

D. Bénisti,  
C. Rousseaux,  
L. Gremillet  
CEA – DAM Île-de-France

K. Glize, V. Dervieux, S. D. Baton, L. Lancia  
Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (LULI),  
UMR 7605 CNRS – CEA – École polytechnique – Université Pierre-  
et-Marie-Curie, Palaiseau

# NON-LOCALITÉ DE L'INTERACTION LASER-PLASMA

L'interaction laser-plasma, étudiée dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, révèle bien des surprises. L'une d'entre elles est la capacité du plasma à se transformer en un miroir rétrodiffusant une partie de l'énergie laser incidente.

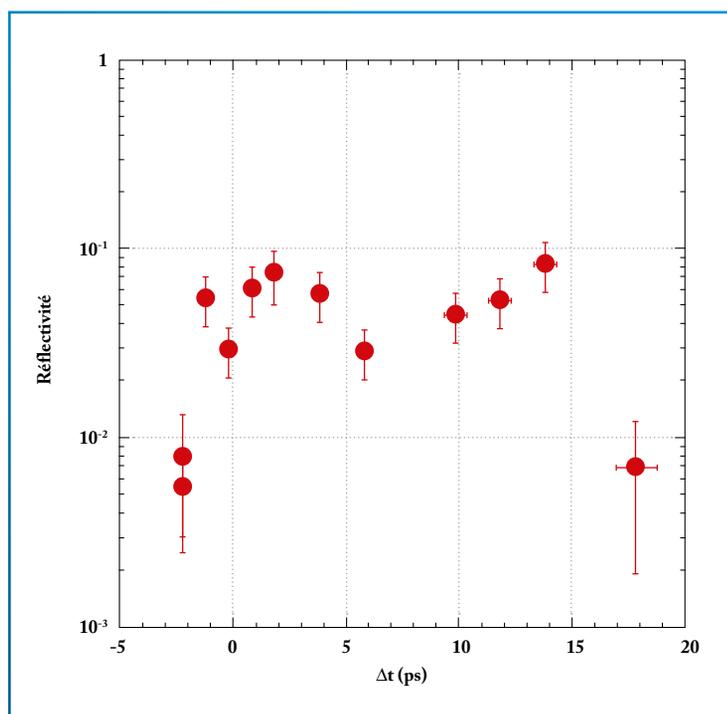
C'est principalement la conséquence d'un effet physique appelé diffusion Raman stimulée qui, en entravant la propagation laser, s'avère néfaste pour l'atteinte de la fusion. Cet effet peut être d'une redoutable efficacité à cause de son caractère non local en espace et en temps, que cet article décrit au travers de résultats théoriques et expérimentaux.

P our réaliser la fusion par confinement inertiel dans le schéma dit d'attaque indirecte, un rayonnement laser doit traverser une cavité remplie d'un gaz tampon qui s'ionise rapidement pour se transformer en plasma. Sous l'effet du laser, les électrons du plasma engendrent des champs électrostatiques collectifs qui se propagent de manière cohérente : ce sont des ondes plasma. Par diffusion Raman stimulée, ces ondes transfèrent une partie de l'énergie laser incidente vers une onde rétrodiffusée : le plasma se comporte alors comme un miroir.

Les ondes plasma possèdent plusieurs propriétés fascinantes comme celle, montrée par Landau en 1946, de s'amortir même en l'absence de collisions. Pour qu'elles puissent être excitées de manière effective par un champ laser, cet amortissement doit être vaincu, ce qui requiert une intensité suffisante. C'est principalement ce qui fixe le seuil en intensité laser de la diffusion Raman stimulée. Il dépend alors, d'une part, d'une propriété intrinsèque de l'onde, sa vitesse de phase, et, d'autre part, de la façon dont les vitesses des électrons sont réparties, ce que l'on quantifie grâce à la fonction de distribution électronique  $f(v)$ . À l'équilibre thermodynamique,  $f(v)$  est dite maxwellienne et, dans un plasma de fusion maxwellien, l'amortissement de Landau est généralement fort. Cependant, une onde plasma

