

## LES INSTABILITÉS PLASMAS : UN ENJEU POUR LE LMJ

C. ROUSSEAU, L. GRÉMILLET, S. BATON\*  
CEA - DAM - Île de France, \*CNRS - LULI

**L**e contrôle des instabilités plasmas constitue un défi important pour la réussite du confinement inertiel sur le Laser Mégajoule (LMJ). Il faut maîtriser ce phénomène, complexe à modéliser à cause de l'imbrication de l'hydrodynamique, des couplages d'ondes, et de la cinétique du plasma. Pour ne rien simplifier, les échelles de temps et d'espace associées au phénomène, la picoseconde et le micron, rendent difficiles les confrontations entre la théorie et l'expérience.

Dans l'expérience décrite ici, nous présentons une mesure très complète, qui associe, pour la première fois, des rétrodiffusions Raman et Brillouin excitées par un laser picoseconde et diagnostiquées par diffusion Thomson, avec une résolution temporelle très fine de 0,4 ps. L'amélioration de la résolution, de deux ordres de grandeurs par rapport aux expériences précédentes, permet la confrontation directe avec les calculs numériques issus de codes particuliers bidimensionnels. À cette échelle de temps, la cinétique électronique est la source de saturation la plus rapide et la plus violente de la rétrodiffusion Raman.

L'expérience et l'interprétation ont été réalisées en collaboration avec des équipes du CNRS - École polytechnique.

### Contexte de l'expérience

La compréhension des mécanismes de saturation des instabilités paramétriques reste d'actualité pour la fusion par confinement inertiel (FCI) par laser. Le contrôle des instabilités plasmas, comme les diffusions Raman ou Brillouin stimulées, est important car, en réfléchissant la puissance incidente laser et/ou en la redistribuant à l'intérieur de la cavité qui renferme le microballon fusible, elles dégradent le couplage laser au point de réduire l'efficacité d'implosion à des niveaux inacceptables. La modélisation de cette saturation constitue ainsi un enjeu important pour la réussite des expériences laser-plasma sur le LMJ.

Les nombreuses expériences d'interaction laser-plasma en impulsions nanosecondes mettent couramment en évidence des comportements "inattendus" des instabilités, c'est-à-dire évoluant dans un sens contraire à ce que la loi d'échelle de l'instabilité seule laisserait supposer. Le couplage, dans le plasma, des ondes issues des différentes instabilités – primaires et secondaires – constitue, bien sûr, une raison essentielle [1]. Cependant, l'interprétation invoque de plus en plus souvent le rôle des phénomènes cinétiques dans le plasma, qui peuvent modifier considérablement les propriétés de l'interaction.

Par exemple, les populations électroniques ou ioniques suprathermiques (issues du piégeage par les ondes plasmas électroniques – pour le Raman – ou les ondes acoustiques ioniques – pour le Brillouin), amplifiées par ces instabilités, rendent les fonctions de distribution des vitesses des particules non-maxwelliennes et modifient sensiblement les coefficients de transport et les amortissements des ondes, par rapport à leurs valeurs dans un plasma maxwellien [2], [3]. Une complication supplémentaire provient du temps très court de croissance des instabilités plasmas qui saturent en quelques ps, alors que les impulsions lasers sont 1 000 fois plus longues, et que la résolution temporelle des caméras à balayage de fente couramment utilisées est de ~ 30 ps. En conséquence, les données expérimentales sont analysées en relation avec des modèles de saturation en régime asymptotique, moyennés sur quelques dizaines de ps. L'utilisation d'un diagnostic picoseconde, tel qu'une sonde Thomson de courte durée, constitue une alternative intéressante. Il peut mettre en évidence, à l'échelle de la picoseconde, la croissance et la compétition des ondes électrostatiques générées par les rétrodiffusions Raman (SRS) et Brillouin (SBS) à partir de conditions initiales connues, durant leurs phases linéaires de croissance, ainsi que d'éventuelles

manifestations non-linéaires violentes dans les premiers instants de saturation. Enfin, du fait de leur brièveté, ces expériences peuvent être simulées complètement, puis analysées finement à l'aide de codes cinétiques, ce qui permet, en principe, d'identifier l'évolution de phénomènes rapides qui interviennent lorsque les instabilités atteignent leur niveau de saturation.

