton de la mousse selon le port H18 a également été utilisée. Dans cette thèse, nous n'avons exploité de cette configuration que les mesures de diffusion Thomson.

Caractérisation expérimentale du plasma par diffusion Thomson

Les mesures de diffusion Thomson ont permis de caractériser le plasma obtenu par l'irradiation d'une mousse. Il a été caractérisé en trois points en pointant la sonde en trois points différents sur les différents tirs. Ces points sont représentés sur la figure 3.9 (b). Pour l'orientation de la mousse selon la direction du faisceau #25, la sonde était pointée au coeur de la mousse, c'est-à-dire en $z = 0\mu$m, point où les faisceaux d'interaction se croisaient. Pour l'orientation selon le port H17, elle était pointée en $z = -500\mu$m. Pour l'orientation selon le port H18, elle était pointée en $z = 500\mu$m. La sonde était déclenchée 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage, c'est-à-dire à leur fin, afin de caractériser au mieux le plasma pendant l'interaction et d'éviter le bruit important au moment de la formation du plasma. Elle était utilisée avec une énergie de 40J, énergie petite devant celle investie pour chauffer le plasma. La figure 3.11 illustre la synchronisation temporelle de la sonde par rapport aux faisceaux de chauffage et d'interaction.

Plus particulièrement, les figures 3.11 (a) et (b) représentent les spectres de la lumière diffusée par les ondes acoustiques ioniques et les ondes plasmas électroniques respectivement à la position $z = -500\mu$m. Sur la première, on voit très clairement les deux pics correspondant aux deux ondes acoustiques ioniques sondées. L'écart du barycentre de ces deux pics par rapport à la longueur d'onde de la sonde permet de déterminer la vitesse d'expansion du plasma, tandis que l'écart entre les deux pics permet de caractériser la vitesse acoustique ionique du plasma. Sur la seconde, on identifie facilement le pic de diffusion dû à une des ondes plasmas électroniques sondées. Le second pic n'est pas mesuré car il se situe autour de 300nm et la fenêtre de mesure se réduit à environ 40nm. Cependant, l'écart entre la longueur d'onde de ce pic et celle de la sonde permet de déterminer approximativement la densité électronique du plasma.

Ces spectres nous ont donc permis de déterminer c_s la vitesse acoustique ionique, u_p la vitesse d'expansion et n_e la densité électronique du plasma aux trois points $z = -500\mu$, 0μm et 500μm. Ces déterminations sont présentées sur la figure 3.12 pour c_s et u_p et sur la figure 3.13 pour n_e. Il est également possible de remonter aux températures électronique et ionique, à la vitesse de dérive des électrons en interpolant les spectres avec les calculs présentés dans la partie 1.1.3. Nous avons choisi de ne pas aller aussi loin dans la détermination des paramètres hyrodynamiques du plasma. c_s et u_p sont suffisantes pour identifier les instabilités Brillouin collectives en déterminant la longueur d'onde attendue de la lumière diffusée. La détermination expérimentale de n_e et l'estimation de T_e à partir de c_s permettent, quant à elles, de calculer approximativement les taux de croissance γ_0 des instabilités. Enfin, la détermination de c_s et u_p en trois points a permis d'estimer leurs gradients et de remonter ainsi à des longueurs d'amplification des instabilités Brillouin en plasma inhomogène.

Plusieurs limites de ces mesures de diffusion Thomson sont néanmoins à préciser.

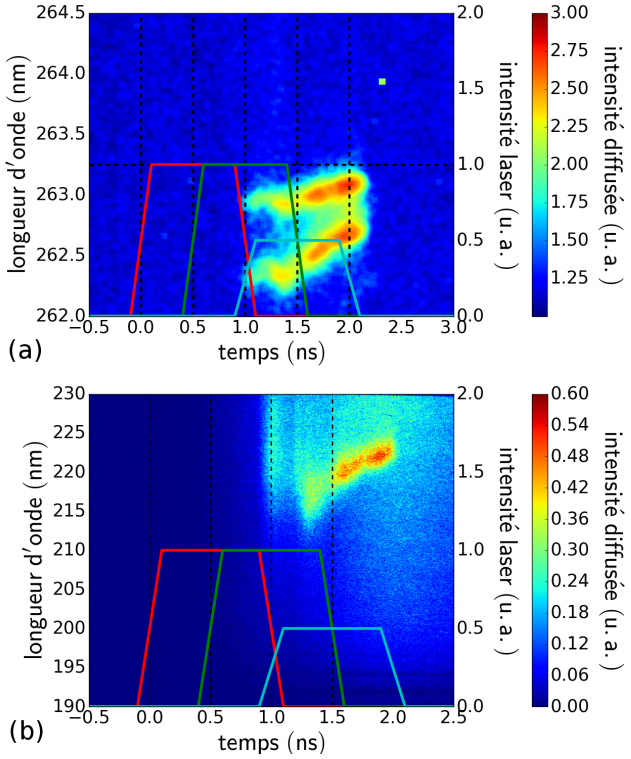


FIGURE 3.11 : Spectres de diffusion Thomson mesurés pour la sonde pointée à z = -500μm avec les surfaces de la mousse orhtogonales à la direction du port H17 (a) entre 262.0nm et 264.5nm et (b) entre 190nm et 230nm. La première gamme de longueur d'onde, au voisinage de la longueur d'onde de la sonde (263.25nm), a permis d'étudier la diffusion par les ondes acoustiques ioniques, la seconde gamme la diffusion par les ondes plasmas électroniques. Les impulsions de chaque groupe de faisceaux y sont représentées : en rouge les faisceaux de chauffage, en vert les faisceaux d'interaction et en bleu la sonde. (a) L'échelle de couleur est logarithmique. (b) L'échelle de couleur est linéaire.

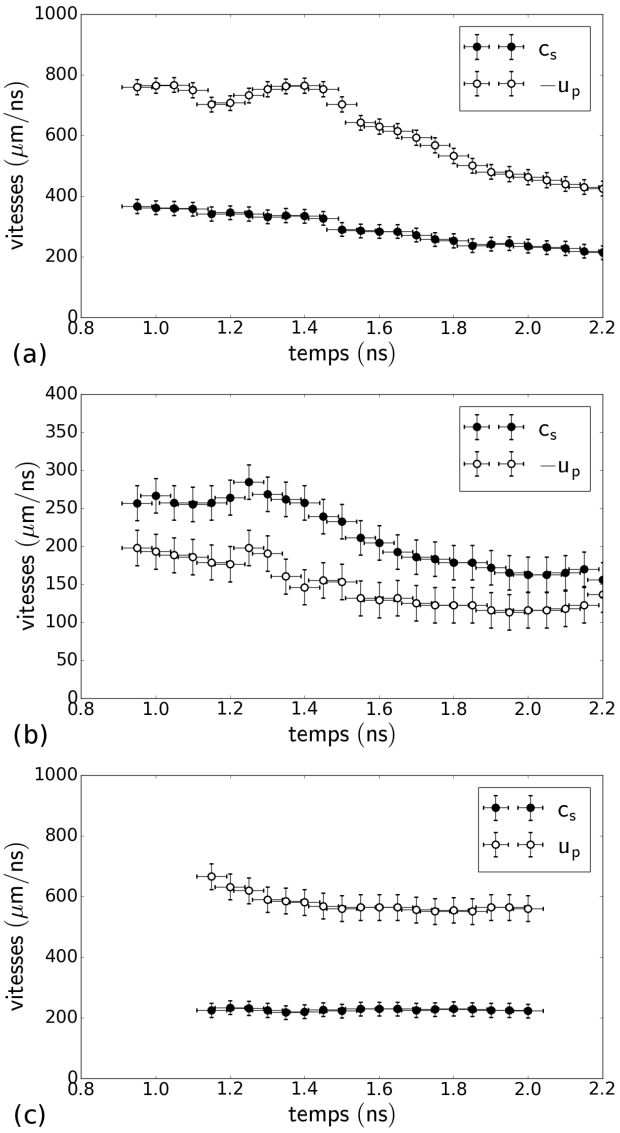


FIGURE 3.12 : Vitesse acoustique ionique c_s et vitesse d'expansion u_p du plasma déterminées en trois points : (a) en $z = -500\mu m$ avec les surfaces de la mousse orthogonales à la direction du port H17, (b) en $z = 0\mu m$ avec les surfaces de la mousse orthogonales à la direction du faisceau #25 et (c) en $z = 500\mu m$ avec les surfaces de la mousse orthogonales à la direction du port H18.

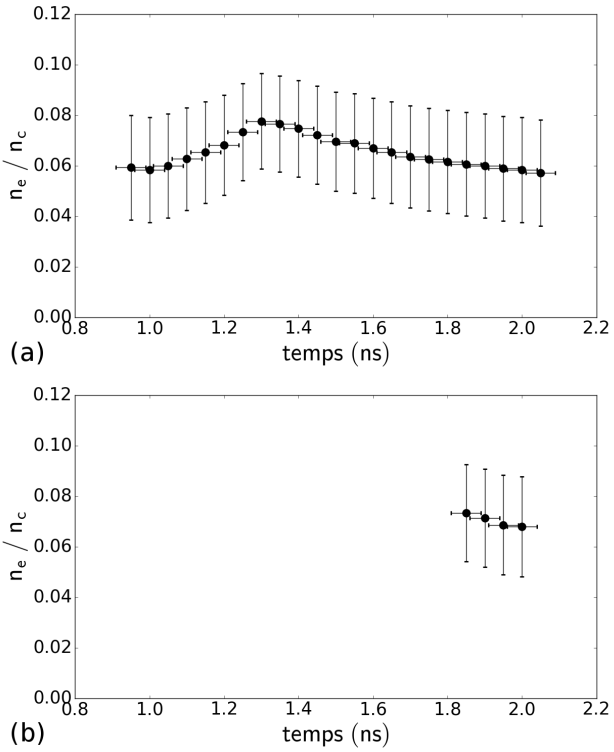


FIGURE 3.13 : Densité électronique du plasma déterminée en deux points : (a) en $z = -500\mu$m avec les surfaces de la mousse orthogonales à la direction du port H17 et (b) en $z = 500\mu$m avec les surfaces de la mousse orthogonales à la direction du port H18.

Tout d'abord, les mesures de n_e en $z = 0\mu$m n'ont pu aboutir. En effet, cette mesure était complètement bruitée par une autre diffusion, probablement une diffusion de la sonde sur une onde fille d'une instabilité de diffusion Raman stimulée qui n'a pu être précisément identifiée pour le moment. Pour ce qui est de la mesure de n_e en $z = +500\mu$m, la diffusion n'excédait le bruit qu'aux temps tardifs, c'est-à-dire 1.7ns après le début des faisceaux de chauffage. Cette diffusion était aussi faible car, pour cette mesure, la sonde arrivait des z négatifs. Elle devait donc traverser l'ensemble du plasma avant d'atteindre son point de focalisation et était très absorbée. Enfin, une dernière limite concerne la mesure de c_s et u_p en $z = 0\mu$m et $+500\mu$m. Dans ces deux cas, la sonde et la lumière diffusée se propageaient à incidence oblique à travers des gradients de densité électronique. Elles étaient donc réfractées. L'analyse présentée ne prend pas en compte ces réfractions. Or elles peuvent induire des erreurs importantes dans l'estimation de la vitesse acoustique ionique et de la vitesse d'expansion du plasma.

Par exemple, pour $z = 0\mu$m, la sonde et la lumière diffusée avaient un angle de 59° par rapport à la normale à la mousse au point de focalisation de la sonde. Cependant, en supposant une expansion plane du plasma, si en ce point la densité électronique était de $0.10n_c$ ou de $0.15n_c$, cet angle valait plutôt 64° ou 68° respectivement à cause de la réfraction de la lumière. L'estimation des vitesses avec ces nouveaux angles donnerait des vitesses 14% et 34% respectivement plus importantes. La densité électronique évoluant au cours du temps, il serait nécessaire d'utiliser une correction variant dans le temps. N'ayant pu mesurer l'évolution de la densité électronique au point $z = 0\mu$m, nous avons choisi de présenter les résultats en négligeant la réfraction. Cela fait apparaître une vitesse acoustique ionique plus importante en $z = -500\mu$m qu'en $z = 0\mu$m. Ce résultat paraît étrange étant donné que tous les faisceaux se croisent en $z = 0\mu$m et doivent donc plus y chauffer le plasma. Cependant, augmenter la vitesse mesurée en $z = 0\mu$m de 34% résoudrait cette anomalie.

Ainsi, les mesures de diffusion Thomson nous ont permis de caractériser expérimentalement les conditions hydrodynamiques du plasma aux temps d'intérêt pour l'étude de l'interaction. Ces conditions ont permis d'estimer les longueurs d'onde, taux de croissance et longueurs d'amplification des instabilités Brillouin. Cependant, il convient de garder en mémoire que cette analyse ne prenait pas en compte la réfraction. Les vitesses acoustique ionique et d'expansion du plasma étaient éventuellement sous-estimées d'environ 10 à 35% en $z = 0\mu$m.

3.2.2 Mise en évidence d'instabilités collectives

Intéressons-nous à présent à l'identification des signaux dans les FABSs et à l'observation de différents types d'instabilités collectives en fonction de la configuration expérimentale. Deux configurations ont principalement été étudiées : la première avec la normale à la mousse alignée avec la direction du faisceau #25 et la seconde avec la normale à la mousse alignée avec la direction du port H17.

Quelle que soit la configuration expérimentale, un signal similaire apparaîssait sur l'ensemble des spectres entre 0.5 et 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage. Sa longueur d'onde augmentait progressivement de 351.0 à 351.7nm et était similaire sur l'ensemble des FABSs. Il correspondait à la diffusion des faisceaux laser au cours de l'ionisation de la mousse. Nous n'avons pas pu déterminer si cette diffusion provenait de la diffusion de la lumière par les parties du front d'ionisation dont la densité électronique était supérieure à la densité critique ou simplement à des instabilités Brillouin juste à l'arrière des fronts d'ionisation.

Nous n'entrerons pas dans le détail de l'étude de ce signal. Par contre, il témoigne de l'ionisation de la mousse et de l'arrivée des faisceaux d'interaction en son centre autour de 1.0ns après le début des faisceaux de chauffage, temps auquel ce signal disparait.

Instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective

La première configuration, avec la normale à la mousse alignée avec la direction du faisceau #25, a permis d'étudier les instabilités à onde électromagnétique collective en mesurant les spectres de la lumière diffusée dans l'axe d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 40° et les spectres de la lumière diffusée à 25° de cet axe, comme l'illustre la figure 3.10 (a). Pour ces tirs, les faisceaux laser n'étaient pas lissés temporellement. Les faisceaux avaient tous une énergie de 450J.

La figure 3.14 montre les spectres obtenus (a) dans l'axe du cône de six faisceaux et (b) à environ 25° de cet axe. On voit clairement un signal supplémentaire dans le FABS suivant l'axe du cône de faisceaux autour de 1.4ns après le début des faisceaux de chauffage et entre 351.6 et 352.0nm. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde attendue pour l'instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle environ 40° pour les conditions hydrodynamiques déterminées dans la partie précédente.

Ce signal n'était observé qu'entre 1.3 et 1.5ns après le début des faisceaux de chauffage et avait une réflectivité de l'ordre de 0.018% de la puissance incidente. Une mesure de transmission d'un faisceau à 25°, le faisceau #61, se propageant des z positifs vers les z négatifs entre 0.5 et 1.5ns après le début des faisceaux de chauffage avec 35J, a montré que le long de l'axe de la mousse le plasma absorbait fortement le faisceau. Cette mesure est illustrée par la figure 3.15 et montre que le signal observé n'était éventuellement qu'une faible portion de l'ensemble de la lumière diffusée par cette instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective.

Instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective

La seconde configuration, avec la normale à la mousse alignée avec la direction du port H17, a permis d'étudier les instabilités à onde acoustique ionique collective en mesurant les spectres de la lumière diffusée dans deux directions d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 23° : une direction en rétrodiffusion d'un faisceau et une autre direction du cône symétrique par rapport à l'axe du cône à la direction d'un faisceau du cône, comme l'illustre la figure 3.10 (b). À nouveau, pour ces tirs, les faisceaux laser n'étaient pas lissés temporellement.

La figure 3.16 illustre les spectres mesurés pour cette configuration quand le cône de faisceaux était constitué de cinq faisceaux de 450J chacun. Plus précisé-

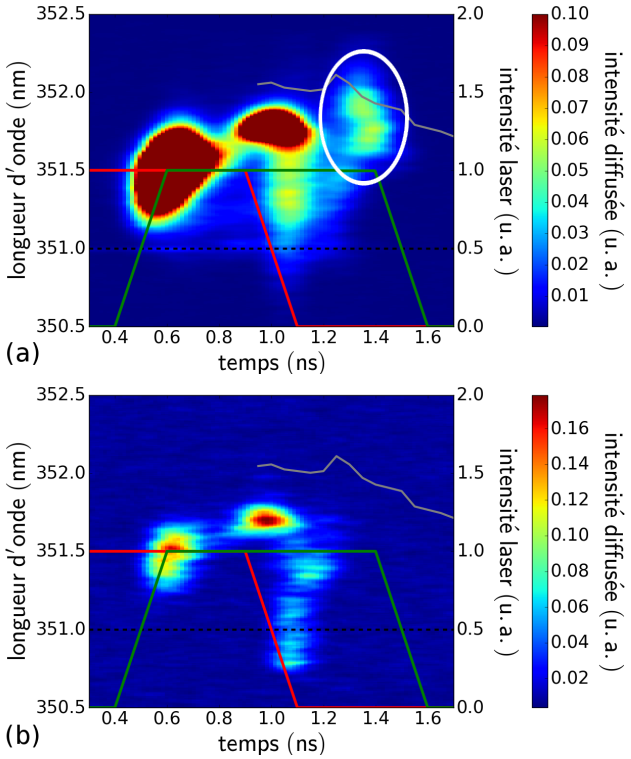


FIGURE 3.14 : Spectres résolus en temps mesurés dans les FABSs pour la première configuration expérimentale : (a) dans le FABS 25 selon l'axe du cône de faisceaux et (b) dans le FABS 30 à 25° de l'axe du cône. Les impulsions des faisceaux de chauffage et d'interaction sont représentées par les courbes rouge et verte respectivement. La courbe grise représente, quant à elle, la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 40° pour les conditions hydrodynamiques déterminées expérimentalement.

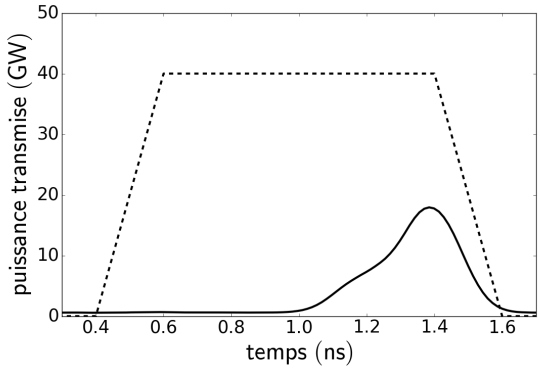


FIGURE 3.15 : Puissance transmise du faisceau #61 à 25° de la normale à la mousse et synchrone avec les faisceaux d'interaction. La courbe en pointillés représente la puissance transmise attendue sans absorption.

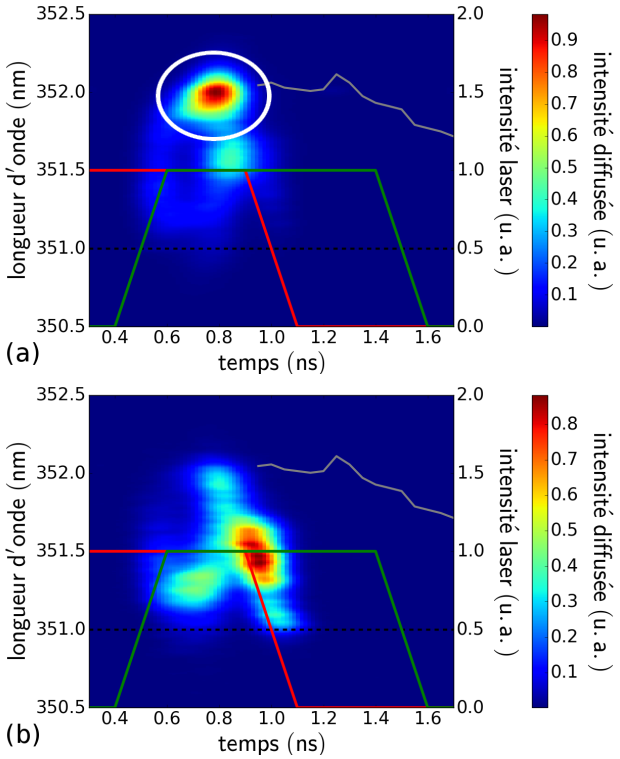


FIGURE 3.16 : Spectres résolus en temps mesurés dans les FABSs pour la seconde configuration expérimentale avec un cône de cinq faisceaux de 450J chacun : (a) dans le FABS 25, direction dans le cône de faisceaux et symétrique par rapport à l'axe du cône à la direction d'un faisceau du cône, et (b) dans le FABS 30, en rétrodiffusion d'un des faisceaux du cône. Les impulsions des faisceaux de chauffage et d'interaction sont représentées par les courbes rouge et verte respectivement. La courbe grise représente, quant à elle, la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 23° pour les conditions hydrodynamiques déterminées expérimentalement.

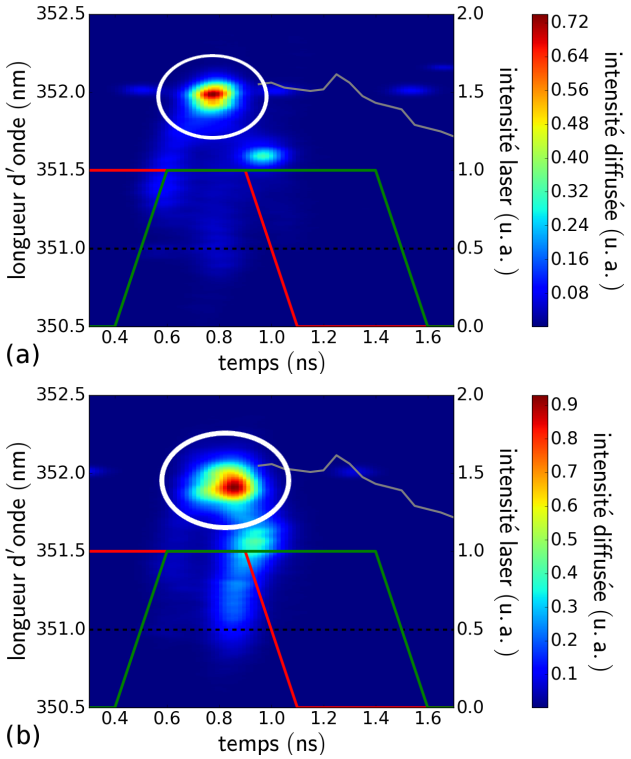


FIGURE 3.17 : Spectres résolus en temps mesurés dans le FABS 25, direction dans le cône de faisceaux et symétrique par rapport à l'axe du cône à la direction d'un faisceau du cône, pour la seconde configuration expérimentale : (a) avec un cône de cinq faisceaux de 270J chacun et (b) avec un cône de trois faisceaux de 450J chacun. Les impulsions des faisceaux de chauffage et d'interaction sont représentées par les courbes rouge et verte respectivement. La courbe grise représente, quant à elle, la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 23° pour les conditions hydrodynamiques déterminées expérimentalement.

ment, la figure 3.16 (a) montre le spectre mesuré dans le cône symétriquement à un faisceau du cône et la figure 3.16 (b) montre le spectre mesuré en rétrodiffusion d'un des faisceaux du cône. Ce second spectre est au moins la superposition du spectre de la figure 3.16 (a) et de la rétrodiffusion du faisceau #30. Il peut avoir d'autres composantes ou des composantes plus fortes s'il y a d'éventuels *seedings*. Les deux principales différences sont un signal dominant autour de 0.8ns à 351.9nm dans le FABS sans la rétrodiffusion d'un faisceau et un signal dominant évoluant de 351.7 à 351.2nm entre 0.9 et 1.1ns dans le FABS avec la rétrodiffusion. Ce second signal, complètement absent du FABS sans rétrodiffusion, peut être attribué à la rétrodiffusion individuelle de chacun des faisceaux le long de leur direction de propagation. Par contre, le premier signal possède la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective d'un cône de faisceaux à 23° pour les conditions hydrodynamiques mesurées expérimentalement.

Pour tester le caractère collectif de cette instabilité Brillouin, nous avons fait varier le nombre de faisceaux dans le cône ainsi que leurs énergies. Ce test a été réalisé avec lissage temporel des faisceaux. Si l'instabilité est collective et dans le cas où tous les faisceaux ont la même intensité, le gain de l'instabilité est proportionnel au facteur $N \times I_{0,b} \propto N \times E_{0,b}$ où N est le nombre de faisceaux constituant le cône, $I_{0,b}$ l'intensité de chacun des faisceaux et $E_{0,b}$ leurs énergies. En modifiant N et $E_{0,b}$ tout en conservant leur produit, l'onde acoustique ionique doit atteindre le même niveau. Par contre, le niveau de diffusion des faisceaux sur cette onde acoustique ionique est proportionnel à l'amplitude de l'onde acoustique ionique fois l'intensité des faisceaux. Ainsi, en diminuant N tout en conservant $N \times E_{0,b}$, le niveau de diffusion de chacun des faisceaux augmente.

La figure 3.17 montre les spectres mesurés dans une direction sans rétrodiffusion du cône de faisceaux pour deux jeux de paramètres laser : (a) avec cinq faisceaux de 270J chacun et (b) avec trois faisceaux de 450J chacun. On s'attendait à un ratio de 1.7 entre les niveaux de signal sur ces deux tirs, étant donné que chacun des faisceaux diffuserait plus d'énergie dans le second cas. Expérimentalement, nous avons mesuré des réflectivités de 0.062% et 0.135% de la puissance incidente pour les cas (a) et (b) respectivement. Nous avons donc observé un ratio de 2.2 entre les deux diffusions en bon accord avec ce que nous attendions. Ainsi, cette instabilité collective avait bien la dépendance attendu d'après les calculs linéaires de gain en fonction du nombre de faisceaux et de leurs énergies respectives.

Un dernier point à souligner à propos de cette instabilité collective est que son niveau était faible devant celui de la rétrodiffusion individuelle de chacun des faisceaux. En effet, pour cinq faisceaux à 450J chacun, nous avons mesuré une réflectivité d'environ 0.18% de la puissance incidente pour l'instabilité collective et une réflectivité d'environ 0.82% pour la rétrodiffusion individuelle de chacun des faisceaux. Cela s'explique éventuellement par un nombre insuffisant de faisceaux pour contrebalancer la localisation spatiale réduite de l'instabilité collective dans le volume de croisement des faisceaux par rapport à la localisation spatiale étendue de l'instabilité de rétrodiffusion usuelle de chacun des faisceaux dans un plasma plutôt homogène.

Ainsi, les deux configurations expérimentales utilisées, avec deux orientations différentes des mousses dans la chambre expérimentale et l'utilisation de faisceaux différents pour le chauffage et l'interaction, nous ont permis d'observer la lumière diffusée dans différentes directions de cônes de faisceaux. La première configuration nous a permis d'étudier la lumière diffusée selon l'axe d'un cône de six faisceaux et de comparer ce spectre à un spectre entre l'axe du cône et les faisceaux. Ces mesures nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective. La seconde configuration nous a permis d'analyser la lumière diffusée selon des faisceaux ou dans une direction symétrique de la direction d'un faisceau au sein d'un cône de trois à cinq faisceaux. Elle nous a permis de mettre en évidence une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective. Nous avons également pu vérifier la dépendance du gain de cette instabilité en fonction du nombre de faisceaux et de leurs énergies respectives. Cette dépendance était en accord avec un calcul linéaire du gain de l'instabilité.

3.2.3 Impact du lissage temporel sur ces instabilités

Forts de l'identification de ces deux types d'instabilités collectives dans les FABSs, nous avons été en mesure d'étudier l'impact du lissage temporel des faisceaux laser sur leurs niveaux. Les tirs ayant permis l'identification des instabilités collectives ont été réalisés sans lissage temporel. La répétition de ces tirs avec SSD a permis d'en étudier l'impact sur les deux types d'instabilités.