étant de nature électrostatique, elle peut piéger des électrons dans son potentiel, à condition que son amplitude soit suffisamment grande. Lorsque cela arrive,  $f(v)$  s'en trouve modifiée : les électrons ne sont plus maxwelliens. À l'aide d'une théorie adiabatique **1**, on montre que la fonction de distribution des électrons qui ont été piégés est symétrique par rapport à la vitesse de phase de l'onde,  $v_\phi$ . En conséquence, le taux d'amortissement de Landau, proportionnel à  $-f'(v_\phi)$ , s'annule et l'onde plasma est excitée beaucoup plus efficacement. Les électrons non maxwelliens peuvent se propager dans tout le plasma et relaxent lentement vers l'équilibre thermodynamique. Ainsi, ils réduisent l'amortissement Landau et donc le seuil en intensité laser de la diffusion Raman stimulée, au-delà de l'endroit où ils ont été créés et sur des temps longs à l'échelle de la croissance des ondes. Cela fait de la diffusion Raman stimulée un processus non local, en espace et en temps, ce qui accroît son efficacité.

Cette propriété a été observée expérimentalement **2** en étudiant la diffusion Raman stimulée induite par un laser picoseconde dont l'intensité est au-dessous du seuil pour un plasma maxwellien. Si ce laser, dit faible, se propage seul dans un tel plasma, la fraction d'énergie rétrodiffusée, appelée réflectivité Raman, est nulle. Or, on mesure expérimentale-



**Figure 1**

➔ Réflectivité Raman mesurée pour un laser de durée d'impulsion 1,5 ps, dont l'intensité est au-dessous du seuil de la diffusion Raman stimulée dans un plasma maxwellien **2**. Ce laser est focalisé dans le plasma après un laser de même durée d'impulsion, mais dont l'intensité est au-dessus du seuil. La réflectivité du laser dit faible est représentée en fonction du délai  $\Delta t$  entre les instants où les deux lasers sont envoyés dans le plasma. Les faisceaux laser, séparés latéralement par une distance supérieure à la largeur de leur tache focale, ne se recouvrent pas spectralement. La densité électronique moyenne du plasma est proche de  $6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  et sa température vaut 300 eV. Cette expérience, réalisée sur l'installation ELFIE du LULI, a mis en évidence la non-localité en espace et en temps de la diffusion Raman stimulée.

ment une réflectivité de l'ordre de 10 % au niveau du laser faible s'il se propage en même temps qu'un laser fort, dont l'intensité est au-dessus du seuil, bien que les taches focales soient trop éloignées pour se recouvrir. Comme le montre la **figure 1**, cette réflectivité ne change guère si l'on focalise d'abord le fort dans le plasma, puis le faible après un délai  $\Delta t$  inférieur à 15 ps. Cela prouve le caractère non local en espace et en temps de la diffusion Raman stimulée. Pour les plus grandes valeurs de  $\Delta t$ , les ondes engendrées par le laser fort ont depuis longtemps quitté le plasma. La non-localité est donc due aux électrons non maxwelliens, même si leur genèse et leur rôle peuvent être plus complexes que ce qui a été décrit précédemment. Lorsque  $\Delta t < 3$  ps, ces électrons n'ont pas le temps d'atteindre le laser faible et la non-localité résulte alors des ondes créées par le laser fort. En éclairant le laser faible, ces ondes jouent le rôle de germes pour sa diffusion Raman stimulée, dont elles abaissent ainsi le seuil.

Lors des expériences sur le National Ignition Facility, des réflectivités de plusieurs dizaines de pour cent ont été relevées. La diffusion Raman stimulée est donc un effet important qu'on souhaite pouvoir estimer *a priori* pour chercher à le réduire. Or, la tache focale d'un laser est composée de millions de zones de surintensité qui communiquent

entre elles, et où les effets non locaux sont donc potentiellement importants. Les travaux résumés dans cet article ont permis d'aboutir à une modélisation de la diffusion Raman stimulée **3** qui tient compte de sa non-localité et qui se veut prédictive. Ce modèle, qui doit encore être confronté à l'expérience, est à ce jour le plus abouti au monde.

## RÉFÉRENCES

- 1** D. BÉNISTI, "Nonlocal adiabatic theory. I. The action distribution function", *Phys. Plasmas*, **24**, 092120 (2017).
- 2** K. GLIZE, C. ROUSSEAU, D. BÉNISTI *et al.*, "Stimulated backward Raman scattering driven collectively by two picosecond laser pulses in a bi- or multi-speckle configuration", *Phys. Plasmas*, **24**, 032708 (2017).
- 3** D. BÉNISTI, "Self-consistent theory for the linear and nonlinear propagation of a sinusoidal electron plasma wave. Application to stimulated Raman scattering in a non-uniform and non-stationary plasma", *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 014040 (2018).