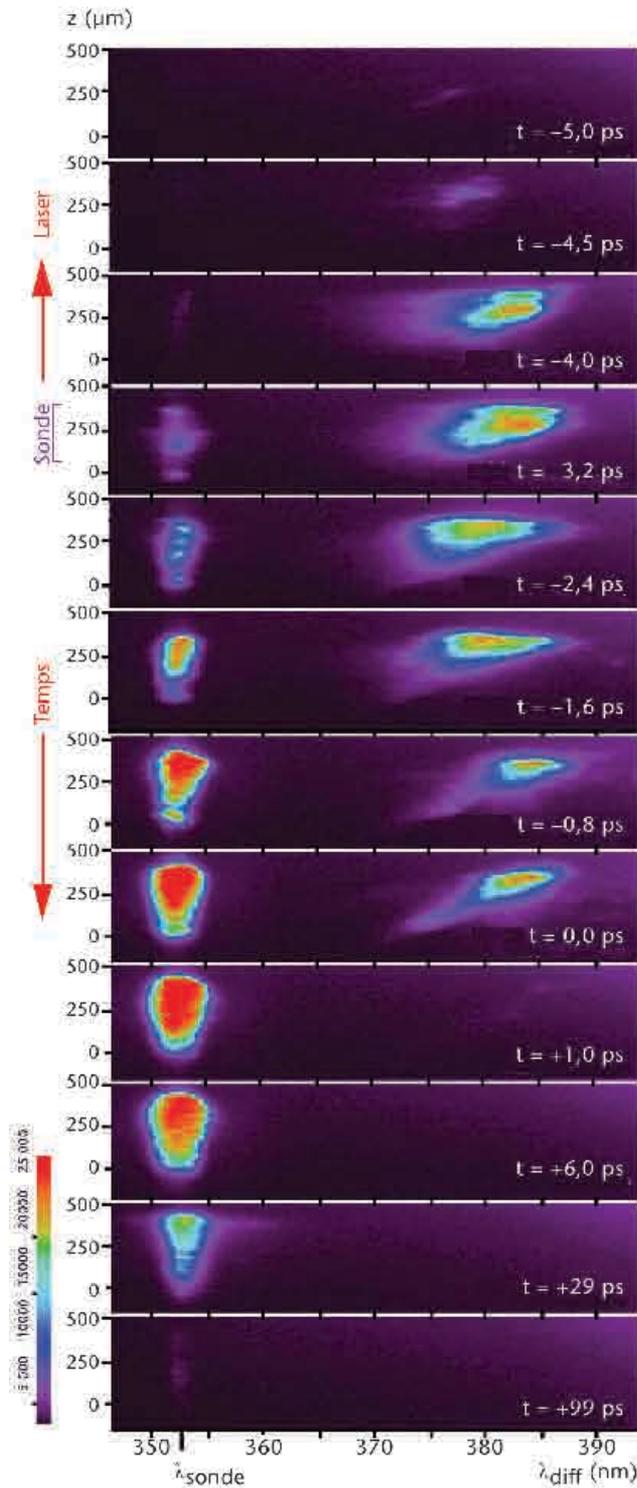


Figure 1 Évolution temporelle des IAW (autour de  $\lambda_{sonde}$ ) et EPW (vers 385 nm). Mêmes filtrage et échelle de couleur pour chaque spectre.

## Expériences et résultats

La première expérience de ce type a eu lieu sur l'installation 100 TW du LULI (École polytechnique) [4]. Les coïncidences spatiales et temporelles fines des faisceaux lasers utilisés nécessitent de bonnes conditions de reproductibilité de tir et de stabilité du montage optique.