Modifications des niveaux des instabilités par le SSD

Dans le cas de l'instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective, nous avons observé une réduction du niveau de l'instabilité avec le SSD. La figure 3.18 illustre les spectres mesurés avec SSD. Globalement, le niveau du signal a été réduit de 30% avec le SSD. Cependant, l'évolution temporelle de sa longueur d'onde était différente. Cela peut indiquer une propagation différente du faisceau dans le plasma avec ou sans SSD. Dans le cas de l'instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective, nous avons mesuré une augmentation du niveau de l'instabilité avec le SSD. La figure 3.19 illustre les spectres mesurés avec SSD. Le niveau du signal attribué à cette instabilité a augmenté de 120%. Le signal était piqué autour de 351.8nm avec SSD et autour de 352.0nm sans SSD pouvant témoigner également d'une propagation différente des faisceaux avec ou sans SSD.

Pour comprendre la différence entre ces deux cas, calculons les gains attendus pour ces deux instabilités. Nous avons effectué les calculs pour les paramètres hydrodynamiques suivants :
• une densité électronique de $0.15 n_c$ au sommet du profil d'après les simulations hydrodynamiques FCI2 [Dautray93] faites par P.-E. Masson-Laborde ;
• une température électronique de 1.8keV estimée à partir de la mesure de la vitesse acoustique ionique au sommet du profil et de l'ordre de 300μm/ns ;
• une longueur de gradient de la vitesse d'expansion de 200μm, estimée à partir des mesures de la vitesse d'expansion du plasma en trois points.
Pour les deux types d'instabilités, les conditions de la *Random Phase Approximation* (RPA, voir partie 1.2.2) sont à la limite d'être remplies :

$$\Delta\omega_1 \sim 2\times10^{12}\mathrm{s}^{-1} \quad\sim\quad \gamma_0 \sim 2\times10^{12}\mathrm{s}^{-1} \tag{3.2.2}$$
$$\Delta\omega_2 \sim 1\times10^{12}\mathrm{s}^{-1} \quad\sim\quad \gamma_0 \sim 2\times10^{12}\mathrm{s}^{-1} \tag{3.2.3}$$
$$\min(\Delta\omega_1,\Delta\omega_2) \sim 1\times10^{12}\mathrm{s}^{-1} \quad\gg\quad \max(\nu_1,\nu_2) \sim 1\times10^{11}\mathrm{s}^{-1} \tag{3.2.4}$$

Par la suite, l'exposant SL (respectivement SP) fera référence à l'instabilité à onde électromagnétique (respectivement onde acoustique ionique) collective, abréviations que nous avons explicitées dans la partie 1.3.3. Pour chacune des instabilités et dans le cas de faisceaux cohérents, les taux de croissance convective valent $q_{SL} \sim 4.0\times10^5\mathrm{m}^{-1}$ et $q_{SP} \sim 4.3\times10^5\mathrm{m}^{-1}$ pour une longueur d'amplification de $L_{Ros} \sim 5\mu$m. Cela donne des gains pour des faisceaux cohérents de $G_{SL} \sim 2.0$ et $G_{SP} \sim 2.2$. Dans le cas de faisceaux incohérents, il est d'usage de prendre comme taux de croissance le minimum entre q et q_{RPA}. Les taux de croissance valent ici $q_{RPA,SL} \sim 5.5\times10^3\mathrm{m}^{-1}$ et $q_{RPA,SP} \sim 4.3\times10^5\mathrm{m}^{-1}$. De plus, comme les faisceaux

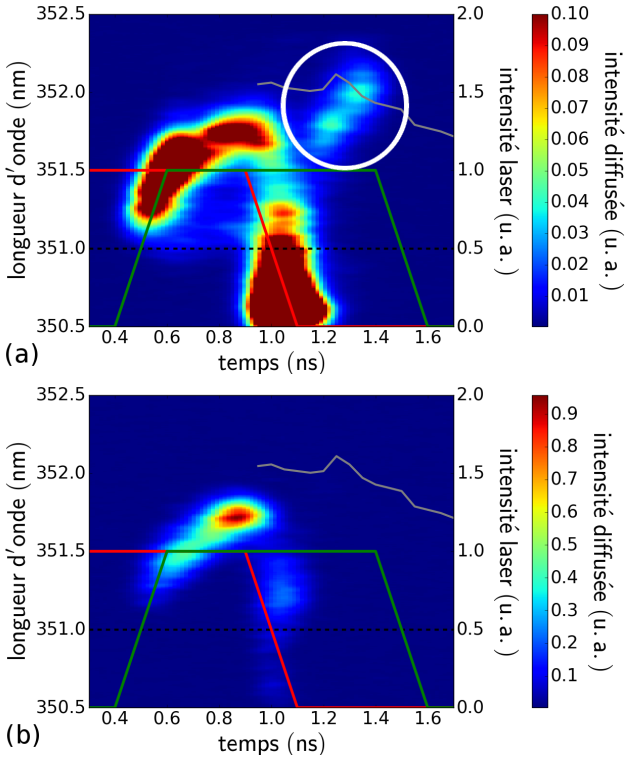


FIGURE 3.18 : Spectres résolus en temps mesurés dans les FABSs pour la première configuration expérimentale avec lissage temporel des faisceaux laser : (a) dans le FABS 25 selon l'axe du cône de faisceaux et (b) dans le FABS 30 à 25° de l'axe du cône. Les impulsions des faisceaux de chauffage et d'interaction sont représentées par les courbes rouge et verte respectivement. La courbe grise représente, quant à elle, la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde électromagnétique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 40° pour les conditions hydrodynamiques déterminées expérimentalement. Ces spectres sont à comparer à ceux de la figure 3.14 .

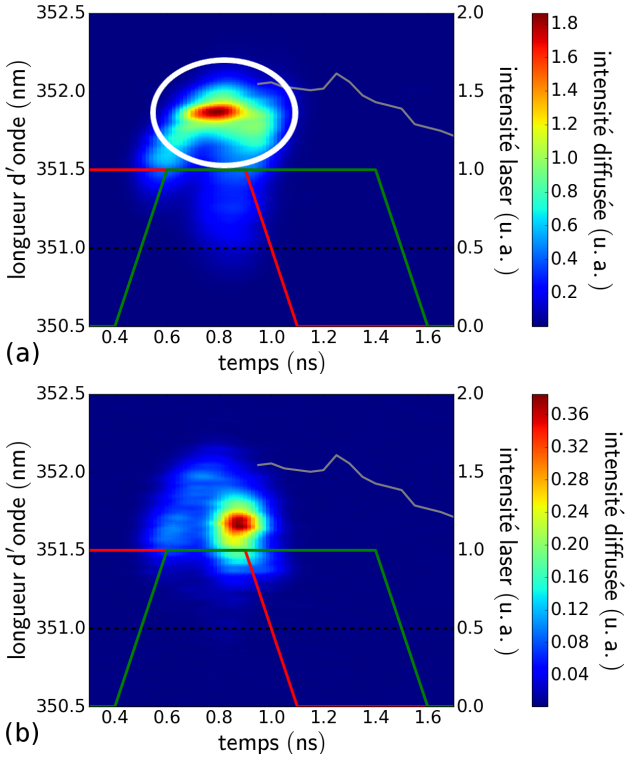


FIGURE 3.19 : Spectres résolus en temps mesurés dans les FABSs pour la seconde configuration expérimentale avec un cône de cinq faisceaux de 450J chacun et lissés temporellement : (a) dans le FABS 25, direction dans le cône de faisceaux et symétrique par rapport à l'axe du cône à la direction d'un faisceau du cône, et (b) dans le FABS 30, en rétrodiffusion d'un des faisceaux du cône. Les impulsions des faisceaux de chauffage et d'interaction sont représentées par les courbes rouge et verte respectivement. La courbe grise représente, quant à elle, la longueur d'onde attendue pour une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective d'un cône de faisceaux de demi-angle au sommet environ 23° pour les conditions hydrodynamiques déterminées expérimentalement. Ces spectres sont à comparer à ceux de la figure 3.16 .

ont une largeur spectrale importante, les instabilités seront résonantes sur une portion plus importante du plasma. Par analogie avec la longueur de Rosenbluth, on peut définir une longueur de cohérence $L_{\Delta\omega_0}$ sous la forme :

$$L_{\Delta\omega_0} \sim \frac{\pi}{|\kappa'|}\max(\frac{\Delta\omega_1}{|\mathbf{V}_1|}, \frac{\Delta\omega_2}{|\mathbf{V}_2|}) \tag{3.2.5}$$

Cette longueur est plus grande que L_{Ros} car $\min(\Delta\omega_1, \Delta\omega_2) \gg \max(\nu_1, \nu_2)$. On trouve, dans les deux cas, $L_{\Delta\omega_0} \sim 45\mu$m. On obtient donc comme gains pour des faisceaux incohérents $G_{RPA,SL} \sim 0.25$ et $G_{RPA,SP} \sim 19$.

Ainsi, on a :

$$G_{RPA,SL} < G_{SL} \tag{3.2.6}$$
$$G_{RPA,SP} > G_{SP} \tag{3.2.7}$$

On s'attendait donc bien à une réduction de l'instabilité à onde électromagnétique collective et à une augmentation de l'instabilité à onde acoustique ionique collective dans nos conditions expérimentales, comme observé expérimentalement.

Limites de cette étude de l'impact du SSD sur les instabilités.

Ainsi, la comparaison de tirs avec et sans lissage temporel des faisceaux nous a permis d'étudier l'impact du SSD sur le niveau des deux instabilités collectives observées précédemment. Nous avons observé l'augmentation de l'instabilité à onde acoustique ionique collective et la réduction de celle à onde électromagnétique collective en utilisant le lissage temporel. Ces résultats sont en adéquation avec ce à quoi on s'attendait avec les calculs de gain en plasma inhomogène et avec des faisceaux incohérents. Cependant, ces calculs ne permettent pas de prédire quantitativement la variation des niveaux des instabilités. Nous avons juste une adéquation dans la tendance. Cette limite est probablement due à une propagation différente des faisceaux dans le plasma en présence ou non de lissage temporel. Par exemple, les faisceaux produisaient moins d'instabilités de rétrodiffusion avec le SSD et les longueurs d'onde des instabilités collectives n'étaient pas parfaitement identiques avec ou sans lissage temporel.

L'étude présentée dans cette partie est intéressante car elle nous a permis de mettre en évidence deux types d'instabilités Brillouin collectives en l'absence d'autres phénomènes comme le *seeding* d'instabilités. Cependant, sa portée reste limitée. Les réflectivités mesurées ne dépassaient pas 0.01% et 0.1% pour les instabilités Brillouin à onde électromagnétique et onde acoustique ionique collectives respectivement, alors que les instabilités Brillouin en rétrodiffusion atteignaient des réflectivités de 1% environ. Le nombre de faisceaux n'était peut-être pas suffisant pour avoir une prépondérance des instabilités Brillouin collectives vis-à-vis d'instabilités monofaisceau pouvant croître sur des distances plus importantes dans des plasmas relativement homogènes.

3.3 Étude en cavité d'attaque indirecte

Dans le cadre d'expériences d'étude de la symétrie d'implosion de la capsule dans une cavité d'attaque indirecte, des mesures de lumières diffusées ont permis de mettre en évidence des diffusions fortes à des longueurs d'onde inattendues pour des instabilités de diffusion mono-faisceau.

Ces expériences consistaient à irradier les parois internes de cavités en or avec trente-quatre faisceaux laser, dix-sept de chaque côté. Seuls treize d'entre eux se croisaient de chaque côté de la cavité. Cette configuration expérimentale a permis de mettre en évidence des instabilités en configuration de croisement de faisceaux grâce aux mesures de spectres résolus en temps dans les FABSs. Fort de la caractérisation expérimentale du plasma par diffusion Thomson, les diffusions observées ont pu être attribuées à différents mécanismes multi-faisceaux.

Nous commencerons cette étude en présentant le dispositif expérimental et la caractérisation du plasma. Nous présenterons ensuite la mesure directe par diffusion Thomson de l'amplification d'une onde acoustique ionique par un mécanisme multi-faisceaux. Pour finir, nous aborderons la mise en évidence d'instabilités Brillouin collectives avec les FABSs.

3.3.1 Géométrie d'irradiation et caractérisation du plasma

Description de la configuration expérimentale

Détaillons pour commencer la configuration expérimentale de cette expérience, c'est-à-dire quelles étaient la cible utilisée et la configuration laser. Un schéma simplifié de cette configuration est représenté sur la figure 3.20 (a). Il est simplifié car il ne représente que la moitié des faisceaux laser utilisés et qu'une portion réduite de la cible.

La cible était typique d'expériences de fusion par confinement inertiel en attaque indirecte. Elle était constituée d'une cavité en or, d'environ 2275μm de long, 1500μm de diamètre central et 900μm de diamètre aux trous d'entrée laser. Les fenêtres de la cavité avaient ce même diamètre. La forme de la cavité était parabolique. Elle était remplie de gaz, typiquement du méthane CH_4 à une pression de 1.0 ou 1.4atm. Au centre de la cavité était disposé un micro-ballon de nature variable. Il pouvait s'agir d'une capsule dont la coquille était constituée d'un matériau ablatif (CH) et remplie d'un mélange de deutérium et d'argon (D_2Ar), mais aussi d'une mousse sphérique de silice. Son diamètre était d'environ 350μm. L'axe de révolution de la cavité était orienté selon l'axe P5-P8 de la chambre d'expérience d'OMEGA.

Les parois internes de cette cavité étaient irradiées par trois cônes de faisceaux de chaque côté de la cavité. Cinq faisceaux à environ 21°, cinq faisceaux à environ 42° et dix faisceaux à 59° auraient pu être utilisés de chaque côté. Cependant, le faisceau #25 étant utilisé à 263.25nm comme sonde Thomson et pour ne pas nuire à des mesures de radiographie de l'implosion de la capsule, seuls quatres faisceaux

à 21°, trois faisceaux à 42° et dix faisceaux à 59° étaient utilisés de chaque côté de la cavité. Plus spécifiquement, du côté P8 de la cavité, les faisceaux utilisés étaient les faisceaux #14, #50, #69 et #18 à 21°, les faisceaux #23, #24 et #57 à 42°, les faisceaux #30, #12, #27, #32, #13, #66, #47, #53, #62 et #45 à 59°.

Tous les faisceaux d'irradiation étaient utilisés à 351nm, étaient synchrones et n'étaient pas lissés temporellement. Ils étaient par contre lissés spatialement et leurs taches focales avaient un diamètre d'environ 300μm à mi-hauteur. Les faisceaux à 21° étaient pointés en dehors de la cavité à 500μm de ses trous d'entrée laser. Les faisceaux à 42° étaient pointés aux centres des trous d'entrée laser. Le pointage des faisceaux à 59° était décalé d'environ 50μm du centre des trous d'entrée laser dans le plan des fenêtres de la cavité. Ce pointage permettait d'obtenir une irradiation symétrique des parois de la cavité, alors que ces faisceaux auraient été regroupés par paire en les pointant aux centres des trous d'entrée laser. Enfin, l'impulsion laser utilisée pour chacun des faisceaux est tracée sur la figure 3.20 (b). Elle était constituée d'une pré-impulsion permettant d'exploser les fenêtres de la cavité et d'une impulsion principale permettant de comprimer la capsule.

En parallèle de l'étude de la performance d'implosion d'une capsule avec une cavité parabolique, cette configuration expérimentale a permis d'étudier l'interaction entre deux cônes de faisceaux laser à l'entrée d'une cavité d'attaque indirecte. Les cônes à 42° et à 59° se croisaient effectivement aux trous d'entrée laser de la cavité. Dans cette thèse, nous présenterons essentiellement l'étude des spectres de la lumière diffusée par la sonde Thomson, ainsi que l'étude des spectres de la lumière diffusée dans les FABSs 25 et 30, à 42° et à 59° de l'axe de la cavité respectivement.

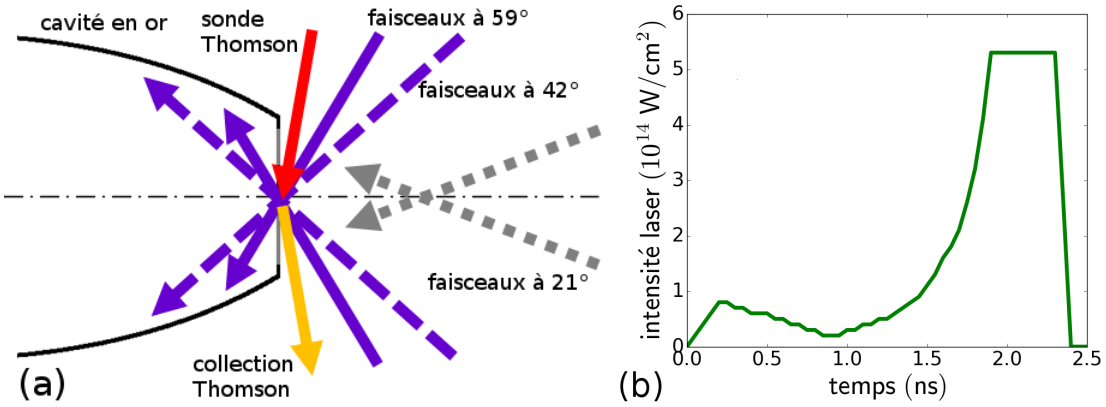


FIGURE 3.20 : (a) Schéma simplifié du dispositif expérimental. Seules la cavité en or et une des fenêtres de la cavité sont représentées pour la cible. Les trois cônes, représentant les dix-sept faisceaux, sont représentés : les faisceaux à 21° (en pointillés gris) se croisant 500μm avant la fenêtre de la cavité, les faisceaux à 42° (en pointillés violets) et ceux à 59° (en trait continu violet) se croisant au trou d'entrée laser de la cavité. La sonde Thomson et la direction de collection du diagnostic de diffusion Thomson sont représentées par les flèches rouge et jaune respectivement. Elles sont à 63° et à 65° de l'axe de la cavité respectivement. (b) Impulsion laser de l'ensemble des faisceaux laser des différents cônes. Ils étaient tous synchrones.

Caractérisation du plasma à un des trous d'entrée laser de la cavité

Présentons à présent la caractérisation expérimentale des conditions hydrodynamiques du plasma à un des trous d'entrée laser et à l'extérieur de la cavité obtenue au moyen des mesures de diffusion Thomson. Cette caractérisation était essentielle pour identifier les processus de diffusion multi-faisceaux observés dans les FABSs. Dans cette étude, seuls les spectres de diffusion par les ondes acoustiques ioniques ont pu être exploités. Les spectres de diffusion par les ondes plasmas électroniques étaient saturés par la diffusion de l'instabilité de décomposition en deux plasmons se produisant au quart de la densité critique au moment de l'explosion des fenêtres de la cavité. Pour cette expérience, la sonde était utilisée à 150J sur les premiers tirs puis à 50J sur les derniers.

Avant de présenter les résultats expérimentaux, faisons quelques remarques pour expliquer comment il est possible de réaliser une analyse visuelle rapide des spectres de diffusion Thomson par les ondes acoustiques ioniques. Notons $\lambda^{\pm}_{\text{diff}}$ les longueurs d'onde des ondes électromagnétiques diffusées selon les équations de conservation de l'énergie $\omega_{\text{diff}} = \omega_{\text{laser}} \pm \omega_{\text{plasma}}$ présentées dans la partie 3.1.2. D'après ces équations et la relation de dispersion des ondes acoustiques ioniques présentée dans la partie 1.1.2, $|\lambda^{+}_{\text{diff}} - \lambda^{-}_{\text{diff}}|$ est proportionnel à c_s, la vitesse acoustique ionique, et donc à $\sqrt{T_e}$. L'effet Doppler modifie aussi les longueurs d'onde des ondes électromagnétiques diffusées. L'écart entre le barycentre des deux pics de diffusion ($[\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}}]/2$) et la longueur d'onde de la sonde, notée λ_{laser}, est proportionnel à u_p, la vitesse d'expansion du plasma. Si $\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} < 2\lambda_{\text{laser}}$, l'expansion du plasma se fait dans la direction de l'onde acoustique ionique définie par la relation de conservation de la quantité de mouvement $\mathbf{k}_{\text{diff}} = \mathbf{k}_{\text{laser}} + \mathbf{k}_{\text{plasma}}$, onde globalement contrapropagative par rapport à la sonde. Sinon elle se fait dans la direction de l'autre onde acoustique ionique définie par $\mathbf{k}_{\text{diff}} = \mathbf{k}_{\text{laser}} - \mathbf{k}_{\text{plasma}}$, onde plutôt copropagative par rapport à la sonde. Enfin, si $|\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} - 2\lambda_{\text{laser}}| > |\lambda^{+}_{\text{diff}} - \lambda^{-}_{\text{diff}}|$, $u_p > c_s$. L'expansion est alors dite supersonique. Sinon, elle est dite subsonique.

La figure 3.21 présente deux spectres typiques obtenus avec ces mesures de diffusion Thomson : (a) à 1500μm et (b) à 1200μm du centre du micro-ballon sur l'axe de la cavité. Ces deux positions correspondaient (a) à 300μm d'un des trous d'entrée laser à l'extérieur de la cavité et (b) à un des trous d'entrée laser de la cavité. On identifie aisément sur ces spectres les deux pics de diffusion par les deux ondes acoustiques ioniques sondées. Sur la figure 3.21 (a), $|\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} - 2\lambda_{\text{laser}}| > |\lambda^{+}_{\text{diff}} - \lambda^{-}_{\text{diff}}|$ à tout instant. L'expansion du plasma à l'extérieur de la cavité était donc supersonique. De plus, $\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} < 2\lambda_{\text{laser}}$, l'expansion éloignait donc le plasma de la cavité. Sur la figure 3.21 (b), initialement $|\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} - 2\lambda_{\text{laser}}| < |\lambda^{+}_{\text{diff}} - \lambda^{-}_{\text{diff}}|$, puis, une fois l'impulsion des faisceaux laser terminée, $|\lambda^{+}_{\text{diff}} + \lambda^{-}_{\text{diff}} - 2\lambda_{\text{laser}}| > |\lambda^{+}_{\text{diff}} - \lambda^{-}_{\text{diff}}|$. Aux trous d'entrée laser de la cavité, l'expansion était donc subsonique pendant l'impulsion laser après quoi elle devenait supersonique. De plus, pendant l'impulsion laser, les pics s'écartaient l'un de l'autre, témoignant du chauffage du plasma. Puis après l'impulsion, ils se rapprochaient, signe du refroidissement du plasma. Un troisième pic de diffusion a été observé sur l'ensemble des spectres Thomson. Il avait pour longueur d'onde environ 263.25nm à tout instant. Nous n'avons pu identifier l'origine de ce signal.

À partir de la connaissance de la géométrie de l'expérience et plus particulière-

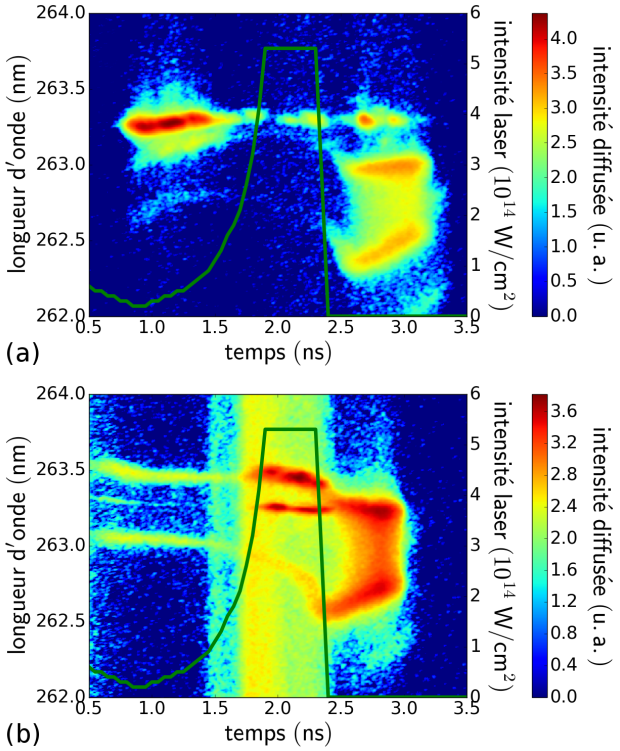


FIGURE 3.21 : Spectres résolus en temps de la lumière diffusée par les ondes acoustiques ioniques dans la direction du diagnostic de diffusion Thomson. Une capsule remplie de D_2Ar se trouvait au centre de la cavité remplie de CH_4 à 1.0atm. La sonde Thomson était pointée en deux points du plasma : (a) à 300μm en dehors de la cavité et sur son axe de révolution avec une énergie de la sonde de 150J et (b) à un des trous d'entrée laser, c'est-à-dire à une des fenêtres de la cavité, sur son axe avec une énergie de la sonde de 50J. L'impulsion de chaque faisceau laser est représentée par la courbe verte. L'échelle de couleur de tous ces spectres est logarithmique.

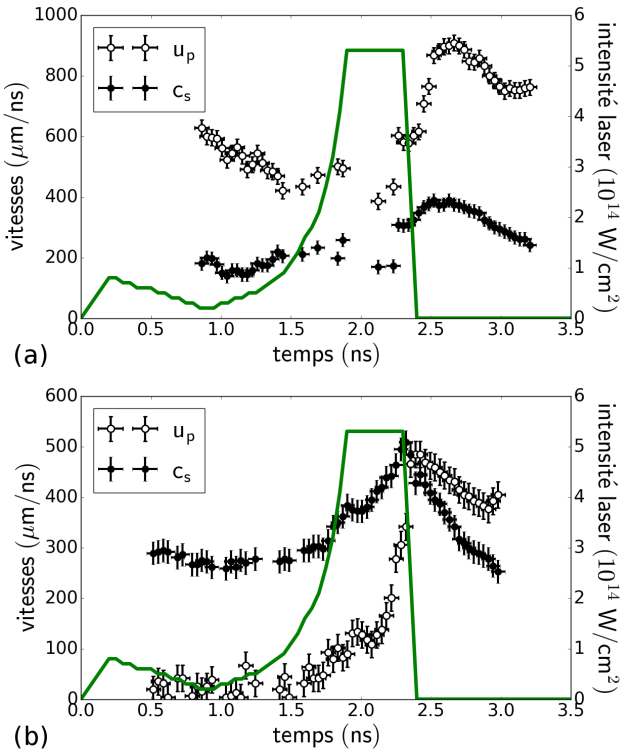


FIGURE 3.22 : Détermination de la vitesse acoustique ionique c_s et de la vitesse d'expansion u_p du plasma en deux points du plasma à partir des spectres de la figure 3.21 : (a) à 300μm en dehors de la cavité et sur son axe de révolution et (b) à un des trous d'entrée laser, c'est-à-dire à une des fenêtres de la cavité, sur son axe. L'impulsion de chaque faisceau laser est représentée par la courbe verte.

ment de la direction de la sonde Thomson et de la collection du diagnostic par rapport à l'axe de la cavité, il a été possible de déterminer l'évolution temporelle de c_s et u_p au trou d'entrée laser de la cavité et à 300μm à l'extérieur de la cavité. Ces grandeurs sont représentées sur les figures 3.22 (a) et (b) pour les deux spectres des figures 3.21 (a) et (b) respectivement. La connaissance de c_s et u_p nous a permis de déterminer les longueurs d'onde attendues pour les différents mécanismes de diffusion Brillouin stimulé. De plus, la caractérisation du plasma en deux points nous a également permis d'estimer les gradients de c_s et u_p à l'entrée de la cavité. Ils nous ont permis de calculer des gains en plasma inhomogène en donnant accès aux longueurs d'amplification de Rosenbluth des différentes instabilités Brillouin.

Cette caractérisation expérimentale était suffisante pour déterminer les grandeurs clefs de l'identification et de la caractérisation des instabilités de diffusion Brillouin stimulée. Cependant, il était également possible de remonter à la température électronique et aux températures des différentes espèces ioniques du plasma grâce aux calculs de la partie 1.1.3. Nous avons choisi de ne pas entrer dans le détail de ces calculs dans ce manuscrit car ils n'apportaient pas d'informations nécessaires à l'étude des instabilités Brillouin en croisement de faisceaux. Par contre, ils ont permis d'observer l'évolution stoechiométrique du plasma au cours du temps avec l'apparition d'ions d'or dans le plasma des trous d'entrée laser au temps tardif de l'impulsion laser.

Enfin, dans cette expérience, les mesures de diffusion Thomson n'étaient pas faussées par la réfraction de la sonde et de la lumière diffusée. En effet, aux temps d'intérêt, c'est-à-dire 1.0ns après le début des faisceaux laser, l'expansion du plasma était sphérique. Cela se détermine en comparant la distance parcourue par le plasma, $\int c_s(t)dt$, aux longueurs caractéristiques du problème, la dimension transverse du plasma de l'ordre de 500μm dans notre cas. L'expansion peut être considérée comme plane si $\int c_s(t)dt$ est très petit devant les longueurs caractéristiques. Ce n'était pas la cas dans cette expérience après 1.0ns.

3.3.2 Une amplification observée par diffusion Thomson

Observation de l'amplification d'un des pics de diffusion Thomson

Les spectres de diffusion par les ondes acoustiques ioniques mesurés dans le diagnostic de diffusion Thomson présentaient une autre caractéristique que nous n'avons pas abordée jusqu'à présent.

Pour l'ensemble des tirs, quand la sonde Thomson était pointée à 300μm de l'entrée de la cavité, le rapport entre les deux pics de diffusion était à tout instant compris entre 0.2 et 5. Par contre, quand la sonde était pointée à un des trous d'entrée laser, l'amplitude du pic de diffusion de plus grande longueur d'onde, c'est-à-dire celui dont l'onde acoustique ionique se dirigeait de l'extérieur vers l'intérieur de la cavité, était vingt à cent fois plus importante que celle du pic de plus petite longueur d'onde au maximum de l'irradiation laser.

Les figures 3.23 (a), (c), (e) présentent trois spectres de diffusion : (a) à 300μm

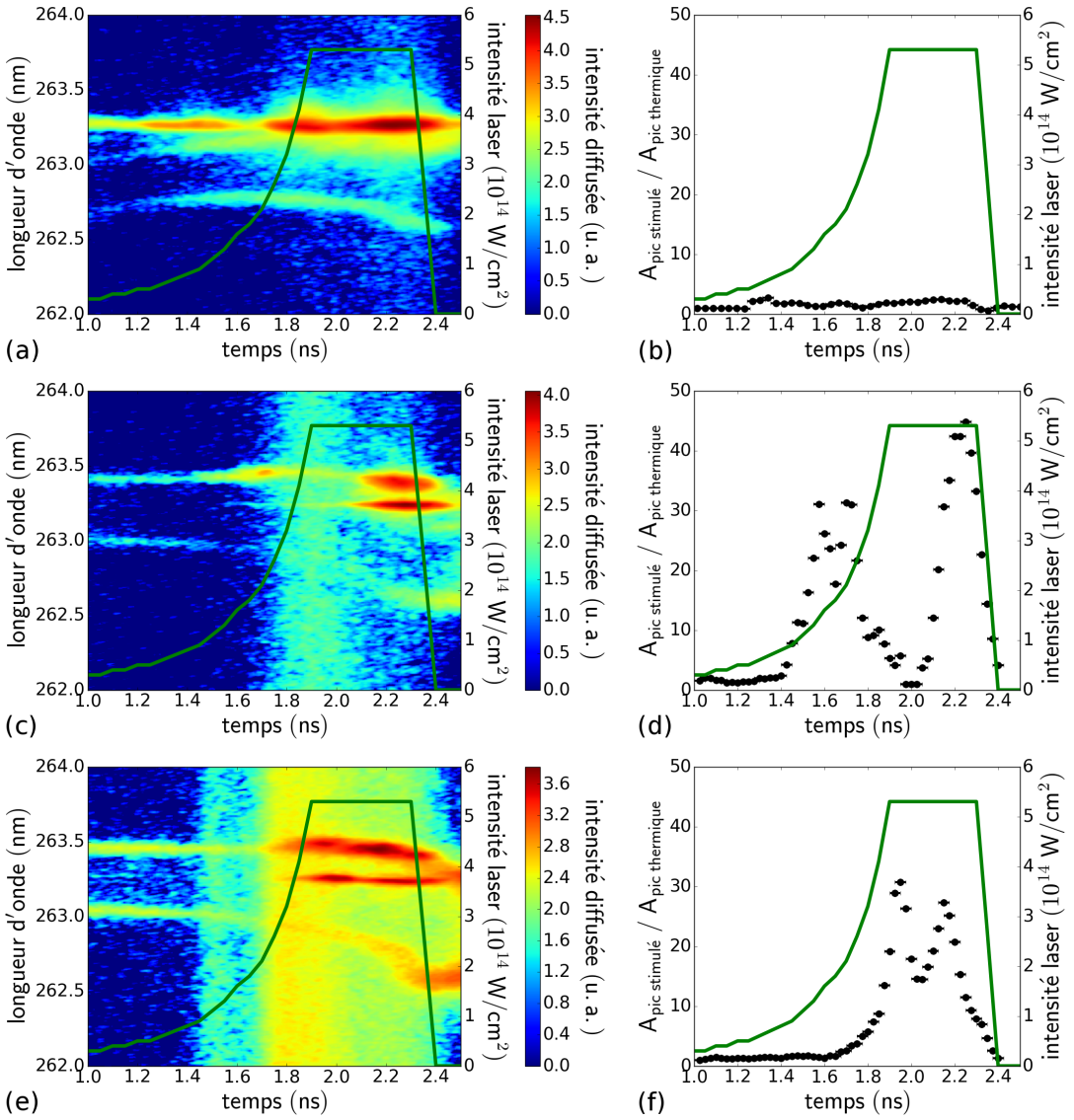


FIGURE 3.23 : (a), (c), (e) Spectres résolus en temps de la lumière diffusée par les ondes acoustiques ioniques dans la direction du diagnotic de diffusion Thomson. La sonde Thomson était focalisée (a) à 300μm d'un des trous d'entrée laser, (c) et (e) à un des trous d'entrée laser alors qu'il y avait différents types de micro-ballons au centre de la cavité. L'échelle de couleur de tous ces spectres est logarithmique. (b), (d), (f) Évolutions du rapport entre les deux pics de diffusion au cours du temps. L'impulsion de chaque faisceau laser est représentée par la courbe verte.

d'un des trous d'entrée laser de la cavité avec une pression de méthane de 1.0atm et une capsule remplie de D_2Ar au coeur de la cavité, (c) à un des trous d'entrée laser de la cavité avec une pression de méthane de 1.4atm et une mousse de silice au coeur de la cavité, (e) à un des trous d'entrée laser de la cavité avec une pression de méthane de 1.0atm et une capsule remplie de D_2Ar au coeur de la cavité. Les figures 3.23 (b), (d), (f) présentent, quant à elles, le rapport entre les amplitudes du pic de plus grande longueur d'onde et celui de plus petite longueur d'onde. Pour l'ensemble des mesures au trou d'entrée laser, ce ratio était compris entre 0.2 et 5 avant 1.2ns. Il croissait ensuite rapidement avec l'augmentation de l'irradiation laser puis redescendait entre 0.2 et 5 après la fin de l'irradiation laser.

L'augmentation de ce rapport entre les amplitudes des deux pics témoignait de l'amplification de l'onde acoustique ionique se propageant vers le centre de la cavité par rapport à la seconde onde acoustique ionique sondée, de direction opposée et supposée au niveau thermique. Différents mécanismes pouvaient être responsables de l'amplification de cette onde acoustique ionique par rapport à son niveau thermique : une instabilité thermique, une instabilité de diffusion Brillouin stimulée ou un battement entre deux ondes électromagnétiques.

Amplification non due à une instabilité thermique

L'amplification par une instabilité thermique a pu être étudiée en considérant l'évolution temporelle de l'amplification et en interpolant les spectres expérimentaux avec les calculs de la partie 1.1.3.

Premièrement, sur la plupart des tirs, l'amplification présentait des maxima ponctuels pendant des temps de l'ordre de 100ps voir même de 50ps. Ces temps étaient plus courts que les temps caractéristiques des variations hydrodynamiques simulés de l'ordre de plusieurs centaines de picosecondes et que le temps caractéristique de variation de la vitesse acoustique ionique estimé à partir de la détermination expérimentale de cette vitesse et de l'ordre de $(\frac{1}{c_s}\frac{\partial c_s}{\partial t})^{-1} \sim 1.6$ns.

Deuxièmement, les calculs de la partie 1.1.3 nous ont permis d'essayer d'interpoler les spectres expérimentaux. Cependant, pour les spectres mesurés à l'entrée de la cavité pendant le maximum de l'impulsion laser, il était impossible d'interpoler les deux pics de diffusion simultanément. Chaque pic pouvait être interpolé séparemment avec des conditions hydrodynamiques très différentes.

Par exemple, pour la mesure présentée sur la figure 3.23 (e), à 2.2ns après le début de l'impulsion laser, des températures de $T_e = 1.7$keV et $T_i = 2.2$keV et une vitesse de dérive des électrons de $v_d = 0.27 v_{the}$ permettent d'interpoler le pic amplifié, tandis que des températures de $T_e = 2.1$keV et $T_i = 1.8$keV et une vitesse de dérive des électrons de $v_d = 0.18 v_{the}$ sont nécessaires pour interpoler le pic non amplifié.

Ces deux arguments nous ont permis de conclure qu'une instabilité thermique n'était pas responsable de cette amplification. Il était donc nécessaire d'étudier les autres phénomènes susceptibles d'amplifier cette onde acoustique ionique et notamment d'identifier les faisceaux laser qui étaient susceptibles de l'amplifier par des instabilités de diffusion Brillouin stimulée.

Repère utilisé pour mener à bien les calculs d'identification

Initialement, nous avions travaillé dans un repère sphérique dont l'axe P5 de l'installation était l'axe Oz. Pour simplifier les calculs et la représentation graphique, nous avons fini par travailler dans un repère équivalent dans lequel chaque point est défini par trois coordonnées $(\alpha, \beta, \mathrm{z})$. La première coordonnée allant de $-\pi/2$ à $\pi/2$ représente l'angle entre l'axe Oz et l'axe Ox du repère cartésien, la deuxième coordonnée allant de $-\pi/2$ à $\pi/2$ représente l'angle entre l'axe Oz et l'axe Oy du repère cartésien, et la troisième coordonnée allant de $-\inf$ à $+\inf$ représente la coordonnée du point sur l'axe Oz du repère cartésien. Ce repère est illustré sur la figure 3.24 (a). Les relations de passage du repère sphérique à ce repère sont :

$$\tan(\alpha) = \cos(\phi)\tan(\theta) \tag{3.3.1}$$

$$\tan(\beta) = \sin(\phi)\tan(\theta) \tag{3.3.2}$$

$$\mathrm{z} = \mathrm{r}.\cos(\theta) \tag{3.3.3}$$

où $(\mathrm{r}, \phi, \theta)$ sont les coordonnées usuelles d'un repère sphérique, r la distance à l'origine, ϕ la longitude et θ la colatitude.

L'un des intérêts de ce repère est par exemple de simplifier le calcul et la représentation du contour d'un cône de faisceaux. En effet, un cône est défini comme l'ensemble des directions $\mathbf{u} = (\alpha, \beta, 1)$ tel que l'angle entre ces directions et l'axe du cône noté $\mathbf{u}_\mathrm{c} = (\alpha_\mathrm{c}, \beta_\mathrm{c}, 1)$ est constant et vaut $\Theta_{1/2}$, le demi-angle au sommet du cône. Le contour d'un cône dans le plan (α, β) est donc défini par l'ensemble :

$$\begin{aligned}\{(\alpha,\beta) \quad / \quad & \mathbf{u}.\mathbf{u}_\mathrm{c} = |\mathbf{u}||\mathbf{u}_\mathrm{c}|\cos(\Theta_{1/2}) \\ & \Leftrightarrow \mathrm{p}^2(1+\tan^2(\alpha)+\tan^2(\beta)) = (1+\mathrm{a}.\tan(\alpha)+\mathrm{b}.\tan(\beta))^2\}\end{aligned} \tag{3.3.4}$$

où $\mathrm{p}^2 = \cos^2(\Theta_{1/2})(1+\tan^2(\alpha_\mathrm{c})+\tan^2(\beta_\mathrm{c}))$, $\mathrm{a} = \tan(\alpha_\mathrm{c})$ et $\mathrm{b} = \tan(\beta_\mathrm{c})$. Cette équation définit une conique pour les variables $\tan(\alpha)$ et $\tan(\beta)$ qu'il suffit de réduire pour représenter le contour d'un cône de demi-angle au sommet $\Theta_{1/2}$ et d'axe $\mathbf{u}_\mathrm{c}$ dans le repère (α, β).

Détermination des faisceaux pouvant être responsables de l'amplification

La première étape de l'identification consistait à calculer le module du vecteur d'onde $\mathbf{k}_2$ de l'onde acoustique ionique de direction $(\alpha_2, \beta_2, 1)$ amplifiée par une instabilité Brillouin à angle pour chacun des faisceaux. Il s'exprime simplement :

$$|\mathbf{k}_2| = 2|\mathbf{k}_0|\cos(\Delta) \tag{3.3.5}$$

où $\mathbf{k}_0$ est le vecteur d'onde des faisceaux laser et Δ l'angle entre $\mathbf{k}_0 = \mathrm{z}_0(\tan(\alpha_0), \tan(\beta_0), 1)$ et $\mathbf{k}_2 = \mathrm{z}_2(\tan(\alpha_2), \tan(\beta_2), 1)$. L'expression de $|\mathbf{k}_2|$ en fonction de $|\mathbf{k}_0|$, α_0, β_0, α_2,β_2 est :

$$|\mathbf{k}_2| = 2|\mathbf{k}_0|\frac{1+\tan(\alpha_0)\tan(\alpha_2)+\tan(\beta_0)\tan(\beta_2)}{(1+\tan^2(\alpha_0)+\tan^2(\beta_0))^{1/2}(1+\tan^2(\alpha_2)+\tan^2(\beta_2))^{1/2}} \tag{3.3.6}$$

Plus précisément, on calculait une valeur maximale et une valeur minimale prises par $|\mathbf{k}_2|$. Cette dispersion de $|\mathbf{k}_2|$ permettait de prendre en compte l'ouverture angulaire

des faisceaux en posant $\alpha_0 = \alpha_0^{(0)} + \Delta\alpha$ et $\beta_0 = \beta_0^{(0)} + \Delta\beta$ avec $(\alpha_0^{(0)}, \beta_0^{(0)})$ la direction de référence du faisceau laser considéré et $\tan^2(\Delta\alpha) + \tan^2(\Delta\beta) < \tan^2(\Delta\theta)$ où $\Delta\theta \sim 4.5°$ est l'ouverture angulaire des faisceaux. Numériquement, nous avons calculé $|\mathbf{k}_2|$ sur l'ensemble :

$$\{(\Delta\alpha, \Delta\beta) \in [-4.5°, +4.5°]^2 \ / \ \tan^2(\Delta\alpha) + \tan^2(\Delta\beta) < \tan^2(\Delta\theta)\} \qquad (3.3.7)$$

pour un pas de 0.5° puis mémorisé sa valeur minimale et sa valeur maximale dans des cartes comme celle présentée sur la figure 3.24 (b) donnant les valeurs maximales de $|\mathbf{k}_2|$ des ondes acoustiques ioniques amplifiées par les instabilités Brillouin du faisceau #62 en fonction des directions de ces ondes acoustiques ioniques (α_2, β_2).

La deuxième étape de l'identification consistait à déterminer les directions et les modules des vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{\text{th}}$ des ondes acoustiques ioniques sondées par diffusion Thomson en fonction de l'ouverture angulaire de la sonde et de la collection. Ce calcul se faisait en résolvant le système :

$$\mathbf{k}_{\text{th}} = \mathbf{k}_{\text{s}} - \mathbf{k}_{\text{d}} \qquad (3.3.8)$$

où $\mathbf{k}_{\text{s}}$ est le vecteur d'onde de la sonde issue de P9 et d'ouverture angulaire $\Delta\theta_{\text{s}} \sim 4.5°$ et $\mathbf{k}_{\text{d}}$ le vecteur d'onde de la lumière diffusée collectée en P7 et d'ouverture angulaire $\Delta\theta_{\text{d}} \sim 2.0°$. Nous avons numériquement résolu ce système sur les ensembles :

$$\{(\Delta\alpha_{\text{s}}, \Delta\beta_{\text{s}}) \in [-4.5°, +4.5°]^2 \ / \ \tan^2(\Delta\alpha_{\text{s}}) + \tan^2(\Delta\beta_{\text{s}}) < \tan^2(\Delta\theta_{\text{s}})\} \qquad (3.3.9)$$

et :

$$\{(\Delta\alpha_{\text{d}}, \Delta\beta_{\text{d}}) \in [-2.0°, +2.0°]^2 \ / \ \tan^2(\Delta\alpha_{\text{d}}) + \tan^2(\Delta\beta_{\text{d}}) < \tan^2(\Delta\theta_{\text{d}})\} \qquad (3.3.10)$$

pour obtenir la valeur maximale et la valeur minimale prises par $|\mathbf{k}_{\text{th}}|$ pour chaque direction $(\alpha_{\text{th}}, \beta_{\text{th}})$ sondée. Ce calcul a été réalisé avec des pas de 0.5°.

La dernière étape de l'identification consistait à comparer, pour chaque direction des ondes acoustiques ioniques sondées par diffusion Thomson, la plage des valeurs des modules des vecteurs d'onde des ondes acoustiques ioniques sondées par diffusion Thomson aux plages des valeurs des modules des vecteurs d'onde des ondes acoustiques ioniques amplifiées par les instabilités Brillouin de chacun des faisceaux. Plus explicitement, si $\min(|\mathbf{k}_2|) < \max(|\mathbf{k}_{\text{th}}|)$ et $\max(|\mathbf{k}_2|) > \min(|\mathbf{k}_{\text{th}}|)$, alors nous savions que le faisceau considéré amplifiait par une instabilité Brillouin l'onde acoustique ionique sondée par diffusion Thomson.

Ainsi, nous avons pu identifier que les faisceaux #12, #23, #57 et #62 pouvaient être simultanément responsables de l'amplification de l'onde acoustique ionique observée expérimentalement par diffusion Thomson par une instabilité Brillouin. Cependant, nous n'avons pu savoir si cette instabilité croissait à partir du bruit ou était *seedée*. En effet, les vecteurs d'onde de l'onde acoustique ionique sondée et des faisceaux #12 et #57 (respectivement #23 et #62) étaient dans un même plan. Les ondes électromagnétiques diffusées par les instabilités de rétrodiffusion Brillouin des faisceaux #12 et #57 (respectivement #23 et #62) produites à l'intérieur de la cavité au niveau des parois en or pouvaient donc servir de germes à cette instabilité collective. Les mesures des spectres de rétrodiffusion avec les FABSs ont montré que

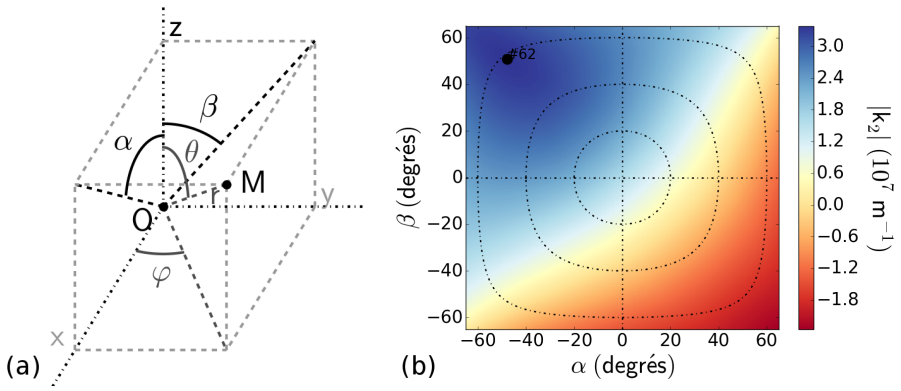


FIGURE 3.24 : (a) Schéma du repère utilisé pour mener à bien les calculs. (b) Carte des modules des vecteurs d'onde des ondes acoustiques ioniques amplifiées par les instabilités Brillouin du faisceau #62 en fonction de l'orientation angulaire de ces vecteurs d'onde dans le repère présenté dans (a). Les différentes courbes en trait mixte noir représentent les cônes à 20°, 40° et 60° de l'axe des cavités.

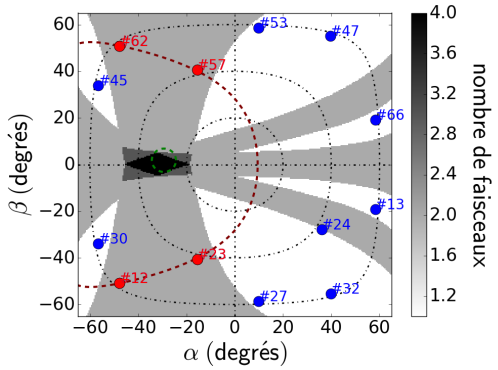


FIGURE 3.25 : Représentation en échelle de gris du nombre de faisceaux parmi les faisceaux #12, #23, #57 et #62 amplifiant collectivement une onde acoustique ionique en fonction de la direction de cette onde acoustique ionique. Les quatre faisceaux d'intérêt sont indiqués en rouge. Les autres faisceaux se croisant au trou d'entrée laser sont indiqués en bleu. La courbe en pointillés rouges représente le contour du cône défini par les quatre faisceaux #12, #23, #57 et #62. La courbe en pointillés verts représente, quant à elle, les directions des ondes acoustiques ioniques sondées par diffusion Thomson. Les différentes courbes en trait mixte noir représentent les cônes à 20°, 40° et 60° de l'axe des cavités.

nous avions quasiment accord de phase entre les ondes électromagnétiques rétro-diffusées et l'onde acoustique ionique sondée par diffusion Thomson. Les travaux de Fernandez *et al.* [Fernandez98] ont montré que cela suffisait pour avoir *seeding*. Nous n'étions donc pas en mesure d'écarter l'hypothèse de *seeding* comme dans les expériences de Seka *et al.* [Seka02]. De plus, la coplanéarité entre l'onde acoustique ionique amplifiée, chaque faisceau et les ondes électromagnétiques diffusées depuis l'intérieur de la cavité par un autre faisceau peut expliquer cette amplification. En effet, le battement entre chaque faisceau et une onde électromagnétique diffusée par un autre faisceau pourrait être responsable de l'amplification sans même *seeder* une instabilité de diffusion Brillouin stimulée.

Pour aller plus loin dans l'identification des instabilités collectives, considérer un ensemble de faisceaux et comparer les valeurs minimales et maximales des vecteurs d'onde des ondes acoustiques ioniques amplifiées par les instabilités Brillouin de ces faisceaux permet d'identifier les directions dans lesquelles les faisceaux sont susceptibles d'amplifier collectivement des ondes acoustiques ioniques par instabilité Brillouin collective. La figure 3.25 illustre ce résultat pour le groupe de faisceaux $\{\#12, \#23, \#57, \#62\}$. L'échelle de gris représente le nombre de faisceaux amplifiant une même onde acoustique ionique dans la direction (α, β). Le cercle en pointillés rouges représente le contour du cône constitué par ces quatre faisceaux déterminé avec la méthode présentée précédemment. On voit sur cette illustration qu'il y a superposition entre les directions des ondes acoustiques ioniques sondées par la diffusion Thomson (pointillés verts) et les directions des ondes acoustiques ioniques amplifiées simultanément par les quatre faisceaux (surface noire).

Ainsi, le diagnostic de diffusion Thomson a mis en évidence l'amplification d'une onde acoustique ionique à un des trous d'entrée laser de la cavité. Malheureusement, nous ne disposions pas de suffisamment d'information pour savoir si cette amplification était due à une instabilité de diffusion Brillouin stimulée ou au battement des faisceaux laser avec des ondes électromagnétiques diffusées depuis l'intérieur de la cavité par d'autres faisceaux. Si elle était due à une instabilité Brillouin, nous ne sommes pas non plus capables de trancher entre une amplification depuis un bruit thermique ou une amplification *seedée* par des ondes électromagnétiques diffusées depuis l'intérieur de la cavité. La distinction entre ces deux points permettrait de savoir si les instabilités collectives ont un niveau significatif même sans *seed*. Même si nous n'avons pas pu apporter de réponse à ces questions pour l'amplification de cette onde acoustique ionique, ce travail nous a permis de développer un calcul géométrique de caractérisation des ondes acoustiques ioniques amplifiées par les instabilités Brillouin collectives de deux faisceaux et plus.

3.3.3 Des instabilités observées avec les FABS

Forts du travail précédent, nous nous sommes demandés s'il était possible d'observer la diffusion d'instabilités Brillouin collectives d'autres cônes de faisceaux

dans les FABSs mesurant, dans cette configuration, la lumière diffusée à 42° et à 59° de l'axe de révolution de la cavité. Cette étude a été motivée par la difficulté d'expliquer toutes les composantes des spectres mesurés sur cette expérience et des expériences réalisées auparavant à partir de calculs linéaires et mono-faisceau des gains d'instabilités Brillouin en post-processeur du code hydrodynamique FCI2 [Dautray93]. Ces calculs de gain sont implémentés dans le code PIRANAH [Masson-Laborde15].

Cônes de faisceaux pouvant générer des instabilités Brillouin collectives

Pour commencer, nous avons identifié les cônes de faisceaux qui étaient susceptibles de générer des instabilités Brillouin collectives engendrant la diffusion de faisceaux des cônes dans un des FABSs.

La première étape de cette identification était de dénombrer l'ensemble des cônes existant à l'entrée des cavités quand tous les faisceaux à 42° et à 59° se croisaient. L'irradiation était constituée de deux cônes de faisceaux dont les axes étaient alignés avec l'axe de la cavité. Cependant, il était possible d'identifier des cônes de faisceaux avec des axes inclinés par rapport à l'axe de la cavité. Pour cette identification, nous pouvions dénombrer l'intégralité des sous-ensembles constitués de 2 à 13 faisceaux puis calculer, à partir de la méthode présentée dans la partie précédente, les directions dans lesquelles ces sous-ensembles de faisceaux amplifiaient collectivement des ondes acoustiques ioniques. Cette méthode aurait pris beaucoup de temps de calcul sachant qu'il y a 8192 sous-ensembles de 2 à 13 faisceaux. Nous avons donc choisi de dégrossir le travail en déterminant quels sous-ensembles de faisceaux définissaient effectivement un cône. Pour cela, nous avons déterminé les coordonnées d'un axe minimisant la dispersion entre ses angles avec chacun des faisceaux de chaque sous-ensemble. Nous avons choisi de conserver uniquement les cônes de dispersion inférieure à 1.5°. Cette méthode permettait de ne conserver que 19 sous-ensembles de faisceaux en éliminant aussi les sous-ensembles inclus dans d'autres sous-ensembles. Enfin, il était possible de classer ces sous-ensembles en familles de cônes. En effet, certains sous-ensembles n'étaient que les symétriques d'autres par des rotations de multiples de $2\pi/5$. Nous avons ainsi isolé 11 familles de cônes. Le tableau 3.2 les récapitule. La configuration laser illustrée par la figure 3.26 permet de localiser la répartition de ces différents cônes de faisceaux.

La seconde étape de l'identification consistait à étudier les directions de diffusion de chacun des faisceaux de ces cônes par l'instabilité Brillouin collective qu'ils généraient. Pour ce faire, nous avons enrichi le calcul des directions dans lesquelles les cônes de faisceaux amplifiaient collectivement des ondes acoustiques ioniques pour qu'il détermine également les directions de diffusion de chacun des faisceaux des cônes par ces ondes acoustiques ioniques amplifiées collectivement. Deux méthodes ont été implémentées. La première déterminait les directions de diffusion en tenant compte de quelle partie de l'ouverture angulaire des faisceaux amplifiait l'onde acoustique ionique. La seconde les calculait sans en tenir compte. Cela surestimait la largeur de diffusion mais permettait de réaliser les calculs en un temps raisonnable. Nous avons choisi de nous intéresser principalement aux cônes à cinq faisceaux ou plus car c'était ceux qui avaient le plus de chance de produire des instabilités d'un niveau suffisant pour en observer la lumière diffusée. La figure 3.27

n. faisceaux	$\Theta_{1/2}$ (°)	θ_{axe}	n. cônes	exemple
10	59°	0°	1	les dix faisceaux à 59°
6	51°	10°	1	#23, #24, #47, #53, #62, #45
5	51°	10°	4	#23, #13, #66, #47, #53
4	23°	37°	1	#59, #47, #53, #57
4	40°	22°	2	#23, #24, #27, #32
4	42°	32°	2	#12, #23, #57, #62
4	47°	12°	2	#30, #12, #24, #57
4	51°	20°	2	#27, #24, #57, #45
4	62°	38°	2	#32, #24, #57, #62
4	65°	26°	1	#23, #24, #57, #62
4	98°	63°	1	#23, #24, #12, #13

TABLEAU 3.2 : Récapitulatif de l'ensemble des familles de cônes à quatre faisceaux et plus. Les demi-angles au sommet des cônes sont notés $\Theta_{1/2}$ et les angles entre les axes des cônes et l'axe de la cavité sont notés θ_{axe}. "n." est l'abréviation de "nombre de". La plupart des familles contient trois cônes. Si les faisceaux #25 et #59 avaient été utilisés pour l'irradiation, la famille à cinq faisceaux viendrait fusionner avec la famille à six faisceaux pour faire une famille de cinq cônes. Pour ce qui est des familles à quatre faisceaux contenant trois cônes, elles contiendraient toutes cinq cônes en présence des faisceaux #25 et #59.