Le plasma d'interaction est obtenu en irradiant un jet de gaz d'hélium à l'aide d'un premier faisceau laser nano-seconde. Le faisceau principal, ou pompe, de durée 1,5 ps et centré à  $\lambda = 1,059 \mu\text{m}$ , est focalisé à f/8 dans ce plasma sur une tache focale de diamètre 15  $\mu\text{m}$ . À cet instant, les calculs hydrodynamiques 2D indiquent que la densité électronique du plasma est proche de  $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et que sa température électronique est voisine de 300 eV. En se propageant dans ce plasma, la pompe excite les rétrodiffusions Raman et Brillouin. Les ondes plasma électroniques (EPW) et acoustiques ioniques (IAW) associées à ces instabilités sont analysées à l'aide d'un faisceau sonde Thomson à 0,353  $\mu\text{m}$  et de durée 0,3 ps. Le retard entre la sonde et la pompe est ajusté, de tir en tir, à l'aide d'une ligne à retard optique. À chaque tir laser, nous obtenons une image spectrale des instabilités, résolue spatialement le long de la propagation du faisceau principal, à l'instant donné par ce retard. L'histoire des instabilités est obtenue en variant ce délai optique.

La figure 1 (spectres) et la figure 2 (intensités) représentent les évolutions temporelles des EPW et IAW stimulées. Le scénario qui suit a été maintes fois reproduit dans des plasmas de densités variables et sur une grande plage d'intensités lasers (entre  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  et  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ ). Nous constatons que les ondes plasmas du Raman sont les premières excitées, dans le front de montée de la pompe. Leur saturation est atteinte en  $\sim 1$  ps.

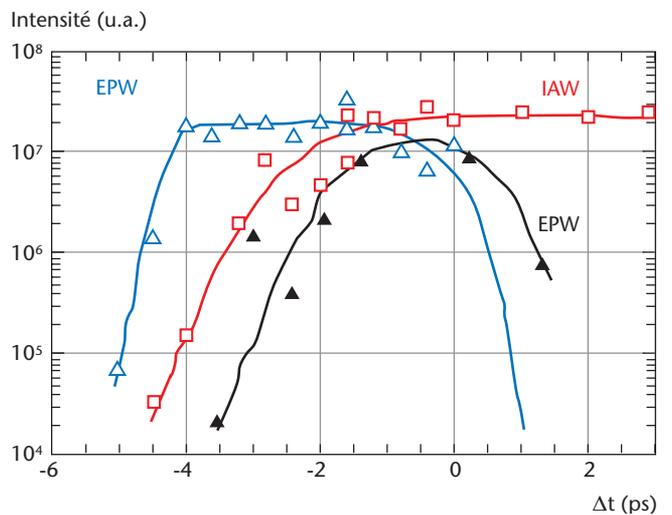


Figure 2 Croissances des IAW et EPW déduites de la figure 1. En noir, croissance des EPW pour une faible intensité de pompe ( $7 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ ), pour laquelle l'amplitude des IAW demeure trop faible.

Les ondes sonores du *Brillouin* se développent plus lentement et présentent des modulations spatiales clairement visibles durant la croissance, qui dure  $\sim 3$  ps. Les deux instabilités coexistent jusqu'au voisinage du maximum de la pompe. Puis les ondes plasmas disparaissent brusquement, tandis que les ondes sonores s'amortissent lentement en demeurant mesurables jusqu'à 100 ps après le passage de la pompe. Notons la largeur spectrale particulièrement importante des IAW qui dépasse nettement la largeur instrumentale (1,5 nm). Ceci est probablement dû à une profonde modification des distributions des vitesses électronique et ionique.

### Discussion

En présence d'une impulsion laser à front de montée raide, cette chronologie s'accorde avec la théorie linéaire, qui prédit que l'instabilité caractérisée par le taux de croissance le plus rapide se manifeste la première [1]. Les informations apportées par les calculs numériques particulières sont incomparablement plus riches. Nous privilégions ici la discussion sur l'aspect temporel, en s'appuyant sur des simulations en géométrie bidimensionnelle qui tiennent compte de manifestations importantes, comme la diffusion et le chauffage cinétique latéraux, l'autofocalisation, ou la création de canaux de densité. La tranche de plasma a une longueur de 450  $\mu\text{m}$  sur 220  $\mu\text{m}$  de large. L'impulsion laser reprend les caractéristiques lasers expérimentales, et le calcul s'est étendu sur 5 ps. Présentée en figure 3, la chronologie relative des instabilités est bien reproduite, avec, en particulier, l'effondrement du *Raman* vers le sommet de l'impulsion, c'est-à-dire à un instant où l'intensité de la pompe est très forte. L'analyse de l'espace des phases montre que la chute du *Raman* coïncide avec une sévère distorsion de la fonction de distribution électronique, qui étend le piégeage particulaire dans l'onde plasma du *Raman* jusqu'aux vitesses thermiques.