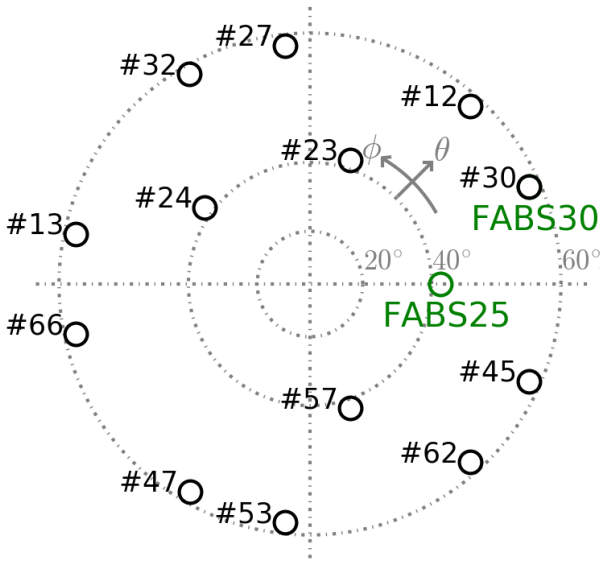


FIGURE 3.26 : Configuration laser vue depuis le port P8 de l'installation. Les directions des faisceaux sont représentées par les cercles noirs et celles des FABSs 25 et 30 par les cercles verts. Les cercles en pointillés gris représentent les cônes de demi-angles au sommet 20, 40 et 60° et d'axes l'axe de révolution de la cavité. Les faisceaux à 21° ne sont pas représentés.

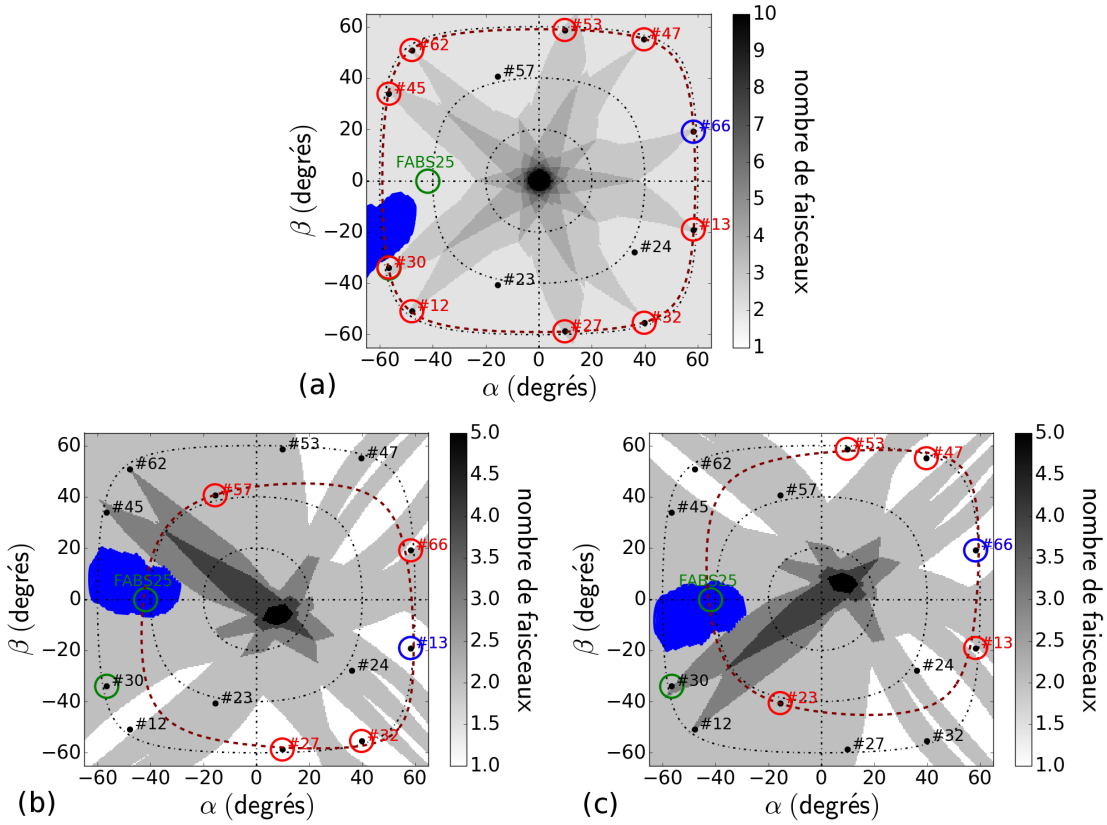


FIGURE 3.27 : Représentation en échelle de gris du nombre de faisceaux amplifiant collectivement une onde acoustique ionique en fonction de sa direction. Les directions principales de l'ensemble des faisceaux sont indiquées par les points noirs. Les ouvertures angulaires des faisceaux d'intérêt sont représentés par les cercles rouges. Leurs numéros sont également écrits en rouge. La courbe en pointillés rouges représente le contour du cône qu'ils définissent. Les cercles verts indiquent les ouvertures angulaires des FABS 25 et 30 (le cercle vert du FABS 30 est caché par l'ouverture angulaire du faisceau #30 sur (a)). Le faisceau dont on étudie la diffusion est écrit en bleu et son ouverture angulaire tracée en bleu. La surface bleue correspond aux directions de diffusion du faisceau sur l'onde acoustique ionique collective. Les différentes courbes en trait mixte représentent les cônes à 20°, 40° et 60° de l'axe de la cavité. (a) (respectivement (b), (c)) représente l'instabilité à dix (respectivement cinq, cinq) faisceaux diffusant le faisceau #66 (respectivement #13, #66) dans le FABS 30 (respectivement 25, 25).

présente les résultats des calculs rapides (seconde méthode) pour trois cônes et la diffusion d'un faisceau de chacun de ces cônes entrant dans l'ouverture angulaire d'un des FABSs : (a) la diffusion du faisceau #66 par l'instabilité à dix faisceaux et (b), (c) les diffusions des faisceaux #66 et #13 par deux instabilités à cinq faisceaux. Ces calculs surestiment la zone de diffusion, mais ils illustrent bien la possibilité de mesurer ces instabilités. Avec le calcul précis (première méthode), ces diffusions rentrent aussi dans les FABSs. La figure 3.28 l'illustre pour la diffusion du faisceau #66 par l'instabilité à dix faisceaux. Ce calcul a été fait dans le repère sphérique dont l'axe P5-P8 de la cavité a pour coordonnées ($\phi = 0,\ \theta = \pi/2$) car ils n'ont pas encore été implémentés dans le repère ($\alpha,\ \beta,$ z). Il permet d'estimer le pourcentage du signal mesuré. Pour ce qui est des instabilités à cinq faisceaux, nous avons estimé que nous mesurions autour de 50% des signaux diffusés, tandis que pour l'instabilité à dix faisceaux, nous en mesurions environ 10%.

Ainsi, à partir de calculs géométriques, nous avons estimé qu'il était probable que nous mesurions la diffusion d'instabilités à cinq faisceaux dans le FABS 25 et la diffusion de l'instabilité à dix faisceaux dans le FABS 30. Nous avons également estimé que nous ne mesurions qu'une fraction réduite de cette instabilité à dix faisceaux. L'étude de la superposition entre l'ouverture angulaire du FABS 30 et la répartition angulaire de la diffusion du faisceau #66, illustrée par la surface rouge sur la figure 3.28 , nous a permis de montrer que nous collections au plus 1/10 de la lumière diffusée. Il était donc nécessaire de multiplier au moins par un facteur 10 l'énergie diffusée mesurée pour être représentatif des pertes d'énergie induites par cette instabilité.

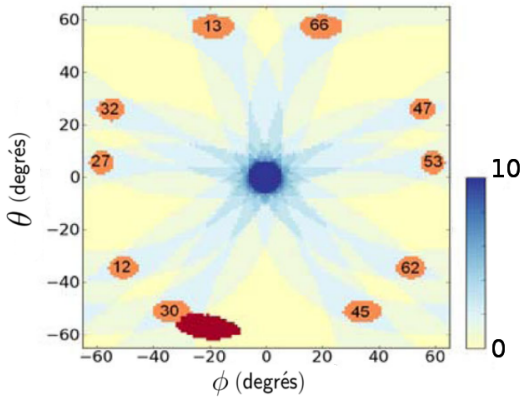


FIGURE 3.28 : Représentation en échelle de bleu du nombre de faisceaux amplifiant collectivement l'onde acoustique ionique dans l'axe de la cavité en fonction de sa direction. Les ouvertures angulaires des faisceaux d'intérêt sont représentés par les surfaces oranges. Leurs numéros sont écrits en noir. La surface rouge représente les directions de diffusion du faisceau #66 sur l'onde acoustique ionique collective.

Observation de l'instabilité à dix faisceaux

Les instabilités susceptibles de diffuser dans les FABSs ayant été identifiées, nous avons analysé les spectres résolus en temps des deux FABSs. La figure 3.29 présente

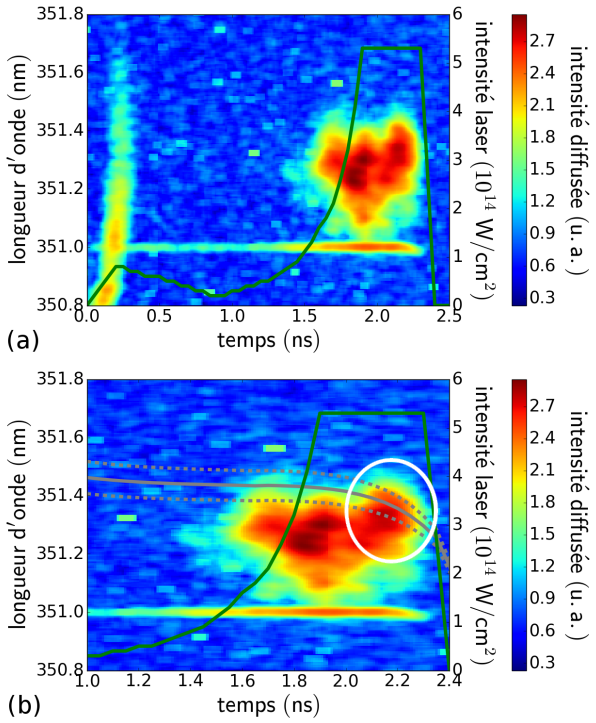


FIGURE 3.29 : Spectre résolu en temps mesuré dans le FABS 30. La ligne continue verte représente l'impulsion laser. (a) Vue d'ensemble du spectre. (b) Zoom sur la portion du spectre entre 1.0 et 2.4ns. La ligne continue grise y représente la longueur d'onde attendue pour l'instabilité collective à dix faisceaux déterminée à partir de la caractérisation expérimentale des vitesses acoustique ionique et d'expansion du plasma. Les courbes en pointillés gris représentent la largeur spectrale attendue à cause de l'ouverture angulaire des faisceaux. L'échelle de couleur de ce spectre est logarithmique.

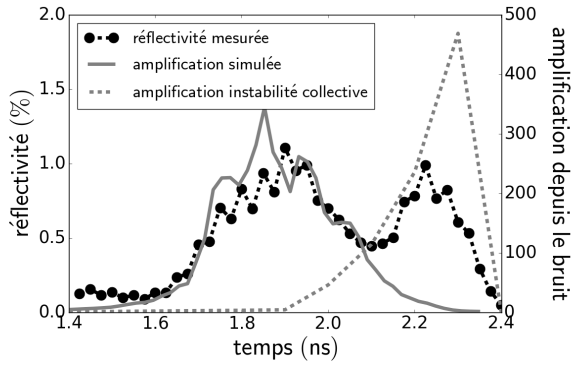


FIGURE 3.30 : Evolution temporelle de la réflectivité mesurée dans le FABS 30 entre 351.1 et 351.5nm (courbe en pointillés noirs). Sont également représentées l'amplification prédite par PIRANAH pour les instabilités mono-faisceau (ligne continue grise) et l'amplification (divisée par 10) attendue d'après les calculs de gain pour l'instabilité collective à dix faisceaux (ligne en pointillés gris).

un exemple de spectre obtenu dans le FABS 30. Lors de ces expériences, le faisceau #25 n'était pas employé. Le FABS 25 ne mesurait donc que les diffusions à angle des autres faisceaux. Dans ce FABS apparaissait seulement un signal similaire à celui observé dans le FABS 30 entre 1.6 et 2.1ns. Dans le FABS 30, ce signal a été attribué à la rétrodiffusion du faisceau #30 depuis le plasma d'or au voisinage des parois de la cavité. Il est bien reproduit par le code PIRANAH [Masson-Laborde15] dont les simulations ont été réalisées par P.-E. Masson-Laborde. Dans le FABS 25, ce même signal a donc pu être attribué aux diffusions à angle depuis les parois de la cavité des faisceaux voisins du faisceau #25 (les faisceaux #30, #23, #57 et #45). Par contre, dans le FABS 30, le signal observé entre 2.1 et 2.4ns n'a pu être attribué à une instabilité de rétrodiffusion.

À partir de la caractérisation expérimentale de c_s et u_p à l'un des trous d'entrée laser et à l'extérieur de la cavité, il a été possible de calculer l'évolution temporelle attendue de la longueur d'onde de la lumière diffusée par les instabilités Brillouin produites au trou d'entrée laser. Cette longueur d'onde dépend essentiellement de l'angle entre les vecteurs d'onde du faisceau laser responsable de la diffusion et de l'onde acoustique ionique amplifiée par l'instabilité. Il était nécessaire d'utiliser les mesures de c_s et u_p à 1200 et 1500μm du centre de la cavité pour estimer ces vitesses à 1138μm du centre de la cavité, point où les faisceaux laser se croisaient. La longueur d'onde attendue pour la lumière diffusée d'un des faisceaux à 59° par l'onde acoustique ionique de l'instabilité collective à dix faisceaux est représentée sur la figure 3.29 (b). La longueur d'onde du signal entre 2.1 et 2.4ns correspondait à la longueur d'onde attendue pour la lumière diffusée par l'instabilité à dix faisceaux. Nous avons donc associé ce signal à la diffusion du faisceau #66 par l'instabilité à dix faisceaux, comme représenté sur les figures 3.27 (a) et 3.28 . Les mesures de calorimétrie du FABS ont également permis de calculer la réflectivité au cours du temps. Cette dernière est d'environ 1% à son maximum. Ainsi, en fin d'impulsion laser, l'instabilité à dix faisceaux diffusait vraisemblablement 10% de la puissance laser des faisceaux à 59° de l'axe de la cavité.

Correspondance temporelle selon les calculs de gains

Nous avons analysé plus finement les signaux du FABS 30 en nous intéressant à leur évolution temporelle. La figure 3.30 représente avec la ligne en pointillés noirs l'évolution temporelle de la réflectivité mesurée dans le FABS 30. Nous avons superposé à cette évolution temporelle les prédictions de PIRANAH (courbe grise continue) et le calcul de l'amplification attendue pour l'instabilité à dix faisceaux (courbe grise en pointillés)

Le code PIRANAH calcule des gains linéaires d'instabilités mono-faisceau. Nous avons représenté ces prédictions en prenant l'exponentielle du double de ce gain pour exprimer l'amplification attendue de l'onde acoustique ionique par les instabilités mono-faisceau. Quant à l'amplification attendue pour l'instabilité à dix faisceaux, nous avons calculé son facteur d'amplification à partir des calculs des parties 1.2.1 et 1.3.3 et sa longueur d'amplification de Rosenbluth à partir des calculs de la partie 1.2.2 et de la caractérisation expérimentale des gradients de c_s et u_p. L'amplification collective attendue de l'onde acoustique ionique a été simplement obtenue en prenant l'exponentielle du double du produit du facteur d'amplification et de la longueur de

Rosenbluth. Cette amplification a été divisée par un facteur 10 sur la figure 3.30 pour être à la même échelle que l'amplification calculée avec PIRANAH. Il apparait clairement une correspondance temporelle entre l'amplification d'instabilités mono-faisceau prédite par PIRANAH et le signal que nous avons attribué à la rétrodiffusion du faisceau #30 depuis les parois de la cavité. Il y a également une correspondance temporelle entre l'amplification calculée de l'instabilité à dix faisceaux et le second signal observé dans le FABS 30 et attribué à la diffusion du faisceau #66 par l'instabilité à dix faisceaux. Ces observations nous ont conforté dans notre interprétation.

Lors de cette expérience, le signal attribué à l'instabilité collective à dix faisceaux a été observé sur quasiment tous les tirs. Son niveau était variable avec une réflectivité mesurée entre 0.5 et 1.5% sans appliquer de coefficient correctif. Ces variations peuvent être attribuées aux variations des conditions plasma à l'entrée de la cavité en raison de la modification de la pression du gaz à l'intérieur de la cavité ou à la modification de la nature de la capsule au centre de la cavité. Cependant, nous n'avons pas été en mesure de relier ces variations aux modifications des conditions expérimentales.

Instabilités collectives sur d'autres expériences en attaque indirecte

En utilisant ce travail d'identification, nous avons également pu travailler sur d'autres expériences identiques à quelques différences près :
- le faisceau #25 était employé ;
- tous les faisceaux étaient lissés temporellement ;
- le pointage des faisceaux à 59° n'était pas décalé de 50μm.

Lors de ces expériences, des signaux ont pu être attribués à des instabilités à six faisceaux dont les diffusions ont été représentées sur les figures 3.27 (b) et (c). La figure 3.31 montre un spectre résolu en temps mesuré dans le FABS 25 et typique de ces expériences. On y a identifié un premier signal dû à la rétrodiffusion du faisceau #25 et un second signal dont la longueur d'onde correspond à celle attendue pour la lumière diffusée par les instabilités à six faisceaux.

Sans le décalage du pointage des faisceaux à 59°, ces faisceaux se croisaient tous au centre des trous d'entrée laser. Dans ces conditions, la diffusion mesurée était plutôt de 2 à 5%, témoignant de pertes supérieures à 20% en fin d'impulsion des faisceaux. En outre, le signal était beaucoup plus étroit spectralement. Cela indique la localisation spatiale réduite de l'origine de la diffusion comme la localisation spatiale réduite de l'intersection des faisceaux à 59°. Pour l'expérience présentée précédemment, la localisation spatiale d'intersections à huit et neuf faisceaux était nettement plus grande en raison du dépointage de faisceaux. Cela était vraisemblablement la cause du signal plus large spectralement.

Ainsi, nous avons mis en évidence l'existence d'instabilités collectives aux trous d'entrée laser de la cavité. L'une d'elles était engendré par le cône de dix faisceaux à 59° de l'axe de la cavité. Sa compréhension et sa prise en compte dans les simulations sont critiques car elle diffusait plus de 10% de la puissance laser pendant environ 0.2ns à la fin de l'irradiation. Dans d'autres expériences, cette diffusion

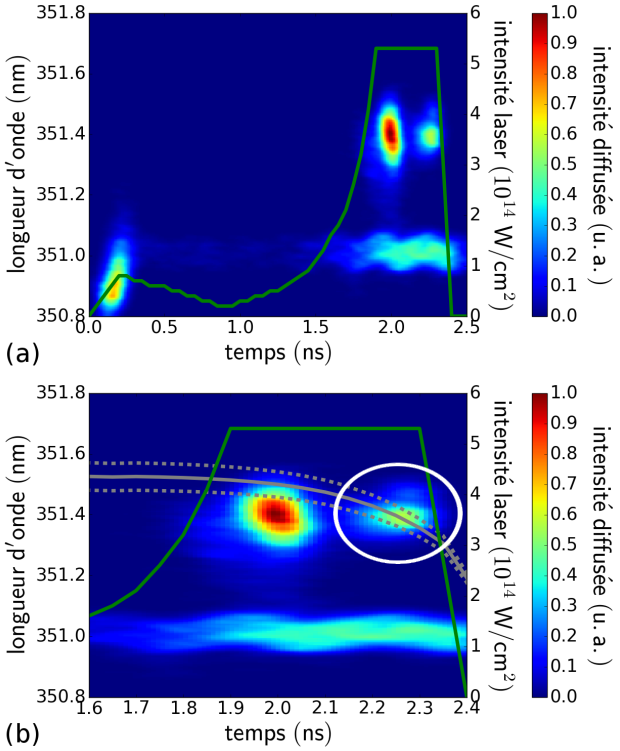


FIGURE 3.31 : Spectre résolu en temps mesuré dans le FABS 25. La ligne continue verte représente l'impulsion laser. (a) Vue d'ensemble du spectre. (b) Zoom sur la portion du spectre entre 1.6 et 2.4ns. La ligne continue grise y représente la longueur d'onde attendue pour les instabilités collectives à six faisceaux déterminée à partir de la caractérisation expérimentale des vitesses acoustique ionique et d'expansion du plasma. Les courbes en pointillés gris représentent la largeur spectrale attendue en raison de l'ouverture angulaire des faisceaux. L'échelle de couleur de ce spectre est linéaire. Le premier signal en temps est dû à la rétrodiffusion du faisceau #25 dans le FABS depuis la paroi d'or de la cavité, tandis que le second signal peut être attribué à des instabilités collectives à 6 faisceaux produites au trou d'entrée laser.

semblerait même avoir atteint des niveaux de l'ordre de 50%. Elle pourrait donc être responsable d'une réduction importante du chauffage de la cavité. Au cours d'autres expériences, des variations sur l'utilisation ou non de lissage temporel ont été réalisées. Elles semblent montrer que le SSD permettrait de nettement réduire cette instabilité collective à dix faisceaux. Ce travail est en cours et est principalement réalisé par S. Depierreux.

Conclusions et Perspectives

Tout au long de cette thèse, nous avons étudié les effets multi-faisceaux des instabilités de diffusion Brillouin stimulée quand des faisceaux laser se croisaient dans des plasmas. Ces études expérimentales ont été menées principalement sur deux installations laser, l'installation LULI2000 au LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau, France) et l'installation OMEGA au LLE (*Laboratory for Laser Energetics*, Rochester, États-Unis).

La première installation nous a permis d'étudier le transfert d'énergie entre faisceaux croisés en disposant de deux faisceaux laser de durée d'impulsion nanoseconde et d'un faisceau laser de durée d'impulsion picoseconde. Sa flexibilité nous a permis d'installer et d'utiliser de nombreux diagnostics en transmission d'un des faisceaux nanosecondes et du faisceau picoseconde et en rétrodiffusion du faisceau picoseconde. La seconde installation nous a permis, quant à elle, de mettre en évidence les instabilités Brillouin à ondes électromagnétiques et ondes acoustiques ioniques collectives. Les nombreuses configurations expérimentales réalisables à partir de soixante faisceaux laser et les diagnostics de lumière diffusée ont été utiles pour étudier les instabilités collectives non seulement en géométrie plane et ouverte mais aussi lors d'expériences d'attaque indirecte.

Parmi les résultats les plus marquants décrits dans le corps de cette thèse, on peut citer :

• la mesure de la durée du régime transitoire du transfert d'énergie et l'apparition de points chauds de hautes intensités dans ce régime ;

• l'apparition d'une grande dispersion de la polarisation des points chauds du faisceau recevant de l'énergie ;

• l'importance de traiter la modification des conditions hydrodynamiques des plasmas par la propagation de faisceaux lissés spatialement ;

• la mise en évidence d'instabilités Brillouin à onde acoustique ionique ou onde électromagnétique collective en l'absence de *seeding* ;

• la validation de la dépendance en fonction du nombre et de l'intensité des faisceaux du gain des instabilités Brillouin collectives ;

• la mise en évidence d'instabilités Brillouin à onde acoustique ionique collective aux trous d'entrée laser de cavités d'attaque indirecte.

Très récemment, nous avons également pu montrer l'importance de prendre en compte l'autofocalisation de faisceaux lissés spatialement pour modéliser le transfert d'énergie. Cela est décrit à la suite et non dans le corps de la thèse.

Le transfert d'énergie étudié sur l'installation LULI2000

L'installation LULI2000 nous a permis de développer une plateforme d'étude du transfert d'énergie entre faisceaux croisés avec deux faisceaux nanosecondes et un faisceau picoseconde. Le but était d'explorer expérimentalement les limites des modèles qui, pour la plupart, négligent le régime transitoire du transfert d'énergie et approximent les distributions d'intensité des faisceaux laser par des distributions moyennes (gaussiennes, hyper-gaussiennes) sans point chaud.

Grâce à un diagnostic d'imagerie à haute résolution spatiale et à un pointage original d'un des faisceaux nanosecondes dans la hauteur du faisceau picoseconde, nous avons été en mesure de quantifier le transfert d'énergie d'un faisceau nanoseconde vers un faisceau picoseconde dans un plasma préformé par le second faisceau nanoseconde. Modifier la durée d'impulsion du faisceau picoseconde entre 1 et 12ps nous a donné accès à la dynamique du transfert d'énergie. Son régime transitoire, d'une durée inférieure à 5ps, est en accord avec un modèle analytique de la réponse temporelle du transfert d'énergie [Mounaix93, McKinstrie96]. Les premières simulations de notre configuration expérimentale avec le code bidimensionnel résolu en temps HARMONY [Myatt01, Hüller06] sont également en accord avec ce résultat.

L'utilisation du diagnostic d'imagerie nous a également permis d'observer les modifications de la fine structure spatiale de l'intensité des faisceaux lissés par lame de phase dans les régimes transitoire et stationnaire du transfert d'énergie. Plus particulièrement, nous avons étudié les modifications de la distribution en intensité des points chauds des faisceaux. Dans le régime stationnaire du transfert d'énergie, malgré l'augmentation de l'intensité moyenne du faisceau picoseconde, nous avons observé la conservation de la distribution en intensité de ses points chauds. Par contre, dans le régime transitoire du transfert d'énergie, nous avons observé la génération de points chauds de très haute intensité. L'apparition de ces points chauds très intenses a été reproduite par le code HARMONY. Ils pourraient profondément modifier l'interaction des faisceaux laser avec les plasmas après la zone de croisement des faisceaux. Ils pourraient notamment augmenter les instabilités de rétrodiffusion Raman stimulée des faisceaux [Yin12, Yin13]. Cet effet pourrait être étudié en corrélant des diagnostics d'imagerie en transmission à des diagnostics d'imagerie en rétrodiffusion des faisceaux laser.