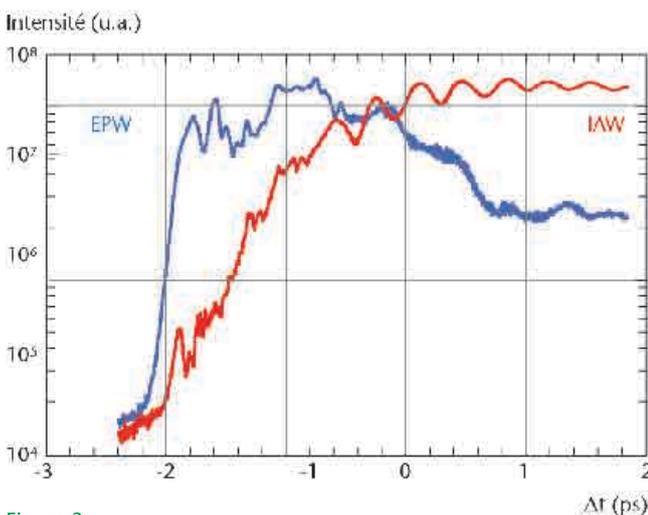


Figure 3 Amplitudes relatives  $\langle \delta n/n \rangle$  des EPW et IAW en fonction du temps, données par le calcul PIC 2D. L'origine  $\Delta t = 0$  correspond au maximum de l'impulsion atteignant le centre de la boîte.

D'autres calculs avec ions fixes reproduisent l'évolution du *Raman* pratiquement à l'identique, ce qui permet d'écarter l'origine ionique comme cause majeure de saturation du *Raman* sur cette échelle de temps. Cette hypothèse est appuyée expérimentalement par des tirs à intensité faible pour laquelle l'instabilité *Brillouin*, plus lente que le *Raman*, n'a pas le temps de croître durant le passage de la pompe (figure 2) : nous avons constaté la disparition rapide des ondes plasmas du *Raman*, toujours vers le pic de la pompe laser. De ce fait, l'origine cinétique électronique du plasma semble la mieux placée pour expliquer cette saturation brutale.

### Il s'agit de la première mesure des instabilités plasma résolue à l'échelle de la sub-picoseconde

En résumé, le développement simultané des ondes électrostatiques des rétrodiffusions *Raman* et *Brillouin* a été expérimentalement mesuré avec une résolution temporelle sub-picoseconde encore jamais atteinte. Sur cette échelle de temps de quelques ps, les mesures se comparent favorablement avec les calculs des codes particuliers. Le piégeage électronique semble être la cause majeure de la saturation du *Raman*. Ces études aident à la compréhension des mécanismes de saturation des instabilités plasmas, sujet critique pour le programme FCI.

### Remerciements

Les simulations numériques ont été, en majeure partie, réalisées par J.-C. ADAM et A. HÉRON, du Centre de physique théorique de l'École polytechnique.

### Références

- [1] D. PESME, "La fusion thermonucléaire inertielle par laser", Part. 1, vol. 1, ch. II, Ed. Eyrolles (1993).
- [2] B. B. AFEYAN et al., "Kinetic theory of electron-plasma and ion-acoustic waves in nonuniformly heated laser plasmas", *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 2322 (1998).
- [3] A. V. BRANTOV et al., "Nonlocal electron transport in laser heated plasmas", *Phys. Plasmas*, **5**, p. 2742 (1998).
- [4] C. ROUSSEAU, L. GRÉMILLET, M. CASANOVA, P. LOISEAU, M. LE GLOAHEC, S. BATON, F. AMIRANOFF, J. ADAM, A. HÉRON, "Transient development of backward stimulated Raman and Brillouin scattering on a picosecond time scale measured by subpicosecond Thomson diagnostic", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, p. 015001 (2006).