Récemment, nous avons observé une autre raison importante pour prendre en compte la structure de points chauds des faisceaux laser lors de la modélisation du transfert d'énergie. Au cours d'une expérience réalisée en mars 2017, nous avons observé que le transfert d'énergie dépendait plus fortement des intensités des faisceaux laser que ce que nous avons présenté dans la partie 2.2.1 de cette thèse. La figure 1 présente (a) les mesures expérimentales de la puissance moyenne transférée en fonction de l'intensité du faisceau picoseconde, (b) les valeurs moyennes du coefficient de couplage β (noté α dans la partie 2.2.1) calculées le long de la direction transverse x_p de la tache focale du faisceau picoseconde et la valeur théorique attendue pour ce coefficient [Igumenshchev12], (c) les déviations pour $\beta < \langle\beta\rangle$ et $\beta > \langle\beta\rangle$, avec $\langle\beta\rangle$ la valeur moyenne du coefficient de couplage, le long de la direction x_p. La figure 1 (b) montre que, dans un régime de faible intensité où l'autofocalisation n'était pas importante ($I_{pico,0} < 3 \times 10^{14} W.cm^{-2}$), le coefficient de couplage théorique coïncidait avec nos mesures expérimentales. Dans un régime de plus forte intensité ($I_{pico,0}$ entre

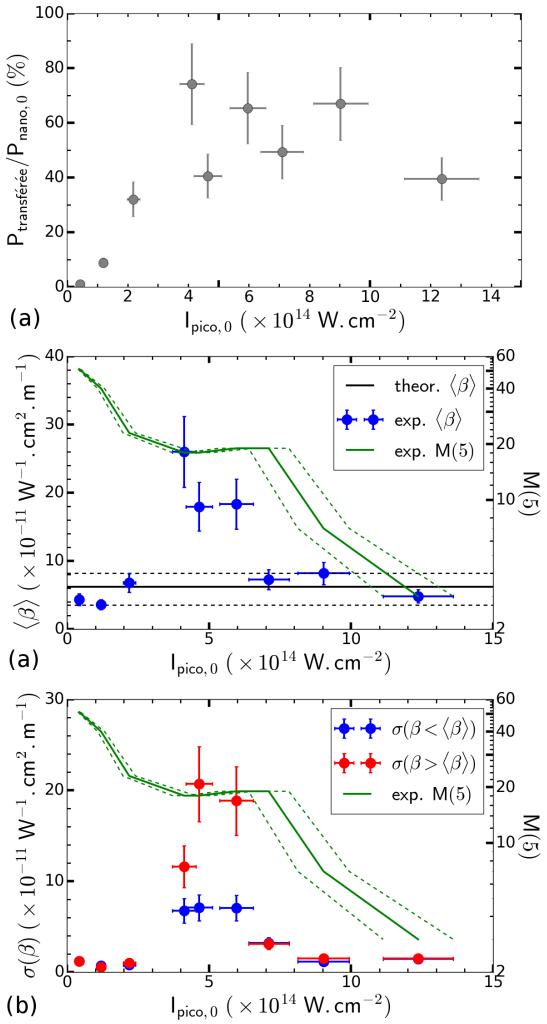


Figure 1 : (a) Puissance transférée moyenne rapportée à la puissance incidente du faisceau nanoseconde en fonction de l'intensité incidente du faisceau picoseconde. Ces mesures expérimentales ont été obtenues en mars 2017 à la résonance du transfert d'énergie pour une durée d'impulsion du faisceau picoseconde de 15ps et pour de nombreuses valeurs de l'intensité du faisceau nanoseconde allant de 0.7 ± 0.1 à $1.3 \pm 1 \times 10^{14}$W.cm^{-2}. (b) Moyenne du coefficient de couplage β du transfert d'énergie le long de la direction x_p de la tache focale du faisceau picoseconde pour les mesures expérimentales présentées en (a) (points bleus). Le coefficient de couplage théorique [Igumenshchev12] a été calculé à la résonance pour $n_e = (0.06 \pm 0.02)n_c$ et $T_e = 0.7 \pm 0.4$keV (ligne noire). L'abondance de points chauds avec au moins 5 fois l'intensité moyenne, notée M(5), est illustrée par la ligne verte et a été déterminée expérimentalement dans la partie de la tache focale sans transfert d'énergie pour chaque tir. Elle donne une indication sur l'autofocalisation des points chauds et le lissage plasma au sein de la tache focale. (c) Déviation du coefficient de couplage β du transfert d'énergie le long de la direction x_p de la tache focale du faisceau picoseconde pour $\beta > \langle\beta\rangle$ (respectivement $\beta < \langle\beta\rangle$), représentée par les points rouges (respectivement les points bleus). M(5) est illustrée par la ligne verte.

3×10^{14}W.cm^{-2} et $6 - 7 \times 10^{14}$W.cm^{-2}), où l'autofocalisation des points chauds du faisceau picoseconde commençait à se produire d'après notre observation de sa tache focale, le coefficient théorique sous-estimait nettement le couplage observé. Enfin, dans un régime de très forte intensité (7×10^{14}W.cm$^{-2} < \mathrm{I}_{\mathrm{pico},0}$), où le lissage plasma devenait important, le transfert diminuait à nouveau et se rapprochait de la valeur attendue théoriquement. La figure 1 (c), quant à elle, montre que, dans le régime dominé par l'aufocalisation et en certains points seulement de la tache focale, le couplage était extrêmement plus important que le couplage théorique. Ce résultat est en accord avec des simulations réalisées avec le code HARMONY [Hüller09, Raj17]. Il montre l'importance de modéliser, conjointement au transfert d'énergie, non seulement les distributions en intensité des faisceaux mais aussi l'autofocalisation des faisceaux pour bien reproduire les mesures expérimentales.

L'amélioration du diagnostic d'imagerie pour résoudre spatialement la polarisation du faisceau picoseconde dans sa tache focale nous a également permis d'étudier l'impact du transfert d'énergie sur la polarisation des faisceaux. Nous avons ainsi mis en évidence une modification avec une grande dispersion de la polarisation des points chauds du faisceau picoseconde. Cette dispersion était simplement due au lissage spatial du faisceau nanoseconde. Nous avons vérifié que cette modification complexe de la polarisation des points chauds ne remettait pas en question la conservation de leur distribution en intensité par le transfert d'énergie. Elle induisait seulement un réordonnement des points chauds dans la distribution. En outre, les moyennes des modifications individuelles des polarisations des points chauds étaient faibles mais en accord avec un modèle analytique du changement de polarisation induit par le transfert d'énergie [Michel14]. Elles étaient faibles simplement parce que les polarisations incidentes des deux faisceaux étaient proches. Ainsi, le modèle analytique s'appuyant sur les bases de Jones semble suffire pour traiter le changement de polarisation par le transfert d'énergie. Pour compléter cette étude d'un point de vue fondamental, il serait intéressant d'améliorer le diagnostic en utilisant quatre caméras et un jeu de polariseurs et de lames à retard pour déterminer complètement l'état de polarisation de la lumière après le transfert d'énergie : le degré de dépolarisation, l'orientation de l'axe principal et l'ellipticité de la polarisation.

Enfin, notre plateforme expérimentale nous a permis d'aller plus loin dans l'étude du transfert d'énergie et d'étudier la superposition de plus de deux faisceaux laser dans un plasma. Nous avons pu croiser trois faisceaux dans un plasma préformé en superposant les faisceaux nanoseconde et picoseconde avant la fin du second faisceau nanoseconde qui créait le plasma. Nous avons ainsi mis en évidence l'inhibition d'un transfert d'énergie par la propagation d'un troisième faisceau dans le volume de croisement de deux faisceaux. Cet effet essentiellement dû à la modification du plasma par la propagation du troisième faisceau montre la nécessité de prendre en compte, dans les simulations, les modifications fines du plasma par la propagation des faisceaux. Nous avons avec cette configuration atteint les limites de l'installation sur le nombre de faisceaux à superposer. Pour superposer un plus grand nombre de faisceaux et étudier éventuellement le chauffage du plasma par le dépôt d'énergie de nombreuses ondes de battement [Michel12b, Michel13], il conviendrait de développer une nouvelle plateforme expérimentale sur une autre installation.

Nos résultats expérimentaux nous permettent de mieux appréhender le transfert

d'énergie dans les expériences de fusion thermonucléaire par confinement inertiel laser. Que ce soit en attaque directe ou indirecte, les simulations nécessitent des ajustements pour reproduire les taux de transfert observés expérimentalement. D'un côté, dans les expériences d'attaque directe, le transfert d'énergie se produit alors que peu de faisceaux se croisent et il est sous-estimé par les modèles [Davis16]. Or, nous avons observé expérimentalement que, quand deux faisceaux laser se croisent, l'interaction entre le transfert d'énergie et l'autofocalisation des faisceaux laser augmente le transfert d'énergie entre les faisceaux. Ainsi, pour correctement modéliser les expériences d'attaque directe, il est essentiel que les simulations modélisent les distributions en intensité des faisceaux laser lissés par lame de phase et leurs modifications par l'interaction des faisceaux avec le plasma. D'un autre côté, dans les expériences d'attaque indirecte, il est nécessaire de limiter les amplitudes des ondes de battement pour reproduire les résultats expérimentaux [Michel11]. Or, nous avons vu expérimentalement que la propagation d'un faisceau laser dans le volume de croisement de deux autres faisceaux suffit à perturber suffisamment le plasma pour diminuer le transfert d'énergie sur des temps hydrodynamiques. Ainsi, pour reproduire les expériences d'attaque indirecte où tous les faisceaux se croisent au niveau des trous d'entrée laser de la cavité, les simulations doivent intégrer la modification du plasma par la propagation des faisceaux et l'impact de ces modifications sur l'ensemble des faisceaux et des processus de diffusion.

Au CEA, ces différents effets sont modélisés dans le code HERA [Loiseau06]. Ce code peut modéliser la distribution en intensité des faisceaux, leurs autofocalisations, l'impact d'un faisceau laser sur le plasma. Cependant, il convient de l'adapter pour s'intéresser plus largement au problème du transfert d'énergie. Sa principale limitation est l'approximation paraxiale qui ne permet pas de simuler des configurations expérimentales avec des angles trop grands, c'est-à-dire de plus de 30°, entre les directions de propagation des faisceaux.

Les instabilités Brillouin collectives étudiées sur l'installation OMEGA

Les soixante faisceaux laser de l'installation OMEGA nous ont permis de définir des configurations expérimentales propices à l'observation et à l'étude des instabilités collectives. Ces études ont été motivées par l'observation au début de la thèse de la diffusion d'une fraction importante de la puissance laser au niveau des trous d'entrée laser d'une cavité d'attaque indirecte lors d'une expérience sur OMEGA. Cette observation correspond à l'étude présentée dans la partie 3.3.3. Nous voulions alors les observer dans des configurations dédiées à leur étude.

En alignant les diagnostics de lumière diffusée selon des axes de symétrie de configurations laser ou selon les axes de faisceaux inclus dans des cônes de faisceaux, il a été possible de mettre en évidence la génération d'instabilités collectives dans des plasmas caractérisés précisément par diffusion Thomson. Nous avons notamment mis en évidence des instabilités de diffusion Brillouin stimulée à onde acoustique ionique collective et à onde électromagnétique collective en les identifiant par leurs longueurs d'onde. De par l'utilisation de plasmas sous-denses, ces instabilités croissaient depuis le bruit thermique, c'est-à-dire sans *seeding*, contrairement aux expériences passées [Baldis96, Seka02]. Ces instabilités diffusaient des fractions faibles de la puissance laser incidente en dehors du plasma, à savoir environ 0.2% pour

l'instabilité à onde acoustique ionique collective produite par 5 faisceaux à 40° et environ 0.02% pour l'instabilité à onde électromagnétique collective produite par 6 faisceaux à 23° dans des plasmas de densité électronique de l'ordre de 0.15 fois la densité critique à 351nm et de température électronique d'environ 2.0keV. Néanmoins, ces configurations laser nous ont permis de les étudier plus en détail. La variation du nombre et de l'énergie des faisceaux laser tout en conservant le produit des deux a permis de montrer la validité de la dépendance du gain linéaire de ce type d'instabilités selon le nombre de faisceaux la générant. L'impact du lissage temporel des faisceaux laser sur ces différentes instabilités et son accord avec le modèle théorique de l'incohérence [Pesme95] ont également été observés.

Ces configurations laser nous ont également permis de collecter des informations sur les instabilités de diffusion Raman stimulée collective. Ce sujet intéresse également la communauté de la fusion par confinement inertiel car il pourrait expliquer les fortes réflectivités Raman observées sur le NIF lors d'expériences à l'échelle mégajoule. L'existence d'instabilité Raman à onde plasma électronique collective a été avancée pour expliquer la production d'électrons chauds estimée via des mesures de rayonnement X [Michel15]. L'observation de ce type d'instabilités est difficile en raison de la variation de l'angle de diffusion avec la densité électronique et donc de la variation de l'angle de diffusion au cours du temps. Des travaux sur les instabilités Raman à onde électromagnétique collective ont déjà été réalisés par S. Depierreux [Depierreux16]. L'analyse des données déjà obtenues et la réalisation de nouvelles expériences pour étudier les instabilités Raman collectives pourraient constituer un nouveau travail de thèse.

La réalisation de configurations laser permettant d'irradier symétriquement des cavités d'attaque indirecte à partir de quarante faisceaux laser nous a également permis de mettre en évidence l'existence et même la co-existence de nombreuses instabilités à ondes acoustiques ioniques collectives au trou d'entrée laser des cavités. Elles ont été observées principalement dans les diagnostics de lumière diffusée selon les axes de deux faisceaux laser. Le plasma ayant été caractérisé expérimentalement là où les faisceaux se croisaient, ces instabilités ont pu être identifiées par leurs longueurs d'onde. L'estimation purement géométrique et sans réfraction du pourcentage de lumière collectée sur l'ensemble de la lumière diffusée par la plus forte de ces instabilités, une à dix faisceaux, a permis d'estimer des pertes très importantes en fin d'impulsion laser, de plus de 10%, lors d'expériences d'attaque indirecte. Ces pertes pourraient être responsables d'un chauffage moindre des cavités. Dans ce cas, elles réduiraient la compression de la capsule et, par conséquent, diminueraient la production de réactions de fusion. Cette étude est actuellement poursuivie par S. Depierreux pour comprendre non seulement la compétition entre les nombreuses instabilités collectives pouvant exister à l'entrée d'une cavité mais aussi l'analyse de leur réduction grâce au lissage temporel des faisceaux laser.

Un point à noter est que, dans les expériences en plasmas sous-denses, nous avons mesuré des réflectivités de l'ordre de 0.2% de la puissance incidente pour une instabilité Brillouin à onde acoustique ionique collective à cinq faisceaux, alors que nous avons observé une réflectivité supérieure à 10% de la puissance incidente pour une instabilité à dix faisceaux dans les expériences en attaque indirecte. D'autres résultats en cavité ont montré des réflectivités de l'ordre de 1% pour des instabilités

à six faisceaux. Nous avons donc observé des réflectivités plus faibles dans les plasmas sous-denses alors que les conditions hydrodynamiques étaient similaires à celles à l'entrée d'une cavité. Les deux principales différences entre ces expériences étaient la superposition de deux cônes de faisceaux à l'entrée de la cavité et la problématique du *seeding* dans la cavité. Pour le premier point, nous avons déjà acquis des données pour y répondre dans les plasmas sous-denses dans la configuration H18 que nous n'avons pas détaillée dans ce manuscrit. Pour le second point, il pourrait être intéressant de réaliser une expérience similaire à celle de Fernandez *et al.* [Fernandez98] mais en irradiant une première cible avec dix faisceaux laser et en disposant une autre cible dans la suite de la propagation de certains faisceaux. Si nous souhaitions réaliser cette expérience sur l'installation OMEGA, nous pourrions par exemple orienter la normale à la première cible selon la direction H12 de l'installation. Cette direction permettrait de constituer un cône de neuf faisceaux de demi-angle au sommet environ 60° avec les deux FABSs dans le cône de faisceaux. En mettant uniquement la première cible sur le trajet optique de certains faisceaux et les deux cibles sur d'autres, nous pourrions avoir sur un même tir une mesure avec *seeding* et une mesure sans *seeding*.

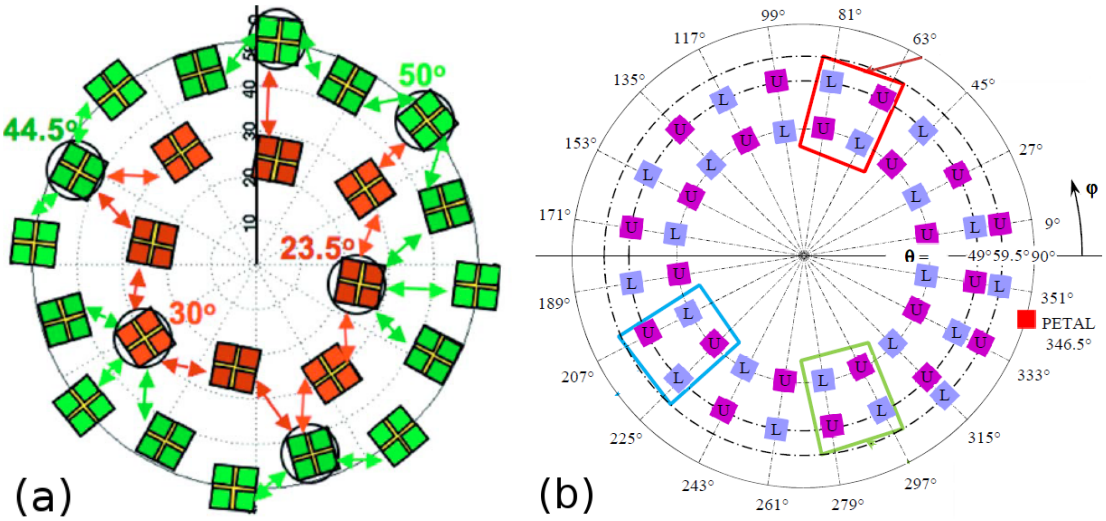


Figure 2 : Configurations laser (a) du NIF et (b) du LMJ extraites de [Michel09a] et [CEA-DAM14] respectivement.

Pour ce qui est des instabilités collectives dans le contexte des expériences de fusion thermonucléaire par confinement intertiel laser, elles ne sont actuellement pas prises en compte dans les modélisations et les simulations des expériences. Plus particulièrement, en attaque indirecte et sur les expériences à l'échelle mégajoule, vingt-quatre quads (regroupement de quatre faisceaux) pour le NIF et vingt quads pour le LMJ se croisent au niveau de chacun des trous d'entrée laser de la cavité. Il est nécessaire dans ces deux cas d'identifier l'ensemble des cônes de quads possibles et ceux susceptibles de produire de fortes instabilités collectives. La figure 2 illustre les configurations laser des deux installations. La figure 3 représente, quant à elle, des histogrammes donnant le nombre de cônes de quads qu'il est possible d'identifier

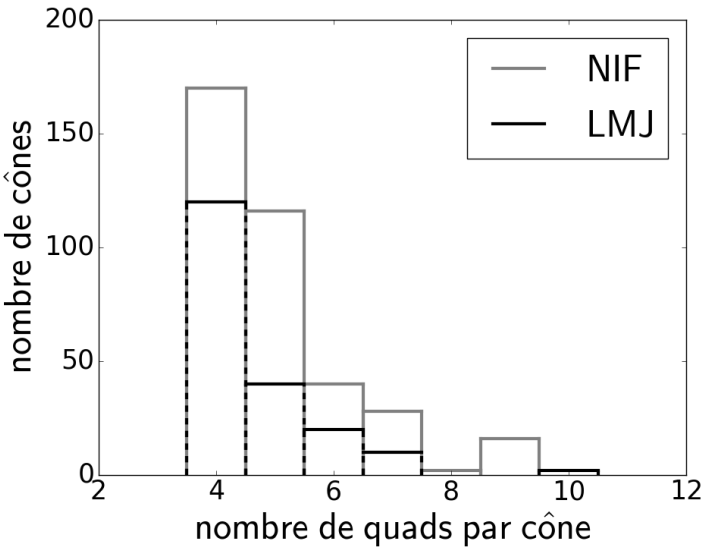


Figure 3 : Dénombrement des cônes de quads possibles sur les installations LMJ et NIF.

sur les deux installations en considérant des ouvertures angulaires utiles de $\pm 1.5°$. Au premier abord, le LMJ semble plus sensible à la production d'instabilités collectives avec deux cônes de dix quads, par rapport à deux cônes de huit quads pour le NIF. Cependant, seize cônes de neuf quads existent sur le NIF. Ces seize cônes sont des sous-cônes du cône de seize quads qu'il est possible d'identifier en prenant une ouverture angulaire de $\pm 4.0°$ pour les quads. Ainsi, alors que le LMJ présente deux principaux cônes risquant de produire des instabilités collectives, le NIF présente seize cônes d'au moins neuf quads ou un cône de seize quads. Il serait donc utile de réaliser des expériences pour comprendre s'il risque plutôt d'exister seize instabilités à neuf quads ou une instabilité à seize quads sur le NIF. Dans le premier cas, il serait essentiel d'étudier la co-existence de nombreuses instabilités collectives. Dans le second cas, il serait primordial de réduire au maximum le croisement des seize quads pour ne pas générer une instabilité très importante.

D'un point de vue pratique, nous avons montré, dans les plasmas de mousses sous-denses, que le gain des instabilités Brillouin collectives suit bien le gain linéaire présenté dans la partie 1.3.3. Il est donc possible de modéliser les instabilités collectives Brillouin dans un code calculant les gains des instabilités, comme PIRANAH au CEA. Il faudrait seulement déterminer où les faisceaux se croisent et calculer, en plus du gain des instabilités mono-faisceau, le gain des instabilités collectives. En outre, en démontrant l'existence des instabilités collectives, nous avons montré que les diffusions les plus importantes peuvent ne pas se faire dans les directions usuelles de rétrodiffusion des faisceaux. Pour des expériences multi-faisceaux, il est donc essentiel d'analyser la configuration laser afin de déterminer les directions dans lesquelles les diffusions risquent majoritairement de se produire. Cela peut donner des informations sur les directions où placer les diagnostics pour réaliser des bilans d'énergie représentatifs.

Références Bibliographiques

[Afshar-rad94] T. Afshar-rad, M. Desselberger, M. Dunne, J. Edwards, J. M. Foster, D. Hoarty, M. W. Jones, S. J. Rose, P. A. Rosen, R. Taylor and O. Willi. *Supersonic Propagation of an Ionization Front in Low Density Foam Targets Driven by Thermal Radiation.* Physical Review Letter **73**, 74 (1994).

[Andreev89a] A. A. Andreev and A. N. Sutyagin. *Feasibility of optical pulse compression by stimulated Brillouin scattering in a plasma.* Soviet Journal of Quantum Electronics **19**, 1579 (1989).

[Andreev89b] A. A. Andreev and V. T. Tikhonchuk. *Effect of trapped particles on stimulated Brillouin scattering in a plasma.* Journal of Electronic Theoretical Physics **95**, 1962 (1989).

[Andreev06] A. A. Andreev, C. Riconda, V. T. Tikhonchuk and S. Weber. *Short light pulse amplification and compression by stimulated Brillouin scattering in plasmas in the strong-coupling regime.* Physics of Plasmas **13**, 053110 (2006).

[Baldis96] H. A. Baldis, C. Labaune, E. Schifano, N. Renard and A. Michard. *Resonant Seeding of Stimulated Brillouin Scattering by Crossing Laser Beams.* Physical Review Letter **77**, 2957 (1996).

[Basov68] N. G. Basov, P. G. Kriukov, S. Zakharov, Y. V. Senatsky and S. V. Tchekalin. *Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface.* IEEE Journal of Quantum Electronics **4**, 864 (1968).

[Berger83] R. L. Berger. *Nonlinear Competition between Stimulated Brillouin-Scattered Light Waves in Plasmas.* Physical Review Letter **51**, 1554 (1983).

[Borisenko10] N. G. Borisenko and Yu. A. Merkuliev. *Laser targets and experiments for the sake of science and energy in the 22nd century.* Pramana **75**, 1115 (2010).

[Canaud98] B. Canaud, F. Laugier, M. Curtet, E. Lefebvre and G. Bonnaud. *Utilisation de la diffusion Thomson dans la caractérisation d'un plasma en présence ou non d'un faisceau d'interaction.* CEA - Rapport Interne, Arpajon (1998).

[CEA-DAM14] CEA-DAM. *LMJ-PETAL User Guide.* CEA-DAM (September 2014).

[Cohen97] B. I. Cohen, B. F. Lasinski, A. B. Langdon and E. A. Williams. *Resonantly excited nonlinear ion waves.* Physics of Plasmas **4**, 956 (1997).

[Colaïtis15] A. Colaïtis, G. Duchateau, X. Ribeyre and V. Tikhonchuk. *Modeling of the cross-beam energy transfer with realistic inertial-confinement-fusion beams in a large-scale hydrocode.* Physical Review E **91**, 013102 (2015).

[Constantin05] C. Constantin, C. A. Back, K. B. Fournier, G. Gregori, O. L. Landen, S. H. Glenzer, E. L. Dewald and M. C. Miller. *Supersonic propagation of ionization waves in an underdense, laser-produced plasma.* Physics of Plasmas **12**, 063104 (2005).

[Craxton15] R. S. Craxton and *al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review.* Physics of Plasmas **22**, 110501 (2015).

[Dautray93] R. Dautray. *La Fusion Thermonucléaire Inertielle par Laser.* EYROLLES, Paris (1993).

[Davis16] A. K. Davis, D. Cao, D. T. Michel, M. Hohenberger, D. H. Edgell, R. Epstein, V. N. Goncharov, I. V. Igumenshchev S. X. Hu, J. A. Marozas, A. V. Maximov, J. F. Myatt, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster and D. H. Froula. *Isolating and quantifying cross-beam energy transfer in direct-drive implosions on OMEGA and the National Ignition Facility.* Physics of Plasmas **23**, 056306 (2016).

[Depierreux00] S. Depierreux. *Etude de la saturation de la diffusion Raman stimulée par la décomposition des ondes plasma électronique.* École Polytechnique, Palaiseau, France (2000).

[Depierreux09] S. Depierreux, D. T. Michel, V. Tassin, P. Loiseau, C. Stenz and C. Labaune. *Effect of the Laser Wavelength on the Saturated Level of Stimulated Brillouin Scattering.* Physical Review Letter **103**, 115001 (2009).

[Depierreux16] S. Depierreux, C. Neuville, C. Baccou, V. Tassin, M. Casanova, P.-E. Masson-Laborde, N. Borisenko, A. Orekhov, A. Colaitis, A. Debayle, G. Duchateau, A. Heron, S. Hüller, P. Loiseau, P. Nicolaï, D. Pesme, C. Riconda, G. Tran, R. Bahr, J. Katz,

C. Stoeckl, W. Seka, V. Tikhonchuk and C. Labaune. *Experimental Investigation of the Collective Raman Scattering of Multiple Laser Beams in Inhomogeneous Plasmas.* Physical Review Letter **117**, 235002 (2016).

[DuBois92] D. F. DuBois, B. Bezzerides and H. A. Rose. *Collective parametric instabilities of many overlapping laser beams with finite bandwidth.* Physics of Fluids B **4**, 241 (1992).

[Dunne95] M. Dunne, M. Borghesi, A. Iwase, M. W. Jones, R. Taylor, O. Willi, R. Gibson, S. R. Goldman, J. Mack and R. G. Watt. *Evaluation of a Foam Buffer Target Design for Spatially Uniform Abaltion of Laser-Irradiated Plasmas.* Physical Review Letter **75**, 3858 (1995).

[Eliseev96] V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk and C. E. Capjack. *Interaction of crossed laser beams with plasmas.* Physics of Plasmas **3**, 2215 (1996).

[Fernandez98] J. C. Fernandez, B. S. Bauer, K. S. Bradley, J. A. Cobble, D. S. Montgomery, R. G. Watt, B. Bezzerides, K. G. Estabrook, R. Focia, S. R. Goldman, D. B. Harris, E. L. Lindman, H. A. Rose, J. Wallace and B. H. Wilde. *Increased Saturated Levels of Stimulated Brillouin Scattering of a Laser by Seeding a Plasma with an External Light Source.* Physical Review Letter **81**, 2252 (1998).

[Fisch03] N. J. Fisch and V. M. Malkin. *Generation of ultrahigh intensity laser pulses.* Physics of Plasmas **10**, 2056 (2003).

[Floux70] F. Floux, D. Cognard, L.-G. Denoeud, G. Piar, D. Parisot, J. L. Bobin, F. Delobeau and C. Fauquignon. *Nuclear fusion reactions in solid deuterium laser-produced plasma.* Physical Review A **1**, 821 (1970).

[Forslund75] D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman. *Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas.* Physics of Fluids **18**, 1002 (1975).

[Froula04] D. H. Froula, L. Divol, A. A. Offenberger, N. Meezan, T. Ao, G. Gregori, C. Niemann, D. Price, C. A. Smith and S. H. Glenzer. *Direct Observation of the Saturation of Stimulated Brillouin Scattering by Ion-Trapping-Induced Frequency Shifts.* Physical Review Letter **93**, 035001 (2004).

[Froula12] D. H. Froula, I. V. Igumenshchev, D. T. Michel, D. H. Edgell, R. Follett, V. Yu. Glebov, V. N. Goncharov, J. Kwiatkowski, F. J. Marshall, P. B. Radha, W. Seka, C. Sorce, S. Stagnitto,

C. Stoeckl and T. C. Sangster. *Increasing Hydrodynamic Efficiency by Reducing Cross-Beam Energy Transfer in Direct-Drive-Implosion Experiments.* Physical Review Letter **108**, 125003 (2012).

[Garnier99] J. Garnier. *Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plates revisited.* Physics of Plasmas **6**, 1601 (1999).

[Glenzer96] S. H. Glenzer, C. A. Back, K. G. Estabrook, R. Wallace, K. Baker, B. J. MacGowan and B. A. Hammel. *Observation of Two Ion-Acoustic Waves in a Two-Species Laser-Produced Plasma with Thomson Scattering.* Physical Review Letter **77**, 1496 (1996).

[Gobeli69] G. W. Gobeli, J. C. Bushnell, P. S. Peercy and E. D. Jones. *Observation of neutrons produced by laser irradiation of lithium deuteride.* Physical Review **188**, 300 (1969).

[Grech06] M. Grech, V. T. Tikhonchuk, G. Riazuelo and S. Weber. *Plasma induced laser beam smoothing below the filamentation threshold.* Physics of Plasmas **13**, 093104 (2006).

[Grech09] M. Grech, G. Riazuelo, D. Pesme, S. Weber and V. T. Tikhonchuk. *Coherent Forward Stimulated-Brillouin Scattering of a Spatially Incoherent Laser Beam in a Plasma and Its Effect on Beam Spray.* Physical Review Letter **102**, 155001 (2009).

[Gus'kov10] S. Y. Gus'kov. *Nonequilibrium laser-produced plasma of volume-structured media and inertial-confined-fusion applications.* Journal of Russian Laser Research **31**, 574 (2010).

[Gus'kov11] S. Yu. Gus'kov, J. Limpouch, Ph. Nicolaï and V. T. Tikhonchuk. *Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams.* Physics of Plasmas **18**, 103114 (2011).

[Hutchinson03] I. Hutchinson. *Introduction to Plasma Physics.* Massachussets Institute of Technology, Cambridge (Massachussets, USA) (2003).

[Hüller06] S. Hüller, P.-E. Masson-Laborde, D. Pesme, M. Casanova, F. Detering and A. Maximov. *Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated Brillouin scattering.* Physics of Plasmas **13**, 022703 (2006).

[Hüller09] S. Hüller and D. Pesme. *Simulation CBET.* CEA - Rapport Interne, Arpajon (2009).

[Hüller15] S. Hüller and A. Porzio. *Weibull-type speckle distributions as a result of saturation in stimulated scattering processes.* Laser and Particle Beams **33**, 667 (2015).

[Ichimaru95] S. Ichimaru. *Statistical Plasma Physics, Volume I : Basic Principles.* Addison-Wesley (1995).

[Igumenshchev10] I. V. Igumenshchev, D. H. Edgell, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, A. V. Maximov, J. F. Myatt, W. Seka, A. Shvydky, S. Skupsky and C. Stoeckl. *Crossed-beam energy transfer in implosion experiments on OMEGA.* Physics of Plasmas **17**, 122708 (2010).

[Igumenshchev12] I. V. Igumenshchev, W. Seka, D. H. Edgell, D. T. Michel, D. H. Froula, V. N. Goncharov, R. S. Craxton, L. Divol, R. Epstein, R. Follett, J. H. Kelly, T. Z. Kosc, A. V. Maximov, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. Michel, J. F. Myatt, T. C. Sangster, A. Shvydky, S. Skupsky and C. Stoeckl. *Crossed-beam energy transfer in direct-drive implosions.* Physics of Plasmas **19**, 056314 (2012).

[Jones41] R. Clark Jones. *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems.* J. O. S. A. **31**:488 (1941).

[Kato84] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka and C. Yamanaka. *Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression.* Physical Review Letter **53**, 1057 (1984).

[Katz12] J. Katz, R. Boni, C. Sorce, R. Follett, M. J. Shoup and D. H. Froula. *A reflective optical transport system for ultraviolet Thomson scattering from electron plasma waves on OMEGA.* Review of Scientific Instruments **83**, 10E349 (2012).

[Kirkwood96] R. K. Kirkwood, B. B. Afeyan, W. L. Kruer, B. J. MacGowan, J. D. Moody, D. S. Montgomery, D. M. Pennington, T. L. Weiland and S. C. Wilks. *Observation of Energy Transfer between Frequency-Mismatched Laser Beams in a Large-Scale Plasma.* Physical Review Letter **76**, 2065 (1996).

[Kirkwood02] R. K. Kirkwood, J. D. Moody, A. B. Langdon, B. I. Cohen, E. A. Williams, M. R. Dorr, J. A. Hittinger, R. Berger, P. E. Young, L. J. Suter, L. Divol, S. H. Glenzer, O. L. Landen and W. Seka. *Observation of Saturation of Energy Transfer between Copropagating Beams in a Flowing Plasma.* Physical Review Letter **89**, 215003 (2002).

[Kirkwood05] R. K. Kirkwood, E. A. Williams, B. I. Cohen, L. Divol, M. R. Dorr, J. A. Hittinger, A. B. Langdon, C. Niemann, J. Moody, L. J. Suter and O. L. Landen. *Saturation of power transfer between two copropagating laser beams by ion-wave scattering in a single-species plasma.* Physics of Plasmas **12**, 112701 (2005).

[Kirkwood11] R. K. Kirkwood, P. Michel, R. A. London, D. Callahan, N. Meezan, E. Williams, W. Seka, L. Suter, C. Haynam and O. Landen. *Amplification of light in a plasma by stimulated ion acoustic waves driven by multiple crossing pump beams.* Physical Review E **84**, 026402 (2011).

[Kirkwood13] R. K. Kirkwood, J. D. Moody, J. Kline, E. Dewald, S. Glenzer, L. Divol, P. Michel, D. Hinkel, R. Berger, E. Williams, J. Milovich, L. Yin, H. Rose, B. MacGowan, O. Landen, M. Rosen and J. Lindl. *A review of laser-plasma interaction physics of indirect-drive fusion.* Plasma Physics and Controlled Fusion **55**, 103001 (2013).

[Koch84] P. Koch and E. A. Williams. *Absolute growth of coupled forward and backward Raman scattering in inhomogeneous plasma.* Physics of Fluids **27**, 2346 (1984).

[Kruer88] W. L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions.* Addison-Wesley (1988).

[Kruer96] W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan and R. K. Kirkwood. *Energy transfer between crossing laser beams.* Physics of Plasmas **3**, 382 (1996).

[Labaune00] C. Labaune, H. A. Baldis, E. Schifano, B. S. Bauer, A. Maximov, I. Ourdev, W. Rozmus and D. Pesme. *Enhanced Forward Scattering in the Case of Two Crossed Laser Beams Interacting with a Plasma.* Physical Review Letter **85**, 1658 (2000).

[Lal97] A. K. Lal, K. A. Marsch, C. E. Clayton, C. Joshi, C. J. McKinstrie, J. S. Li and T. W. Johnston. *Transient Filamentation of a Laser Beam in a Thermal Force Dominated Plasma.* Physical Review Letter **78**, 670 (1997).

[Lancia10] L. Lancia, J.-R. Marquès, M. Nakatsutsumi, C. Riconda, S. Weber, S. Hüller, A. Mancic, P. Antici, V. T. Tikhonchuk, A. Héron, P. Audebert and J. Fuchs. *Experimental Evidence of Short Light Pulse Amplification Using Strong-Coupling Stimulated Brillouin Scattering in the Pump Depletion Regime.* Physical Review Letter **104**, 025001 (2010).

[Lancia16] L. Lancia, A. Giribono, L. Vassura, M. Chiaramello, C. Riconda, S. Weber, A. Castan, A. Chatelain, A. Frank, T. Gangolf, M. N. Quinn, J. Fuchs and J.-R. Marquès. *Signatures of*

the Self-Similar Regime of Strongly Coupled Stimulated Brillouin Scattering for Efficient Short Laser Pulse Amplification. Physical Review Letter **116**, 075001 (2016).

[Landau46] L. Landau. *On the vibrations of the electronic plasma.* Journal of Physics **10**, 25 (1946).

[Lewis05a] K. Lewis. *Étude expérimentale et numérique de la distribution d'intensité laser dans un plasma, et de son influence sur la diffusion Brillouin stimulée.* École Polytechnique, Palaiseau, France (2005).

[Lewis05b] K. Lewis, G. Riazuelo and C. Labaune. *Modeling of imaging diagnotics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX.* Review of Scientific Instruments **76**, 093502 (2005).

[Lindl95] J. Lindl. *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain.* Physics of Plasmas **2**, 3933 (1995).

[Liu74] C.S. Liu, M. N. Rosenbluth and R. B. White. *Raman and Brillouin scattering of electromagnetic waves in inhomogeneous plasmas.* Physics of Fluids **17**, 1211 (1974).

[Loiseau06] P. Loiseau, O. Morice, D. Teychenné, M. Casanova, S. Hüller and D. Pesme. *Laser-Beam Smoothing Induced by Stimulated Brillouin Scattering in an Inhomogeneous Plasma.* Physical Review Letter **97**, 205001 (2006).

[Malkin99] V. M. Malkin, G. Shvets and N. J. Fisch. *Fast Compression of Laser Beams to Highly Overcritical Powers.* Physical Review Letter **82**, 4448 (1999).

[Marion16] D. J. Y. Marion, A. Debayle, P.-E. Masson-Laborde, P. Loiseau and M. Casanova. *Modeling of crossed-beam energy transfer for inertial confinement fusion.* Physics of Plasmas **23**, 052705 (2016).

[Masson-Laborde15] P.-E. Masson-Laborde. *Prise en compte de la réfraction de l'onde incidente dans les calculs PIRANAH.* CEA - Rapport Interne, Arpajon (2015).

[Maximov96] A. V. Maximov, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, D. F. Dubois, H. A. Rose and A. M. Rubenchik. *Effects of plasma long-wavelength hydrodynamical fluctuations on stimulated Brillouin scattering.* Physics of Plasmas **3**, 1689 (1996).

[McKinstrie96] C. J. McKinstrie, J. S. Li, R. E. Giacone and H. X. Vu. *Two-dimensional analysis of the power transfer between crossed laser beams.* Physics of Plasmas **3**, 2686 (1996).

[Michel09a] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. Weber, S. W. Haan, J. D. Salmonson, N. B. Meezan, O. L. Landen, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, M. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer and L. J. Suter. *Energy transfer between laser beams crossing in ignition hohlraums.* Physics of Plasmas **16**, 042702 (2009).

[Michel09b] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, S. Weber, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. W. Haan, J. D. Salmonson, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer and L. J. Suter. *Tuning the Implosion Symmetry of ICF Targets via Controlled Crossed-Beam Energy Transfer.* Physical Review Letter **102**, 025004 (2009).

[Michel10] P. Michel, S. H. Glenzer, L. Divol, D. K. Bradley, D. Callahan, S. Dixit, S. Glenn, D. Hinkel, R. K. Kirkwood, J. L. Kline, W. L. Kruer, G. A. Kyrala, S. Le Pape, N. B. Meezan, R. Town, K. Widmann, E. A. Williams and B. J. MacGowan. *Symmetry tuning via controlled crossed-beam energy transfer on the National Ignition Facility.* Physics of Plasmas **17**, 056305 (2010).

[Michel11] P. Michel, L. Divol, P. J. Town, M. D. Rosen, D. A. Callahan, N. B. Meezan, M. B. Schneider, G. A. Kyrala, J. D. Moody, E. L. Dewald, K. Widmann, E. Bond, J. L. Kline, C. A. Thomas, S. Dixit, E. A. Williams, D. E. Hinkel, R. L. Berger, O. L. Landen, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, C. Haynam, L. J. Suter, S. H. Glenzer and E. Moses. *Three-wavelength scheme to optimize hohlraum coupling on the National Ignition Facility.* Physical Review E **83**, 046409 (2011).

[Michel12a] D. T. Michel, A. V. Maximov, R. W. Short, S. X. Hu, J. F. Myatt, W. Seka, A. A. Solodov, B. Yaakobi and D. H. Froula. *Experimental Validation of the Two-Plasmon-Decay Common-Wave Process.* Physical Review Letter **109**, 155007 (2012).

[Michel12b] P. Michel, W. Rozmus, E. A. Williams, L. Divol, R. L. Berger, R. P. J. Town, S. H. Glenzer and D. A. Callahan. *Stochastic Ion Heating from Many Overlapping Laser Beams in Fusion Plasmas.* Physical Review Letter **109**, 195004 (2012).

[Michel13] P. Michel, W. Rozmus, E. A. Williams, L. Divol, R. L. Berger, S. H. Glenzer and D. A. Callahan. *Saturation of multi-laser beams laser-plasma instabilities from stochastic ion heating.* Physics of Plasmas **20**, 056308 (2013).

[Michel14] P. Michel, L. Divol, D. Turnbull and J. D. Moody. *Dynamic Control of the Polarization of Intense Laser Beams via Optical Wave Mixing in Plasmas.* Physical Review Letter **113**, 205001 (2014).

[Michel15] P. Michel, L. Divol, E. L. Dewald, J. L. Milovich, M. Hohenberger, O. S. Jones, L. Berzak Hopkins, R. L. Berger, W. L. Kruer and J. D. Moody. *Multibeam Stimulated Raman Scattering in Inertial Confinement Fusion Conditions.* Physical Review Letter **115**, 055003 (2015).

[Milroy79] R. D. Milroy, C. E. Capjack and C. R. James. *Plasma laser pulse amplifier using induced Raman or Brillouin processes.* Physics of Fluids **22**, 1922 (1979).

[Mora13] P. Mora. *Introduction aux plasmas créés par laser.* Centre de Physique Théorique, Ecole Polytechnique (Palaiseau, France) (2013).

[Morales72] G. J. Morales and T. M. O'Neil. *Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave.* Physical Review Letter **28**, 417 (1972).

[Mounaix93] P. Mounaix, D. Pesme, W. Rozmus and M. Casanova. *Space and time behavior of parametric instabilities for a finite pump wave duration in a bounded plasma.* Physics of Fluids B **5**, 3304 (1993).

[Mounaix97] P. Mounaix, D. Pesme and M. Casanova. *Nonlinear reflectivity of an inhomogeneous plasma in the strongly damped regime.* Physical Review E **55**, 4653 (1997).

[Myatt01] J Myatt, D. Pesme, S. Hüller, A. Maximov, W. Rozmus and C. E. Capjack. *Nonlinear Propagation of a Randomized Laser Beam through an Expanding Plasma.* Physical Review Letter **87**, 255003 (2001).

[NLUF07] NLUF. *Users' Guide.* National Laser Users' Facility (May 2007).

[Pesme95] D. Pesme, R. L. Berger, E. A. Williams, A. Bourdier and A. Bortuzzo-Lesne. *A Statistical Description of Parametric Instabilities with an Incoherent Pump.* arXiv (1995).

[Pesme02] D. Pesme, S. Hüller, J. Myatt, C. Riconda, A. Maximov, V. T. Tikhonchuk, C. Labaune, J. Fuchs, S. Depierreux and H. A. Baldis. *Laser-Plasma interaction studies in the context of megajoule lasers for inertial fusion.* Plasma Physics and Controlled Fusion **44**, B53 (2002).

[Ping04] Y. Ping, W. Cheng, S. Suckerwer, D. S. Clark and N. J. Fisch. *Amplification of Ultrashort Laser Pulses by a Resonant Raman Scheme in a Gas-Jet Plasma.* Physical Review Letter **92**, 175007 (2004).

[Raj17] G. Raj and S. Hüller. *Impact of Laser Beam Speckle Structure on Crossed Beam Energy Transfer via Beam Deflections and Ponderomotive Self-Focusing.* Physical Review Letter **118**, 055002 (2017).

[Rax11] J.-M. Rax. *Physique des Tokamaks.* École Polytechnique, Palaiseau, France (2011).

[Ren07] J. Ren, W. Cheng, S. Li and S. Suckewer. *A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses.* Nature Physics **3**, 732 (2007).

[Rose92] H. A. Rose and D. F. Dubois. *Collective filamentation in induced spatial incoherence and multiple laser beam configurations.* Physics of Fluids B **4**, 252 (1992).

[Rose93] H. A. Rose and D. F. DuBois. *Statistical properties of laser hot spots produced by a random phase plate.* Physics of Fluids B **5**, 590 (1993).

[Rose97] H. A. Rose. *Saturation of stimulated Brillouin scatter by self-consistent flow profile modification in laser hot spots.* Physics of Plasmas **4**, 437 (1997).

[Rosenbluth72] M. N. Rosenbluth. *Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media.* Physical Review Letter **29**, 565 (1972).

[Russell01] D. A. Russell and D. F. DuBois. $\frac{3}{2}\omega_0$ *Radiation from the Laser-Driven Two-Plasmon Decay Instability in an Inhomogeneous Plasma.* Physical Review Letter **86**, 428 (2001).

[Schmitt98] A. J. Schmitt and B. B. Afeyan. *Time-dependent filamentation and stimulated Brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas.* Physics of Plasmas **5**, 503 (1998).

[Seka02] W. Seka, H. A. Baldis, J. Fuchs, S. P. Regan, D. D. Meyerhofer, C. Stoeckl, B. Yaakobi, R. S. Craxton and R. W. Short. *Multi-beam Stimulated Brillouin Scattering from Hot, Solid-Target Plasmas.* Physical Review Letter **89**, 175002 (2002).

[Seka09] W. Seka, D. H. Edgell, J. F. Myatt, A. V. Maximov, R. W. Short, V. N. Goncharov and H. A. Baldis. *Two-plasmon-decay instability in direct-drive inertial confinement fusion experiments.* Physics of Plasmas **16**, 052701 (2009).

[Shchatsinin09] I. Shchatsinin. *Free Clusters and Free Molecules in Strong, Shaped Laser Fields.* Max-Born-Institut, Berlin (2009).

[Sheffield75] J. Sheffield. *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation.* Academic Press (1975).

[Shvets98] G. Shvets, N. J. Fisch, A. Pukhov and J. Meyer ter Vehn. *Superradiant Amplification of an Ultrashort Laser Pulse in a Plasma by Counterpropagating Pump.* Physical Review Letter **81**, 4879 (1998).

[Skupsky89] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring and J. M. Soures. *Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light.* Journal of Applied Physics **66**, 3456 (1989).

[Stamper75] J. A. Stamper and B. H. Ripin. *Faraday-Rotation Measurements of Megagauss Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas.* Physical Review Letter **34**, 138 (1975).

[Stoeckl03] C. Stoeckl, R. E. Bahr, B. Yaakobi, W. Seka, S. P. Regan, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, R. W. Short, J. Myatt and A. V. Maximov. *Multibeam Effects on Fast-Electron Generation from Two-Plasmon-Decay Instability.* Physical Review Letter **90**, 235002 (2003).

[Strickland85] D. Strickland and G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications **56**, 219 (1985).

[Tang66] C. L. Tang. *Saturation and Spectral Characteristics of the Stokes Emission in the Stimulated Brillouin Process.* Journal of Applied Physics **37**, 2945 (1966).

[Trines10] R. M. G. M. Trines, F. Fiuza, R. Bingham, R. A. Fonseca, L. O. Silva, R. A. Caims and P. A. Norreys. *Simulations of efficient Raman amplification into the multipetawatt regime.* Nature Physics **7**, 87 (2010).

[Turnbull15] D. Turnbull, P. Michel, J. E. Ralph, L. Divol, J. S. Ross, L. F. Berzak Hopkins, A. L. Kritcher, D. E. Hinkel and J. D. Moody. *Multibeam Seeded Brillouin Sidescatter in Inertial Confinement Fusion Experiments.* Physical Review Letter **114**, 125001 (2015).

[Turnbull16] D. Turnbull, P. Michel, T. Chapman, E. Tubman, B. B. Pollock, C. Y. Chen, C. Goyon, J. S. Ross, L. Divol, N. Woolsey and J. D. Moody. *High Power Dynamic Polarization Control Using Plasma Photonics.* Physical Review Letter **116**, 205001 (2016).

[Villeneuve87] D. M. Villeneuve, H. A. Baldis and J. E. Bernard. *Suppression of Stimulated Raman Scattering by the Seeding of Stimulated Brillouin Scattering in a Laser-Produced Plasma.* Physical Review Letter **59**, 1585 (1987).

[Villeneuve88] D. M. Villeneuve and H. A. BAldis. *Observation of forward Raman scattering enhanced by backward Raman scattering in a laser plasma.* Physics of Fluids **31**, 1790 (1988).

[Walsh84] C. J. Walsh, D. M. Villeneuve and H. A. Baldis. *Electron Plasma-Wave Production by Stimulated Brillouin Scattering: Competition with Stimulated Brillouin Scattering.* Physical Review Letter **53**, 1445 (1984).

[Wharton98] K. B. Wharton, R. K. Kirkwood, S. H. Glenzer, K. G. Estabrook, B. B. Afeyan, B. I. Cohen, J. D. Moody and C. Joshi. *Observation of Energy Transfer between Identical-Frequency Laser Beams in a Flowing Plasma.* Physical Review Letter **81**, 2248 (1998).

[Williams04] E. A. Williams, B. I. Cohen, L. Divol, M. R. Dorr, J. A. Hittinger, D. E. Hinkel, A. B. Langdon, R. K. Kirkwood, D. H. Froula and S. H. Glenzer. *Effects of ion trapping on crossed-laser-beam stimulated Brillouin scattering.* Physics of Plasmas **11**, 231 (2004).

[Yahia14] V. Yahia. *Étude expérimentale de la modification des instabilités paramétriques en plasmas multiples.* École Polytechnique, Palaiseau, France (2014).

[Yin12] L. Yin, B. J. Albright, H. A. Rose, K. J. Bowers, B. Bergen and R. K. Kirkwood. *Self-Organized Bursts of Coherent Stimulated Raman Scattering and Hot Electron Transport in Speckled Laser Plasma Media.* Physical Review Letter **108**, 245004 (2012).

[Yin13] L. Yin, B. J. Albright, H. A. Rose, D. S. Montgomery, J. L. Kline, R. K. Kirkwood, P. Michel, K. J. Bowers and B. Bergen. *Self-organized coherent bursts of stimulated Raman scattering and speckle interaction in multi-speckled laser beams.* Physics of Plasmas **20**, 012702 (2013).

Publications personnelles

"Croyez-moi, confrère, la typhoïde, de nos jours,
est aussi galvaudée que la mandoline ou le banjo.
[...] Chacun veut en jouer un petit air à sa façon."
Parapine, Paris (France), 1923

Publications - Premier Auteur

C. Neuville, K. Glize, P.-E. Masson-Laborde, P. Loiseau, S. Hüller, A. Debayle, C. Baccou, M. Casanova, C. Labaune and S. Depierreux, *Polarization modification of a spatially randomized picosecond-pulse beam during its amplification by a nanosecond pump*, accepted 8 October 2017 in Physics of Plasmas.

C. Neuville, C. Baccou, A. Debayle, P.-E. Masson-Laborde, S. Hüller, M. Casanova, D. Marion, P. Loiseau, K. Glize, C. Labaune and S. Depierreux, *Spatial and Transient Effect during the Amplification of a Picosecond Pulse Beam by a Nanosecond Pump*, Physical Review Letter **117** (2016), no. 145001.

C. Neuville, V. Tassin, D. Pesme, M.-C. Monteil, P.-E. Masson-Laborde, C. Baccou, D. Fremerye, F. Philippe, P. Seytor, D Teychenné, W. Seka, J. Katz, R. Bahr and S. Depierreux, *Experimental Evidence of the Collective Brillouin Scattering of Multiple Laser Beams Sharing Acoustic Waves*, Physical Review Letter **116** (2016), no. 235002.

Publications - Co-Auteur

S. Depierreux, C. Neuville, C. Baccou, V. Tassin, M. Casanova, P.-E. Masson-Laborde, N. Borisenko, A. Orekhov, A. Colaitis, A. Debayle, G. Duchateau, A.

Heron, S. Hüller, P. Loiseau, P. Nicolaï, D. Pesme, C. Riconda, G. Tran, R. Bahr, J. Katz, C. Stoeckl, W. Seka, V. Tikhonchuk and C. Labaune, *Experimental Investigation of the Collective Raman Scattering of Multiple Laser Beams in Inhomogeneous Plasmas*, Physical Review Letter **117**, 235002 (2016).

C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia, C. Neuville and J. Rafelski, *Laser-initiated primary and secondary nuclear reactions in Boron-Nitride*, Scientific Reports **6** (2016), no. 21202.

P.-E. Masson-Laborde, M.-C. Monteil, V. Tassin, F. Philippe, P. Gauthier, A. Casner, S. Depierreux, C. Neuville, B. Villette, S. Lafitte, P. Seytor, P. Fremerye, W. Seka, D. Teychenné, A. Debayle, D. Marion, P. Loiseau and M. Casanova, *Laser plasma interaction on rugby hohlraum on the Omega laser facility*, Physics of Plasmas **23** (2016), no. 022703.

C. Baccou, V. Yahia, S. Depierreux, C. Neuville, C. Goyon, F. Consoli, R. De Angelis, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski and C. Labaune, *CR-39 track detector calibration for H, He and C ions from 0.1-0.5 MeV up to 5 MeV for laser-induced nuclear fusion product identification*, Review of Scientific Instruments **86** (2015), no. 083307.

C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski and C. Labaune, *New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions*, Laser and Particle Beams **33** (2015), no. 117.

Spatial and Transient Effects during the Amplification of a Picosecond Pulse Beam by a Nanosecond Pump

C. Neuville,[1] C. Baccou,[2] A. Debayle,[1] P.-E. Masson-Laborde,[1] S. Hüller,[3] M. Casanova,[1] D. Marion,[1] P. Loiseau,[1] K. Glize,[2] C. Labaune,[2] and S. Depierreux[1]

[1]*CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France*

[2]*LULI, UMR 7605 CNRS-Ecole Polytechnique-CEA-Université Paris VI, 91128 Palaiseau cedex, France*

[3]*Centre de Physique Théorique, UMR 7644, CNRS-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France*

(Received 15 June 2016; published 27 September 2016)

Amplification of a picosecond pulse beam by a lower intensity nanosecond pulse beam was experimentally observed in a flowing plasma. Modifications of intensity distributions in beam focal spots due to nonhomogeneous energy transfer and its transient regime were investigated. The mean transferred power reached 57% of the incident power of the nanosecond pulse beam. An imaging diagnostic allowed the intensity profile of the picosecond pulse beam to be determined, bringing to evidence the spatial nonuniformity of energy transfer in the amplified beam. This diagnostic also enabled us to observe the temporal evolution of the speckle intensity distribution because of the transfer. These results are reproduced by numerical simulations of two complementary codes. The method and the observed effects are important for the understanding of experiments with multiple crossing laser beams in plasmas.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.145001

The crossing of high-intensity beams in plasmas appears to be an efficient way to transfer energy between beams. The interference of two laser beams in plasmas first produces density perturbations through the ponderomotive force. Then, the laser waves can experience induced stimulated Brillouin or Raman scattering (SBS or SRS) [1] off the driven beating wave, resulting in a net energy exchange between the beams. Induced SBS or crossed beam energy transfer (CBET) [2–7] is commonly used to tune the symmetry in laser driven inertial confinement fusion (ICF) experiments [8–13] where beams of close wavelengths produce density perturbations at a low frequency ω_{ac}. Induced scattering is also studied in the context of the amplification of short laser pulses [14–21] as it would open the road to super high-intensity beams by avoiding damages in optics.

In the SBS weak-coupling regime [1], the amount of transferred energy is governed by the resonance conditions [2–6]. This typically corresponds to laser intensities below 10^{15} W/cm^2 μm^2 for plasma conditions where $1/\omega_{ac} \sim$ 0.2–1 ps similar to ICF and short-pulse amplification experiments. When the pulsation and the wave vector of the beating wave satisfy the dispersion relation of an ion acoustic wave, the transfer is resonant and can achieve tens of percent of the beam energy [11] in indirect-drive ICF experiments. The transient phase of CBET in this regime is expected to be fixed by the ion acoustic wave response [4,22,23] so that times of few picoseconds [24–26] are needed before significant CBET develops. Thus, the amplification by induced SBS [14,15] is limited to pulses not shorter than picosecond duration. This limitation is overcome by forcing the plasma response [27] for higher intensity beams that reach the SBS strong-coupling regime [1]. Recently, amplifications of 400-fs pulse by up to a factor of 20 have been observed [28,29]. However, the efficient amplification of short pulses requires a significant energy transfer from a lower intensity beam to a higher intensity one that remains to be demonstrated.

Integrated properties of CBET, such as the resonance [5,6], saturation [30], and polarization dependence [31], have been measured in past experiments and were in agreement with theoretical models [2–4,11,32]. In the large volume of crossing beams of ICF experiments, modification of beam intensity profiles because of nonuniform CBET [11,33] has been predicted but not yet observed. Additionally, these experiments use spatially smoothed laser beams for which the focal spot comprises a fine scale structure of high-intensity speckles not included in the standard CBET codes recently developed. These speckles can impact CBET as other stimulated scatterings [34–36]. Another assumption made in codes is the neglect of the transient phase of CBET whose impact on the amount of transferred energy remains unexplored.

In this Letter, we report the first direct observations of (i) the amplification of a picosecond-pulse beam by a lower intensity nanosecond-pulse beam, (ii) the spatial modifications of beam intensity profiles because of CBET and (iii) the temporal evolution of speckle intensity distributions induced by CBET. A dedicated experiment was realized to directly image the transmitted light of a picosecond-pulse beam crossing a nanosecond-pulse beam in a preformed plasma with high enough resolution to access the speckle structure of its focal spot. The laser and plasma parameters were optimized to induce a significant energy transfer and the duration of the picosecond pulse was

 © 2016 American Physical Society

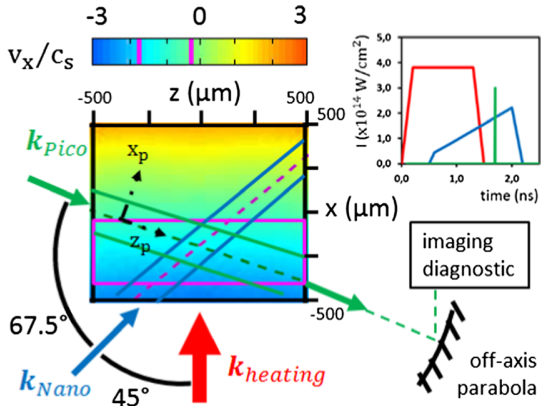


FIG. 1. Experimental setup in the horizontal plane. The color scale represents the Mach number in the x direction. The red, blue, and green arrows represent the wave vectors of the heating, nanosecond, and picosecond beams, respectively. The pink rectangle shows the enlarged resonance because of the broad picosecond-beam spectrum. The timing and the temporal shape of the three beams are shown in the graph: the red, blue, and green lines represent the heating, nanosecond, and picosecond beams. The transmission of the picosecond beam was collected after the plasma thanks to an off axis parabola and sent to the imaging diagnostic.

varied to explore the transient regime of CBET. The overall energy transfer is shown to be saturated because of pump depletion, causing spatial modifications of the beam intensity profiles. The three-dimensional geometry of this experiment needed a three-dimensional laser-plasma interaction code, SECHEL [37], to reproduce these observations. However, the temporal evolution of speckle intensity distributions because of CBET needed a complementary time-dependent two-dimensional code, HARMONY [38,39], to be reproduced.

The CBET was studied in a three-beam experiment, performed on the LULI2000 facility and schematically illustrated in Fig. 1. An expanding plasma was preformed by irradiating a 2.5 μm-thick Mylar foil with a normally incident kilojoule beam (1.5 ns-square pulse, 400 J at 526.5 nm). The beam was focused with a $f/4$ lens through a random phase plate (RPP) that produced an elliptical focal spot of 500 μm in width and 200 μm in height, full width at half maximum (FWHM). The width of the target was limited to 490 μm in the horizontal plane in which the interaction between the two 526.5-nm beams was studied. The first interaction beam, later called the nanosecond beam, had a 1.5-ns pulse with an energy of 20 J at 526.5 nm. It was focused by a $f/6$ lens and smoothed with a RPP to get a focal spot of 110 μm measured at FWHM. Its polarization axis was 45° from the vertical direction. Its intensity was kept constant close to 1.0×10^{14} W/cm^2. The second interaction beam, later called the picosecond beam, had a shorter duration, noted t_{pico}, varried between 2 and 12 ps. It was focused by a $f/4$ off axis parabola and smoothed with a RPP to get a 220 μm focal spot at FWHM, twice larger than the focal spot of the nanosecond beam. Its polarization axis was 12.5° from the vertical direction. The incident intensity, noted I_{pico}, was varied from 5×10^{13} to 1.5×10^{15} W/cm^2. The time delays between the three beams, shown in Fig. 1, were adjusted so that the crossed-beam interaction occurred in a two-beam configuration in the hot preformed plasma.

The main diagnostic of this experiment was the two-dimensional spatial imaging of the picosecond beam focal spot [40] measured in transmission. The transmitted light was collected with a $f/2.5$ off axis parabola and imaged with a lens on a microscope objective to achieve a total resolution of 1 μm/pixel on a CCD camera. Vacuum shots were performed to get references of the focal spot, as presented in Fig. 2(a). These shots verified that the speckle intensity distributions followed the expected distribution from Ref. [41] given via the abundance, noted $M(u = I/\langle I \rangle)$, with $\langle I \rangle$ being the mean intensity of the transmitted beam, in the intensity interval up to $10\langle I \rangle$. The amount of energy transmitted through the plasma and the Raman backscattered spectrum measured on the picosecond beam [42] were used to infer the electron temperature and density. At the time $t = 1.7$ ns in the region defined by the crossing of the nanosecond and picosecond

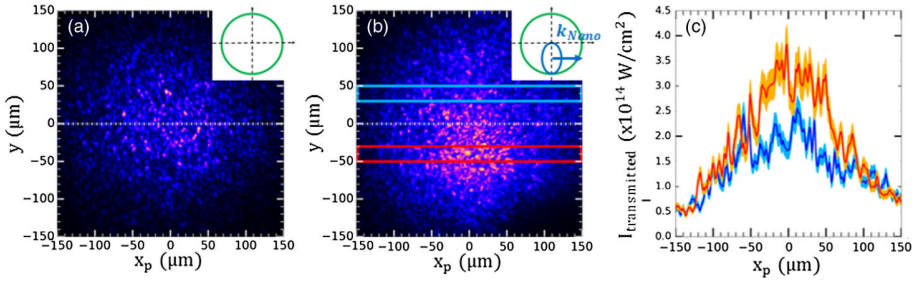


FIG. 2. Typical two-dimensional images of the picosecond-beam focal spot (a) in the vacuum with incident intensity around 1.0×10^{14} W/cm^2 and (b) after crossing the nanosecond beam in the plasma with incident intensity around 5.7×10^{14} W/cm^2. (c) Transmitted intensity profiles in the x_p direction of two parts of the picosecond-beam focal spot: the blue line corresponds to the part of the focal spot in the blue rectangle in (b) and the red line corresponds to the part of the focal spot in the red rectangle in (b).

beams, the electron temperature was around 1.0 keV while the density along the heating beam direction (x axis) was between $0.03n_c$ and $0.05n_c$, n_c being the critical density at 526.5 nm. These features are in good agreement with hydrodynamic simulations performed with the code FCI2 [43] that was further used to get the expansion velocity of the plasma along the x axis (10° from the direction of the nanosecond and picosecond beams' beating wave), shown in Fig. 1.

The relative pointing of the picosecond and nanosecond beams was adjusted in height in order to cross the two beams only in the lower part of the picosecond beam as shown in Fig. 2. The accuracy of the pointing was $+/-10$ μm. This particular setup provided a direct comparison between the transmitted spots of the picosecond beam with and without CBET on a same shot. Therefore, it allowed precise measurements of (i) the amount of transferred energy, (ii) the modifications of the beam intensity profile due to CBET, and (iii) the evolution of speckle intensity distribution due to the transfer.

First, the initial x position of the target was varied to tune the plasma expansion velocity in the crossing volume. It enabled us to localize the region of resonance for the energy transfer from the nanosecond to the picosecond beam. As a result of the large spectral width of the picosecond beam (0.7 nm), the resonance conditions of CBET were satisfied for expansion velocities between 0.4×10^5 and 4.0×10^5 m/s corresponding to a region of plasma that extends over 350 μm along the x axis. This is illustrated by the pink rectangle in Fig. 1. The results presented in this paper were recorded at the position of maximum energy transfer found at $x = -140$ μm with a plasma density of about $0.05n_c$.

A typical image of the focal spot of the picosecond beam, for $t_{\mathrm{pico}} = 12$ ps and $I_{\mathrm{pico}} = 5.7 \times 10^{14}$ W/cm^2, after crossing the nanosecond beam in the plasma, is shown in Fig. 2(b). The spatial integration of the signal along the vertical direction clearly shows, by comparison of the high and low parts of the focal spot, the increased intensity in the bottom part of the focal spot, as presented in Fig. 2(c). The energy transferred from the nanosecond to the picosecond beam in this shot was $(0.09+/-0.02)$ J, which represented a mean transferred power of $(7.7 +/- 1.9)$ GW. This transferred power represents a significant fraction of $(57 +/- 14)$% of the nanosecond-beam incident power at 1.7 ns, $(13.3 +/- 3)$ GW. These measurements were repeated for lower intensities on the picosecond beam. The corresponding results, shown in Fig. 3(a), indicate a saturation of CBET by increasing the product of the nanosecond- and picosecond-beam intensities up to saturation.

The corresponding images also evidenced the deformation of the focal spot induced by CBET in the horizontal direction. This is shown in Fig. 4(a) where the linear transfer power, defined as $\int_{-\infty}^{0} I_{\mathrm{transmitted}} dy - \int_{0}^{\infty} I_{\mathrm{transmitted}} dy$, is plotted. The spatial localization of the transferred power, more pronounced in the left part of the picosecond-beam focal spot for I_{pico} higher than 2.0×10^{14} W/cm^2, testifies to the spatial inhomogeneity of the energy transfer. For the cases with 34% and 57% of transfer, energy transfer began as soon as $x_p = -150$ μm and ended abruptly around $x_p = 70$ μm. These observations are consistent with a saturation of the CBET by the depletion of the nanosecond beam. According to the plasma profiles obtained from the hydrodynamic simulations and because of the large width of the resonance, the transfer took place as soon as the beams were crossing each other, as shown in Fig. 4(a). The nanosecond beam was propagating through the $x_p < 0$ part of the picosecond beam focal spot, then through the $x_p > 0$ part. More energy was available in the nanosecond beam in the $x_p < 0$ part to be given to the picosecond beam. Thus, the depletion of the nanosecond beam explains the horizontal deformation of the picosecond beam intensity profile, with respect to the unperturbed beams, because of the transfer.

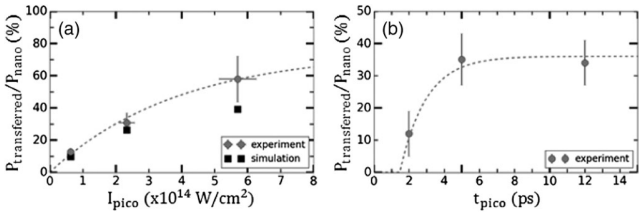


FIG. 3. Ratio of the mean transferred power and the nanosecond-beam power at 1.7 ns as a function of (a) the incident intensity of the picosecond beam with time durations of this beam of 12 ps and (b) its pulse duration with incident intensities around 2×10^{14} W/cm^2, keeping the same incident intensity for the nanosecond beam. The grey dots come from the experiment. The grey curves are exponential fits of the experimental data. The black squares come from SECHEL's simulations with the crossing point at the same region of the plasma as in the experiment.

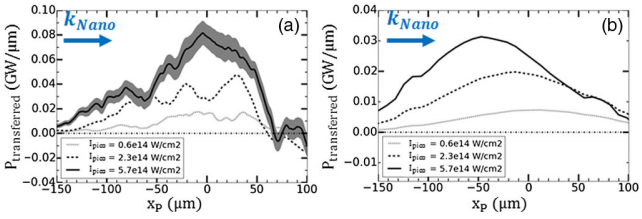


FIG. 4. (a) Linear mean transferred power in the picosecond-beam focal spot observed in the experiment for a time duration of the picosecond beam of 12 ps and for different incident intensities of this beam: around 0.6×10^{14}, 2.3×10^{14} and 5.7×10^{14} W/cm^2 at FWHM. The experimental data have been averaged over 20 μm to smooth the fluctuations due to the speckle structure of the focal spot. (b) Linear mean transferred power in the picosecond beam focal spot reproduced by SECHEL's simulations for the three experimental conditions.

The three-dimensional geometry of this experiment was simulated with the code SECHEL. The simulated powers, transferred from the nanosecond to the picosecond beam, illustrated by the black squares in Fig. 3(a), are in good agreement with the experiment for I_{pico} lower than 3.0×10^{14} W/cm^2. For the highest intensity, the simulation predicts an energy transfer of 42%, significantly lower than the transferred power observed in the experiment. Besides, horizontal modifications of the picosecond-beam intensity profile are reproduced by SECHEL's simulations, illustrated in Fig. 4(b). The asymmetry of the transfer in the horizontal direction of the picosecond-beam focal spot is increased by increasing the transferred energy. Yet, the comparison of the linear transfer powers remains qualitative in the high-intensity regime. This could be due to the speckle structures of both focal spots not taken into account by the model or to the non-negligible time scale of the transient regime compared to the 12 ps of the pulse duration.

The variable duration of the picosecond beam and the high spatial resolution imaging diagnostics were further used to measure the fine temporal and spatial features of CBET. First, its transient response was characterized by varying t_{pico} for I_{pico} around 2×10^{14} W/cm^2. These results are presented in Fig. 3(b). Transfers of $(12 +/- 7)\%$, $(35 +/- 8)\%$, and $(34 +/- 7)\%$ were observed for t_{pico} of 2, 5, and 12 ps, respectively. This shows that the CBET steady-state regime was reached for $t_{\text{pico}} = 12$ ps, consistent with a damping rate around 3 ps. Besides, its temporal evolution did not exhibit large oscillations as expected at the resonance [4]. Second, as shown before, the imaging diagnostic was designed to resolve the speckle structure of the beams allowing us to determine the speckle abundance in the focal spot of the picosecond beam and its modification due to CBET. Figure 5 illustrates these speckle abundances observed for different conditions: (a) for incident intensity around 2.3×10^{14} W/cm^2 and pulse duration of the picosecond beam of 12 ps and (b) for incident intensity around 2.0×10^{14} W/cm^2 and pulse duration of the picosecond beam of 2 ps. For each shot, the number of speckles was sufficient to determine two distribution functions, one from the high part of the focal spot without energy transfer and another from the low part of the focal spot with energy transfer.

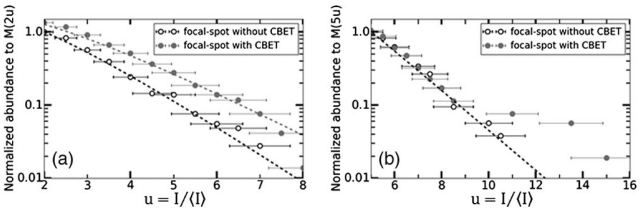


FIG. 5. Abundances of speckles, noted $M(u = I/\langle I \rangle)$ where $\langle I \rangle$ is the mean transmitted intensity, in the high part (black dots) and low part (grey dots) of the focal spot of the picosecond beam (a) for a shot with incident intensity around 2.3×10^{14} W/cm^2 and pulse duration of 12 ps for the picosecond beam and (b) for a shot with incident intensity around 2.0×10^{14} W/cm^2 and pulse duration of 2 ps, keeping the same incident intensity for the nanosecond beam. The black and grey dot lines are fits of the experimental data with distribution functions of Ref. [41].

Modifications of speckle abundance because of CBET, for the picosecond beam with 12-ps pulse duration, were directly observed for incident intensities lower than 3.0×10^{14} W/cm^2. At these intensities, past the energy transfer, the speckle distribution functions persist with the character of an exponential-type law, following Gaussian statistics, yet with the renormalized average intensity being increased by energy transfer, as presented in Fig. 5(a). For higher intensities, plasma-induced smoothing reduced the number of high-intensity speckles [44,45], as experimentally observed. Nevertheless, the speckle distribution function, past energy transfer, can be fitted by the same power law than without energy transfer but with the renormalized average intensity. Thus, in the steady-state regime, all speckles were similarly amplified. This observation is consistent with the spreading of the beating wave all along the crossing volume. Its amplitude varied with the crossing of speckles, resulting in different absolute energy transfer rates for each speckle but equivalent relative energy transfer rates for all the speckles of the focal spot.

For the picosecond beam with 2-ps pulse duration, only high-intensity speckles were amplified, resulting in a modification of the tail of the speckle distribution function, for speckles with intensities higher than $10\langle I \rangle$ up to $15\langle I \rangle$. It is shown in Fig. 5(b). This transient effect did not persist for 5- and 12-ps pulse durations. This preferential amplification of high-intensity speckles is consistent with the growth of the beating wave responsible for CBET. The beating wave needs some picoseconds to reach its steady-state regime. However, at the earlier time of the transient regime, high-intensity speckles can locally give a non-negligible amplitude to the beating wave. Then, they can sooner experience significant amplifications.

In conclusion, CBET has been studied using a picosecond beam with different pulse durations and an accurate imaging diagnostic. This experiment enabled us to observe the saturation of the energy transfer because of pump depletion and the establishment of CBET steady-state regime as soon as 5 ps. For pulse durations of 12 ps and intensities lower than 3.0×10^{14} W/cm^2 on the picosecond beam, the experimentally observed CBET transfer rates, as well as the spatial deformation of the intensity profile of the focal spots, are reproduced by SECHEL's numerical simulations. These spatial deformations of intensity profiles after crossing regions are of interest for ICF experiments [11,33]. Besides, this experiment demonstrates the amplification of only very high-intensity speckles ($I > 10\langle I \rangle$) on short time scales (around 2 ps), whereas beyond 10 ps, all speckles experienced the same amplification. These high-intensity speckles can impact

backscattering instabilities in ICF experiments [34,35]. Moreover, the study of the speckle amplification gave information on the establishment and the spreading of the beating wave in the crossing volume. All these results are consistent with preliminary HARMONY's numerical simulations. Lastly, this experiment is the first demonstration of energy transfer in the transient phase of the SBS weak-coupling regime from a lower intensity long-pulse beam to a higher intensity short-pulse one.

This work was supported by CEA and partly performed in the framework of the ANR project ILPHYGERIE (Project No. ANR-12-BS04-0006-01). The authors acknowledge the support of the technical groups of LULI that made it possible.

[1] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and E. L. Lindman, Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas, Phys. Fluids **18**, 1002 (1975).

[2] W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan, and R. K. Kirkwood, Energy transfer between crossing laser beams, Phys. Plasmas **3**, 382 (1996).

[3] V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and C. E. Capjack, Interaction of crossed laser beams with plasmas, Phys. Plasmas **3**, 2215 (1996).

[4] C. J. McKinstrie, J. S. Li, R. E. Giacone, and H. X. Vu, Two-dimensional analysis of the power transfer between crossed laser beams, Phys. Plasmas **3**, 2686 (1996).

[5] R. K. Kirkwood, B. B. Afeyan, W. L. Kruer, B. J. MacGowan, J. D. Moody, D. S. Montgomery, D. M. Pennington, T. L. Weiland, and S. C. Wilks, Observation of Energy Transfer between Frequency-Mismatched Laser Beams in a Large-Scale Plasma, Phys. Rev. Lett. **76**, 2065 (1996).

[6] K. B. Wharton, R. K. Kirkwood, S. H. Glenzer, K. G. Estabrook, B. B. Afeyan, B. I. Cohen, J. D. Moody, and C. Joshi, Observation of Energy Transfer between Identical-Frequency Laser Beams in a Flowing Plasma, Phys. Rev. Lett. **81**, 2248 (1998).

[7] C. Labaune, H. A. Baldis, E. Schifano, B. S. Bauer, A. Maximov, I. Ourdev, W. Rozmus, and D. Pesme, Enhanced Forward Scattering in the Case of Two Crossed Laser Beams Interacting with a Plasma, Phys. Rev. Lett. **85**, 1658 (2000).

[8] R. S. Craxton *et al.*, Direct-drive inertial confinement fusion: a review, Phys. Plasmas **22**, 110501 (2015) and references therein.

[9] J. D. 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).

[10] S. W. Haan *et al.*, Design and modeling of ignition targets for the National Ignition Facility, Phys. Plasmas **2**, 2480 (1995).

[11] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. Weber, S. W. Haan, J. D. Salmonson, N. B. Meezan, O. L. Landen, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer, and L. J. Suter, Energy transfer between laser beams crossing in ignition hohlraums, Phys. Plasmas **16**, 042702 (2009).

[12] P. Michel, L. Divol, E. A. Williams, S. Weber, C. A. Thomas, D. A. Callahan, S. W. Haan, J. D. Salmonson, S. Dixit, D. E. Hinkel, M. J. Edwards, B. J. MacGowan, J. D. Lindl, S. H. Glenzer, and L. J. Suter, Tuning the Implosion Symmetry of ICF Targets via Controlled Crossed-Beam Energy Transfer, Phys. Rev. Lett. **102**, 025004 (2009).

[13] P. Michel, S. H. Glenzer, L. Divol, D. K. Bradley, D. Callahan, S. Dixit, S. Glenn, D. Hinkel, R. K. Kirkwood, J. L. Kline, W. L. Kruer, G. A. Kyrala, S. Le Pape, N. B. Meezan, R. Town, K. Widmann, E. A. Williams, B. J. MacGowan, J. Lindl, and L. J. Suter, Symmetry tuning via controlled crossed-beam energy transfer on the National Ignition Facility, Phys. Plasmas **17**, 056305 (2010).

[14] R. D. Milroy, C. E. Capjack, and C. R. James, Plasma laser pulse amplifier using induced Raman or Brillouin processes, Phys. Fluids **22**, 1922 (1979).

[15] A. A. Andreev and A. N. Sutyagin, Feasibility of optical pulse compression by stimulated Brillouin scattering in a plasma, Sov. J. Quantum Electron. **19**, 1579 (1989).

[16] G. Shvets, N. J. Fisch, A. Pukhov, and J. Meyer-ter-Vehn, Superradiant Amplification of an Ultrashort Laser Pulse in a Plasma by Counterpropagating Pump, Phys. Rev. Lett. **81**, 4879 (1998).

[17] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, Fast Compression of Laser Beams to Highly Overcritical Powers, Phys. Rev. Lett. **82**, 4448 (1999).

[18] N. J. Fisch and V. M. Malkin, Generation of ultrahigh intensity laser pulses, Phys. Plasmas **10**, 2056 (2003).

[19] Y. Ping, W. Cheng, S. Suckerwer, D. S. Clark, and N. J. Fisch, Amplification of Ultrashort Laser Pulses by a Resonant Raman Scheme in a Gas-Jet Plasma, Phys. Rev. Lett. **92**, 175007 (2004).

[20] J. Ren, W. Cheng, S. Li, and S. Suckewer, A new method for generating ultraintense and ultrashort laser pulses, Nat. Phys. **3**, 732 (2007).

[21] R. M. G. M. Trines, f. Fiuza, R. Bingham, R. A. Fonseca, L. O. Silva, R. A. Cairns, and P. A. Norreys, Simulations of efficient Raman amplification into the multipetawatt regime, Nat. Phys. **7**, 87 (2010).

[22] P. Mounaix, D. Pesme, W. Rozmus, and M. Casanova, Space and time behavior of parametric instabilities for a finite pump wave duration in a bounded plasma, Phys. Fluids B **5**, 3304 (1993).

[23] A. K. Lal, K. A. Marsh, C. E. Clayton, C. Joshi, C. J. McKinstrie, J. S. Li, and T. W. Johnston, Transient Filamentation of a Laser Beam in a Thermal Force Dominated Plasma, Phys. Rev. Lett. **78**, 670 (1997).

[24] B. Afeyan and S. Hüller, Optimal control of laser plasma instabilities using spike trains of uneven duration and delay (STUD pulses) for ICF and IFE, EPJ Web Conf. **59**, 05009 (2013).

[25] S. Hüller and B. Afeyan, Simulations of drastically reduced SBS with laser pulses composed of a spike train of uneven duration and delay (STUD pulses), EPJ Web Conf. **59**, 05010 (2013).

[26] B. J. Albright, L. Yin, and B. Afeyan, Control of Stimulated Raman Scattering in the Strongly Nonlinear and Kinetic Regime Using Spike Trains of Uneven Duration and Delay, Phys. Rev. Lett. **113**, 045002 (2014).

[27] A. A. Andreev, C. Riconda, V. T. Tikhonchuk, and S. Weber, Short light pulse amplification and compression by stimulated Brillouin scattering in plasmas in the strong-coupling regime, Phys. Plasmas **13**, 053110 (2006).

[28] L. Lancia, J.-R. Marquès, M. Nakatsutsumi, C. Riconda, S. Weber, S. Hüller, A. Mancic, P. Antici, V. T. Tikhonchuk, A. Héron, P. Audebert, and J. Fuchs, Experimental Evidence of Short Light Pulse Amplification Using Strong-Coupling Stimulated Brillouin Scattering in the Pump Depletion Regime, Phys. Rev. Lett. **104**, 025001 (2010).

[29] L. Lancia, A. Giribono, L. Vassura, M. Chiaramello, C. Riconda, S. Weber, A. Castan, A. Chatelain, A. Frank, T. Gangolf, M. N. Quinn, J. Fuchs, and J.-R. Marquès, Signatures of the Self-Similar Regime of Strongly Coupled Stimulated Brillouin Scattering for Efficient Short Laser Pulse Amplification, Phys. Rev. Lett. **116**, 075001 (2016).

[30] R. K. Kirkwood, J. D. Moody, A. B. Langdon, B. I. Cohen, E. A. Williams, M. R. Dorr, J. A. Hittinger, R. Berger, P. E. Young, L. J. Suter, L. Divol, S. H. Glenzer, O. L. Landen, and W. Seka, Observation of Saturation of Energy Transfer between Copropagating Beams in a Flowing Plasma, Phys. Rev. Lett. **89**, 215003 (2002).

[31] R. K. Kirkwood, P. Michel, R. A. London, D. Callahan, N. Meezan, E. Williams, W. Seka, L. Suter, C. Haynam, and O. Landen, Amplification of light in a plasma by stimulated ion acoustic waves driven by multiple crossing pump beams, Phys. Rev. E **84**, 026402 (2011).

[32] I. V. Igumenshchev, D. H. Edgell, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, A. V. Maximov, J. F. Myatt, W. Seka, A. Shvydky, S. Skupsky, and C. Stoeckl, Crossed-beam energy transfer in implosion experiments on OMEGA, Phys. Plasmas **17**, 122708 (2010).

[33] D. H. Froula, I. V. Igumenshchev, D. T. Michel, D. H. Edgell, R. Follet, V. Y. Glebov, V. N. Goncharov, J. Kwiatkowski, F. J. Marshall, P. B. Radha, W. Seka, C. Sorce, S. Stagnitto, C. Stoeckl, and T. C. Sangster, Increasing Hydrodynamic Efficiency by Reducing Cross-Beam Energy Transfer in Direct-Drive-Implosion Experiments, Phys. Rev. Lett. **108**, 125003 (2012).

[34] L. Yin, B. J. Albright, H. A. Rose, K. J. Bowers, B. Bergen, and R. K. Kirkwood, Self-Organized Bursts of Coherent Stimulated Raman Scattering and Hot Electron Transport in Speckled Laser Plasma Media, Phys. Rev. Lett. **108**, 245004 (2012).

[35] L. Yin, B. J. Albright, H. A. Rose, D. S. Montgomery, J. L. Kline, R. K. Kirkwood, P. Michel, K. J. Bowers, and B. Bergen, Self-organized coherent bursts of stimulated Raman scattering and speckle interaction in multi-speckled laser beams, Phys. Plasmas **20**, 012702 (2013).

[36] S. Hüller and A. Porzio, Weibull-tupe speckle distributions as a result of saturation in stimulated scattering processes, Laser Part. Beams **33**, 667 (2015).

[37] D. J. Y. Marion, A. Debayle, P.-E. Masson-Laborde, P. Loiseau, and M. H. Casanova, Modeling crossed-beam energy transfer for inertial confinement fusion, Phys. Plasmas **23**, 052705 (2016).

[38] S. Hüller, P.-E. Masson-Laborde, D. Pesme, M. Casanova, F. Detering, and A. Maximov, Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated Brillouin scattering, Phys. Plasmas **13**, 022703 (2006).

[39] A. Colaïtis, S. Hüller, D. Pesme, G. Duchateau, and V. T. Tikhonchuk, Crossed-beam energy transfer: assessment of the paraxial complex geometrical optics approach versus a time-dependent paraxial method to describe experimental results, Phys. Plasmas **23**, 032118 (2016).

[40] K. Lewis, G. Riazuelo, and C. Labaune, Modeling of imaging diagnostics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX, Rev. Sci. Instrum. **76**, 093502 (2005).

[41] J. Garnier, Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plates revisited, Phys. Plasmas **6**, 1601 (1999).

[42] C. Goyon, S. Depierreux, V. Yahia, G. Loisel, C. Baccou, C. Courvoisier, N. G. Borisenko, A. Orekhov, O. Rosmej, and C. Labaune, Experimental Approach to Interaction Physics Challenges of the Shock Ignition Scheme Using Short Pulse Lasers, Phys. Rev. Lett. **111**, 235006 (2013).

[43] R. Dautray *et al.*, *La Fusion Thermonucléaire Inertielle par Laser* (EYROLLES, Paris, 1993).

[44] 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).

[45] M. Grech, G. Riazuelo, D. Pesme, S. Weber, and V. T. Tikhonchuk, Coherent Forward Stimulated-Brillouin Scattering of a Spatially Incoherent Laser Beam in a Plasma and its Effect on Beam Spray, Phys. Rev. Lett. **102**, 155001 (2009).

Experimental Evidence of the Collective Brillouin Scattering of Multiple Laser Beams Sharing Acoustic Waves

C. Neuville,[1] V. Tassin,[1] D. Pesme,[2] M.-C. Monteil,[1] P.-E. Masson-Laborde,[1] C. Baccou,[3] P. Fremerye,[1] F. Philippe,[1] P. Seytor,[1] D. Teychenné,[1] W. Seka,[4] J. Katz,[4] R. Bahr,[4] and S. Depierreux[1]

[1]*CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France*

[2]*Centre de Physique Théorique, UMR 7644, CNRS-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France*

[3]*LULI, UMR 7605 CNRS-Ecole Polytechnique-CEA-Université Paris VI, 91128 Palaiseau cedex, France*

[4]*Laboratory for Laser Energetics, University of Rochester, 250 East River Road, Rochester, New York 14623-1299, USA*

(Received 20 October 2015; revised manuscript received 10 April 2016; published 8 June 2016)

The indirect-drive scheme to inertial confinement fusion uses a large number of laser beams arranged in a symmetric angular distribution. Collective laser plasma instabilities can therefore develop that couple all the incident laser waves located in a cone to the daughter wave growing along the cone symmetry axis [D. F. DuBois *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 241 (1992)]. With complementary diagnostics of Thomson scattering and of the scattered light, we demonstrate the occurrence of collective stimulated Brillouin sidescattering driving collective acoustic waves in indirect-drive experiments.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.235002

The indirect-drive scheme to inertial confinement fusion relies on the conversion of the laser energy into x rays inside a high-Z cylindrical enclosure (or *Holhraum*) [1]. The resulting radiation drive then implodes the nuclear fuel capsule placed in the center of the *Holhraum*. In this irradiation scheme, the laser energy is delivered to the target through a large number of beams crossing each other in a small plasma volume $\sim(500\ \mu\mathrm{m})^3$ at the entrance of the *Holhraum*. The thorough control of the nonlinear behavior of these beams in the successive plasmas they traverse before being converted into x rays at the inside walls is crucial in order to optimize the coupling of the laser energy to the target. In the indirect-drive experiments, the individual beam intensity is typically above threshold for stimulating single-beam backscattering instabilities [2] whose regions of development may superimpose in the crossing-beam volume [3–8]. The multiple-plasma configuration may further modify the single-beam scattering instabilities [9–12]. In addition, the ponderomotive beating of each pair of crossing beams drives an enhanced ion acoustic wave (IAW). The subsequent induced stimulated Brillouin sidescattering (SBS) instability, in which the first laser wave couples with the driven IAW to scatter the light into the second laser wave, produces an exchange of energy between the two crossing beams [13–17] that leads to a redistribution of the forward going energy.

In the indirect-drive irradiation scheme, where the laser beams are angularly distributed in a highly symmetric configuration, a different type of multiple-beam instability may also develop in the crossing-beam region. This instability involves multiple laser beams located in a cone that collectively couple to a common daughter wave growing along the cone symmetry axis [18]. The collective nature of this coupling results in a reduction of the individual beam intensity threshold, and in an increase of the growth gain with the increase of the number of interacting laser beams. This collective instability also produces energy losses in new backward directions.

In this Letter, we demonstrate for the first time the occurrence of SBS corresponding to such collective IAW instabilities in indirect-drive experiments. This instability corresponds to the case where all laser beams incident in a cone amplify the same IAW, aligned along the cone symmetry axis, through stimulated Brillouin sidescattering. It was observed in indirect-drive experiments carried out with 15 crossing beams distributed in two incident laser beam cones with a geometry representative of the megajoule facilities. Enhanced level of IAWs have been measured along the symmetry axis of three cones made of four, six, and ten beams with complementary diagnostics of Thomson scattering (TS) and scattered light measurements. Similar physics of multibeam SBS had been previously investigated in experiments [19] in the context of direct drive in plasmas including a critical density surface. Collectively driven IAW may have developed in these previous experiments, but their effect was masked by the strong electromagnetic seeding of back- and sidescattering SBS by the light reflected at the critical surface [20]. In the *Hohlraum* geometry of the experiment reported in this Letter, the sidescattering of a first beam in the backward direction of a second crossing beam could be seeded by the backscattering of the second beam produced in the *Hohlraum* interior. Here, the plasma parameters in the region of crossing beams were measured with time-resolved Thomson scattering, allowing us to experimentally determine the geometry of sidescattering that drives the enhanced IAWs observed in the scattered-light measurements. This made possible the identification of the contribution of the collective Brillouin instability in this

 © 2016 American Physical Society

diagnostic. This collective SBS instability is shown to produce significant scattered light losses in novel backward directions.

The experiments were carried out on the 351-nm Omega laser facility at the University of Rochester. The interaction was studied at the laser entrance hole (LEH) of rugby-ball-shaped *Holhraums* [21,22] filled with a 1-atm methane gas. A spherical capsule was mounted at the center of the *Hohlraum*. The revolution axis of the *Hohlraum* was aligned along the *P*5–*P*8 axis of the Omega target chamber. Twenty laser beams were incident on each side of the target distributed along three cones [see Fig. 1(a)]: five beams, at 21° from the axis, were pointed at 500 μm from the window outside the *Hohlraum*; similarly, five beams at 42° and ten beams at 59° were pointed at the LEH. The beams were focused by $f/6.7$ lenses through random-phase plates producing focal spots with a diameter of 300 μm full width at half maximum (FWHM). The laser pulse, with a total duration of 2.5 ns, was made of a prepulse of intensity $\sim 8 \times 10^{13}$ W cm^{-2} per beam followed by a main pulse for $t = 1.8$ to $t = 2.3$ ns at an intensity per beam of 5×10^{14} W cm^{-2}.

The crossed-beam interaction was studied with the 42° and 59° cones that superimposed in the region of LEH. The angular distribution of these 15 beams around the *Hohlraum* axis is schematically shown in Fig. 1(b), together with some of the collective IAWs that could grow in the volume of the crossing beams. A total of 17 cones, implying four to ten beams, are present in the crossing-beam volume [see Fig. 1(b)]. In particular, (*a*) two common IAW can be excited along the *Hohlraum* axis by the interaction of the five beams of the 42° cone and the interaction of the ten beams of the 59° cone (IAWa); (*b*) and (*c*) two distinct cones, with cone angles $\sim 50° - 40°$ are made of six and four beams having a symmetry axis at 10° (IAWb) and 35° (IAWc) from the *Hohlraum* axis, respectively; (*d*) a cone with the cone angle 20° is made of two beams of the 42° cone and two beams of the 59° cone (IAWd). The other cones are found by applying the $2\pi/5$ symmetry of the beams, so that they have an identical geometry. Three of these IAWs were observed in the experiment through TS and measurements of the scattered light in the Brillouin range.

The Thomson probe beam, converted to the fourth harmonics ($\lambda_{\text{probe}} = 263$ nm) and delivering 100 J in a pulse shape similar to the one used on the 351-nm beams, was incident in *P*9 and focused with an $f/6.7$ lens producing a 50-μm spot size. The Thomson scattered light was collected in an aperture angle of 5.7° in the direction of *P*7 by a telescope [23]. The scattering angle measured between the directions of the probe and scattered light is $\theta_{\text{TS}} = 60°$, so that the probed IAWs have wave vectors $k_{\text{IAW,TS}} = 2\ k_p\ \sin(\theta_{\text{TS}}/2)$ with $k_p = 2\pi/\lambda_{\text{probe}}$. Time-resolved spectra with resolutions of 80 ps and 0.4 Å were then obtained with the combination of a spectrometer and a streak camera. This diagnostic was first used to experimentally measure the plasma expansion velocity and the acoustic velocity [24] at two locations along the *Hohlraum* axis: (i) in the region of the crossing beams and (ii) at a distance of 300 μm outside the *Hohlraum*. These results are shown as a function of time in Fig. 2.

The IAWs probed by the TS diagnostic are at 35° from *P*8 and along the axis of the cone formed by beams 12, 23, 57, and 62 [see Fig. 1(c)]. The IAW (IAWc) driven by SBS of the 351-nm beams along the axis of this cone has a wave vector $k_{\text{IAW,SBS}} = 2\ k_0\ \cos(42°)$ with $k_0 = 2\pi/351$ nm, so that $k_{\text{IAW,SBS}} \approx k_{\text{IAW,TS}}$. As a result, for the *Hohlraum* aligned along the *P*5–*P*8 axis, the IAW probed by TS that propagates towards the *Hohlraum* matches in direction and wave vector [see Figs. 1(d) and 1(c)] to IAWc. A typical time-resolved TS spectrum measured in the beam-crossing region is displayed in Fig. 3(a). The power scattered off the IAW [defined as IAW1 in Fig. 1(d)] propagating towards the *Hohlraum* is

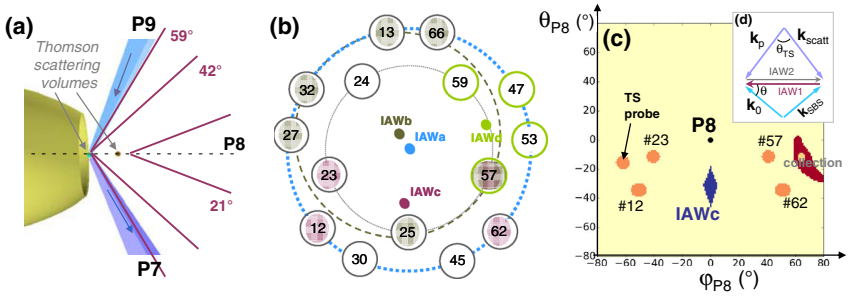


FIG. 1. (a) Representation of the LEH showing the three cones of heater beams and the geometry of the TS diagnostic. (b) Schematic view of the 15 interaction beams around the *Hohlraum* axis. The directions of the IAWs driven by the laser beams of four representative cones are drawn. IAWa is the IAW excited along the *Hohlraum* axis by the ten beams of the 59° cone, IAWb is excited by beams 13, 66, 27, 32, 25, and 57, IAWc is excited by beams 12, 23, 57, and 62, and IAWd is along the axis of the cone formed by beams 47, 53, 57, and 59. (c) Directions of IAWc (in blue) such that it is amplified by the same SBS geometry for the four surrounding beams and angular distribution (in red) of the Thomson scattered light calculated for an electronic density of $0.1 n_c$ (n_c is the critical density for the 351-nm beams). (d) Thomson scattering geometry for probing the common ion acoustic wave (IAW1) driven along the axis of a 42° cone of 351-nm interaction beams with a 263-nm probe.

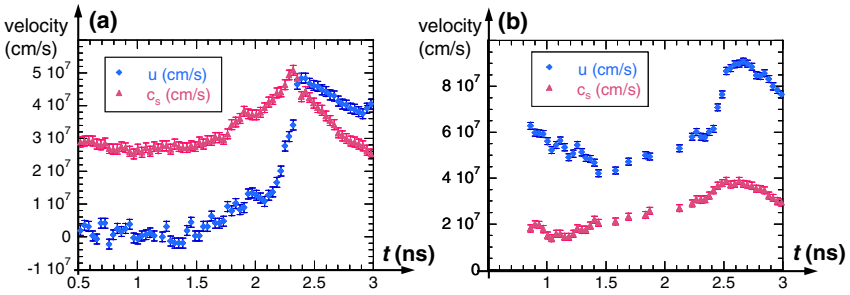


FIG. 2. Expansion velocity (u) and acoustic velocity (c_s) measured (a) in the spatial domain of beam crossing and (b) at 300 μm outside the *Hohlraum*.

higher than the power scattered off the opposite IAW during the time period [1.7 ns, 2.3 ns], corresponding to the time interval during which the heater beams were close to their maximum intensity [see Fig. 3(b)]. No increased signal was observed when the TS volume was located outside the crossing-beam region. This shows that the crossing-beam interaction of the heaters enhances the level of an IAW having the direction and wave number of IAWc.

The scattered light was collected in the backward direction of one beam of the 59° cone (beam 30) and of one beam of the 42° cone (beam 25). It was then analyzed in time and wavelength with resolutions of 80 ps and 0.4 Å by the full-aperture backscattering stations (FABSs). These measurements allowed the diagnostic of the IAWs driven along the cone symmetry axis for a six-beam cone (IAWb) and a ten-beam cone (IAWa). For instance, the stimulated Brillouin sidescattered light of beam 13 off IAWb, which is the IAW driven along the axis of the cone formed by beams 13, 66, 25, 57, 27, and 32, was collected in the backward direction of beam 25. Time-resolved signals measured on the FABS diagnostics are shown in Figs. 4(a) and 4(b). For the time interval [1.8 ns, 2.3 ns], when the laser intensity was close to its maximum, two contributions were detected in each FABS. The first signal, starting at $t = 1.9$ ns in FABS25 and at $t = 1.8$ ns in FABS30, is due to Brillouin backscattering of the beam itself developing in the plasmas, made of the filling gas or gold wall, located inside the *Hohlraum*. In the two FABSs, this first component simply depended on the energy of the beam itself.

The origin of the second component, observed after $t = 2.2$ ns, is different as we observed that the variations, in time and amplitude, of this second signal were dependent on the energy fired on the other cone of crossing beams. As an example, the amplitude of this second signal measured in FABS30 was increased when the energy on the two cones was reduced below the threshold for the appearance of the second signal in FABS25. This competition between the second contribution measured in the two FABS indicates that this second signal grows in the region of the crossing beams. In this volume, whose plasma parameters were experimentally measured, the geometry of the scattering then uniquely determines the wavelength shift of the scattered light ($\Delta\lambda_{\mathrm{SBS}}$) that scales as $\Delta\lambda_{\mathrm{SBS}} \propto k_{\mathrm{IAW}} \propto \cos(\theta)$. The corresponding wavelength, calculated with the experimentally characterized plasma parameters in the case of the previously described scattering off IAWb by beam 13, is shown by the solid line as a function of time in Fig. 4(a) together with the time-resolved spectrum measured in the backward direction of beam 25. The second signal, observed after $t = 2.2$ ns, extends over a very narrow spectral range, corresponding exactly to the wavelength expected for the light scattered by beam 13 off IAWb. This second signal can thus be attributed to a SBS sidescattering instability having the geometry of the collective IAW instability that drives IAWb. The scattering losses in this second signal maximize at ~1%.

A similar analysis was made for the light collected in the backward direction of beam 30. In this diagnostic, we could

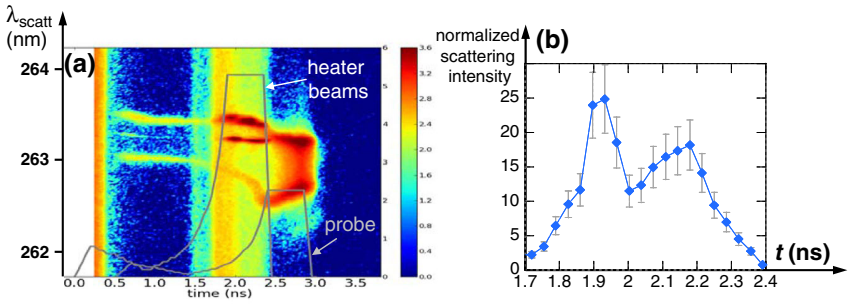


FIG. 3. (a) Time-resolved spectrum of the Thomson scattered light collected in the region of beam crossing. The pulse shapes of the probe beam and of the heater beams are shown in grey. (b) Time-resolved intensity of the light scattered off the IAW1, normalized to the intensity of the light scattered off the counterpropagating ion wave IAW2.

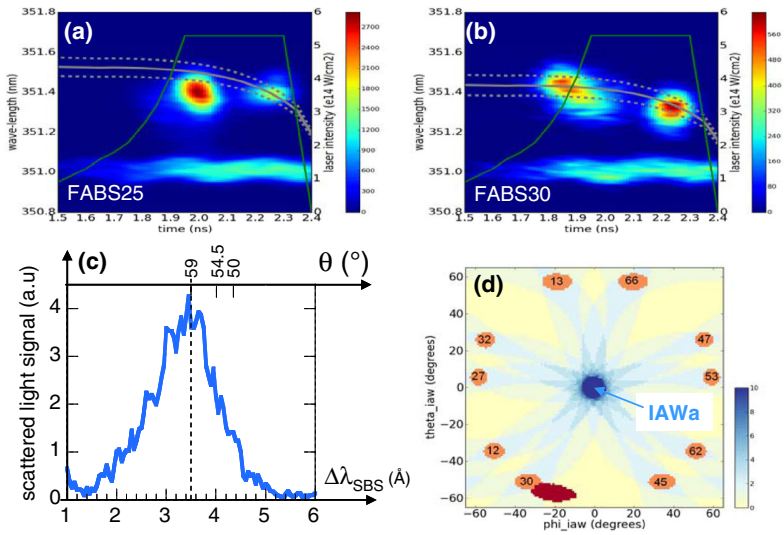


FIG. 4. (a) Time-resolved spectrum of the scattered light collected in the backward direction of beam 25. The solid grey line shows the wavelength calculated for the SBS of beam 13 in the collective instability that drives IAWb that is collected in the direction of FABS25. The two dashed lines represent the expected wavelength range for this scattered light, taking into account the aperture of the diagnostic and laser beams and the size of the crossing-beam volume. (b) Time-resolved spectrum of the scattered light collected in the backward direction of beam 30. As in (a), the grey lines represent the wavelength range calculated for the light scattered by beam 66 in the FABS30 direction off the collective IAWs driven along the *Hohlraum* axis by the ten-beam instability. (c) Scattered light wavelength for the signal measured in FABS30 at $t = 2.25 \pm 0.05$ ns. (d) The directions of the IAWs having equal wave vectors are shown with respect to the ten laser beams of the 59° cone that stimulate IAWa. A collective ion acoustic wave is driven in each of the directions where multiple beams contribute. In the direction indicated as IAWa, the ten beams amplify the corresponding IAW. The regions shown in red represent the directions of scattering of beam 66 off IAWa.

collect the SBS of beam 66 off IAWa, the IAW driven along the axis of the 59° cone. The calculated SBS wavelength shift is plotted on the corresponding spectrum in Fig. 4(b). The late-time contribution measured in FABS30 has its spectral features (narrow spectral range and wavelength value) corresponding to what is expected for the scattering off IAWa.

The observation of a sidescattering signal peaked in wavelength is a strong indication of multiple-beam effects, as any of the beams could contribute in the FABS to produce single-beam sidescattered SBS with a large variety of angles and scattered light wavelengths. Rather, in the experiment, only sidescattering with the largest angle was observed. This demonstrates that the sidescattering of individual beams is negligible. In contrast, the single-beam SBS scattering off the IAW driven along the cone axis yields a significant signal. In the geometry of the experiment, the level of this IAW located along the symmetry axis can be enhanced by the beating of an incoming laser beam with the Brillouin light backscattered by the symmetric beam in the *Hohlraum* interior. This could happen because the cones of beams around the three diagnosed IAWs include pairs of beams symmetric with respect to the cone axis. However, in our experiment, such a two-beam electromagnetic seeding could develop not only for opposed beams but also between any pair of crossing beams providing the beating of incoming and backscattered lights matches for the resonance of the IAW driven in the specific geometry. Consequently, it could hardly explain the sharp signal measured in the FABS. This situation strongly differs from the electromagnetic seeding encountered in the experiment by Seka *et al.* [19], in which the seeding occurred through reflection at the critical surface and could thus develop only for beams symmetric with respect to the target normal.

The collective amplification of SBS in the crossing-beam region, possibly seeded by the previously described beating, accounts for the measured SBS spectrum at late time. The wavelength of the scattered light measured in FABS30 for $t = 2.25 \pm 0.05$ ns is shown in Fig. 4(c). Its FWHM of 1.4 Å is consistent with the amplification of SBS with $\theta = 59°$ over a length of 75 μm along the *Hohlraum* axis combined with the spectral resolution of the diagnostic (0.4 Å). This 75-μm length corresponds to the region of maximum overlap intensity for the ten beams. At $\theta = 59°$, the full aperture of the ten beams contributes to the amplification of IAWs with the same wave vector. The ten beams can also amplify the same IAWs for $\theta = (59 \pm 4)°$, but less amplification is possible because only part of the rays contributes for each beam. It produces an additional broadening of ± 0.4 Å in the spectrum. For the scattering of beating IAWs, two beams (beams 13 and 47) are found with slightly different angles than for beam 66 and could contribute at $\theta = 54.5°$. However, the

measured spectrum is rather symmetric with respect to $\Delta\lambda_{SBS} = 3.5$ Å, showing that the scattering with angles θ smaller than 59° do not contribute significantly to the measured signal. Only sidescattering that implies the IAW to which multiple beams are contributing can be observed. A similar analysis gives the same conclusion for the measurements in FABS25. This demonstrates that the collective amplification or reamplification of SBS light in the crossing-beam region largely dominates over the electromagnetic seeding, possibly followed by a single-beam reamplification.

The absolute energy measurements performed in the FABS made possible the evaluation of the energy losses due to the collective SBS instability of the 59° cone. To do so, we first consider the geometry of the scattering, taking into account the aperture of the beams and of the diagnostic. The geometry of the SBS of beam 66 in the collective instability that drives the IAW along the *Hohlraum* axis (IAWa) is shown in Fig. 4(d) assuming straight-line propagation of the light in front of the crossing-beam region at LEH. Its analysis shows that only a small fraction ($<1/10$) of this scattered light falls in the aperture of beam 30 and is collected in its backscattering station. In FABS30, the signal associated with the collective instability peaks at ~3% of the laser power per beam. From Fig. 4(d), an additional significant fraction of the light is expected to be scattered with larger angles. This was confirmed in complementary experiments where light with the same spectral feature at late time was detected at ~20° of a beam of the 59° cone. So, for the ten-beam instability, we estimate that the scattering losses may be ten times higher than those measured in FABS30.

The physics of multiple crossing beams has been studied at the laser entrance hole of indirect-drive targets with Thomson scattering and scattered light measurements. The experiments have been performed with 15 crossing beams arranged in two cones in a geometry representative of the megajoule facilities. Levels of fluctuations increased above thermal noise have been observed for the ion acoustic waves aligned along the axis of the cones made of four, six, and ten beams. A total of 17 such cones were identified for the angular distribution of the beams used in the experiment. All the resultant IAWs excited in the volume of the crossing beams may impact the crossed-beam energy transfer that takes place in the same spatial region [25,26]. The collective Brillouin sidescattering of multiple beams was clearly identified as being responsible for the enhancement of the IAWs driven along the axis of the six- and ten-beam cones. This collective Brillouin instability was amplified in a well-defined geometry of sidescattering in a small region defined by the maximum intensity of the crossing beams, resulting in a scattered light signal strongly peaked in wavelength. This scattered light was associated with significant energy losses in novel backward directions. These collective Brillouin scattering instabilities could significantly impair the laser-target coupling in indirect-drive experiments.

This work was partly performed in the framework of the ANR project ILPHYGERIE (Project No. ANR-12-BS04-0006-01). We gratefully acknowledge fruitful discussions with C. Labaune, M. Casanova, S. Hüller, P. Loiseau, D. Benisti, A. Heron, C. Riconda, V. Tikhonchuk, and A. Debayle.

[1] J. D. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
[2] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1988).
[3] H. A. Baldis, C. Labaune, E. Schifano, N. Renard, and A. Michard, Phys. Rev. Lett. **77**, 2957 (1996).
[4] C. Labaune, H. A. Baldis, B. Cohen, W. Rozmus, S. Depierreux, E. Schifano, B. S. Bauer, and A. Michard, Phys. Plasmas **6**, 2048 (1999).
[5] R. K. Kirkwood *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 056311 (2011).
[6] D. E. Hinkel *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 056312 (2011).
[7] R. K. Kirkwood *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **55**, 103001 (2013).
[8] J. F. Myatt *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055501 (2014).
[9] J. C. Fernández *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2252 (1998).
[10] S. Depierreux *et al.*, Nat. Commun. **5**, 4158 (2014).
[11] V. Yahia *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 042707 (2015).
[12] D. Turnbull, P. Michel, J. E. Ralph, L. Divol, J. S. Ross, L. F. B. Hopkins, A. L. Kritcher, D. E. Hinkel, and J. D. Moody, Phys. Rev. Lett. **114**, 125001 (2015).
[13] W. L. Kruer, S. C. Wilks, B. B. Afeyan, and R. K. Kirkwood, Phys. Plasmas **3**, 382 (1996).
[14] V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, and C. E. Capjack, Phys. Plasmas **3**, 2215 (1996).
[15] C. J. McKinstrie, J. S. Li, R. E. Giacone, and H. X. Vu, Phys. Plasmas **3**, 2686 (1996).
[16] P. Michel *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056305 (2010).
[17] J. D. Moody *et al.*, Nat. Phys. **8**, 344 (2012).
[18] D. F. DuBois, B. Bezzerides, and H. A. Rose, Phys. Fluids B **4**, 241 (1992).
[19] W. Seka, H. A. Baldis, J. Fuchs, S. P. Regan, D. D. Meyerhofer, C. Stoeckl, B. Yaakobi, R. S. Craxton, and R. W. Short, Phys. Rev. Lett. **89**, 175002 (2002).
[20] C. J. Randall, J. R. Albritton, and J. J. Thomson, Phys. Fluids **24**, 1474 (1981).
[21] M. Vandenboomgaerde, J. Bastian, A. Casner, D. Galmiche, J.-P. Jadaud, S. Laffite, S. Liberatore, G. Malinie, and F. Philippe, Phys. Rev. Lett. **99**, 065004 (2007).
[22] F. Philippe *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 074504 (2014).
[23] J. Katz *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 10E349 (2012).
[24] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Academic Press New York 1975).
[25] B. I. Cohen, B. F. Lasinski, A. B. Langdon, E. A. Williams, H. A. Baldis, and C. Labaune, Phys. Plasmas **5**, 3402 (1998).
[26] P. Michel, W. Rozmus, E. A. Williams, L. Divol, R. L. Berger, R. P. J. Town, S. H. Glenzer, and D. A. Callahan, Phys. Rev. Lett. **109**, 195004 (2012).

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Ondes et Matière (EDOM)

Titre : Étude expérimentale des effets multi-faisceaux sur l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée

Mots clefs : laser, plasma, interaction, croisement de faisceaux

Résumé : Les installations laser dimensionnées pour réaliser des expériences de fusion thermonucléaire par confinement inertiel laser utilisent de nombreux faisceaux laser pour répondre à des contraintes de symétrie d'irradiation et pour déposer suffisamment d'énergie dans la matière. Malheureusement, le croisement des faisceaux laser dans un plasma impactent leurs propagations. Quand un faisceau laser se propage dans un plasma, il peut se coupler aux ondes acoustiques ioniques et diffuser une fraction importante de son énergie par diffusion Brillouin stimulée. Aussi bien les niveaux que les directions de ces diffusions sont profondément modifiés lorsque les faisceaux laser se croisent. Ce manuscrit présente l'étude expérimentale de deux types de modification multi-faisceaux :

• en utilisant la flexibilité de l'installation laser LULI2000 (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau, France), nous avons étudié le transfert d'énergie entre deux et trois faisceaux laser ;

• les soixante faisceaux laser de l'installation OMEGA (*Laboratory for Laser Energetics*, Rochester, Etats-Unis) nous ont permis d'observer les diffusions produites par des instabilités Brillouin collectives dans des plasmas plans en géométrie ouverte et à l'entrée de cavités d'expériences de fusion.

Ces deux mécanismes peuvent drastiquement redistribuer l'énergie laser incidente en échangeant jusqu'à 30% de l'énergie entre les faisceaux ou en diffusant plus de 10% de l'énergie laser dans des directions inhabituelles.

Title: Experimental study of the multiple-beam effects on the stimulated Brillouin scattering instability

Keywords: laser, plasma, interaction, beam crossing

Abstract: The laser facilities designed to realize laser inertial confinement thermonuclear fusion experiments use numerous laser beams in order to meet irradiation symmetry constraints and to deposit enough energy in matter. Unfortunately, the crossing of laser beams in plasmas modifies their propagations. When a beam is propagating in plasmas, it can interact with ion acoustic waves and scatter its energy by stimulated Brillouin scattering. Not only the directions but also the levels of these scatterings are modified when beams are crossing one another in plasmas. This manuscript is about the experimental study of two kinds of multiple-beam modification:

• the flexibility of the LULI2000 laser facility (*Laboratoire d'Utilisation de Lasers Intenses*, Palaiseau, France) enabled us to study crossed-beam energy transfer between two and three beams;

• the sixty laser beams available on the OMEGA facility (Laboratory for Laser Energetics, Rochester, United-States) enabled us to observe scattering of collective Brillouin instabilities produced in planar geometries and at the entrance hole of cavities of fusion experiments.

These two mechanisms can highly modify the initial laser irradiation by transferring up to 30% of the laser energy between beams and by scattering more than 10% of the laser energy in unusual directions.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France