

## SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA PROPAGATION LASER AVEC LE CODE HERRA

R. SENTIS  
CEA - DAM - Île-de-France

**P**our une bonne simulation numérique de l'interaction laser-plasma, il faut préalablement simuler proprement la propagation du laser, en tenant compte de la diffraction et de la réfraction à l'échelle de la longueur d'onde laser. Ici, nous considérons deux modélisations pour cette propagation : l'une avec l'équation des ondes fréquentielle ; l'autre avec des modèles de type paraxial



Les problèmes liés à la simulation numérique de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma sont délicats à traiter. En effet, l'utilisation directe des équations de *Maxwell* complètes est impossible à réaliser numériquement sur des échelles macroscopiques raisonnables : pour les faisceaux lasers du type de ceux du LMJ, la longueur d'onde est de  $0,35 \mu\text{m}$ , la largeur des points chauds est de l'ordre de  $3 \mu\text{m}$ , et le diamètre du faisceau est de  $700 \mu\text{m}$ . Il convient donc d'utiliser des modèles mésoscopiques : nous faisons une première approximation en considérant l'enveloppe temporelle du champ électrique, ce qui conduit à une équation des ondes fréquentielle. Outre cette modélisation, nous évoquons ci-dessous des modèles paraxiaux. Dans les deux cas, il faut procéder à un couplage avec un module hydrodynamique pour simuler la réponse du plasma. Dans [1], nous étudions, du point de vue mathématique, le lien entre quelques modèles couramment utilisés (dont l'optique géométrique).

### Propagation avec une équation des ondes fréquentielle

Sachant que  $E = E(t, x)$  désigne l'enveloppe temporelle du champ électrique, nous devons résoudre l'équation :

$$\frac{2i}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + i\nu E + \frac{1}{k_0} \Delta E + k_0(1-N)E = 0$$

où  $N$  est la densité électronique (adimensionnée par la densité critique) ;  $\nu$  un coefficient d'absorption ; et  $2\pi/k_0$  la longueur d'onde du laser. Sur une durée caractéristique, la distance parcourue par la lumière, de vitesse  $c$ , est très grande vis-à-vis de toutes les autres

échelles spatiales. Il faut donc faire une discrétisation temporelle implicite, c'est-à-dire traiter le terme de dérivée temporelle comme un correcteur. Cela conduit à l'inversion d'un système linéaire associé au laplacien complet  $\Delta$  (c'est en fait un problème de Helmholtz), avec un très grand nombre de mailles. De plus, il convient de coupler ce modèle avec le module d'hydrodynamique. Une difficulté technique supplémentaire provient de la prise en compte de conditions aux limites sur les bords de la boîte de calcul. Dans [2], nous décrivons la méthode numérique et son implantation sur la machine TERA-10. Nous montrons, en particulier, des résultats obtenus sur un cas comportant 200 millions de mailles avec 256 processeurs (avec un temps calcul de l'ordre de quelques dizaines d'heures pour un cas réaliste), pour la propagation d'un faisceau multi-speckels (les speckels sont des points de surintensité au sein du faisceau laser). La figure 1 montre un détail de la carte de l'intensité laser obtenue. Notons qu'avant l'arrivée de TERA-10, ce type de simulations n'était envisagé que sur de petits domaines, avec un maillage 100 fois moins important.

### Propagation avec une équation paraxiale

Si nous voulons faire des simulations d'interaction en 3D sur des domaines de taille à peu près réalistes, nous faisons, en général, l'approximation paraxiale : nous supposons que le faisceau se propage quasiment en ligne droite selon un vecteur d'onde donné  $\vec{k}$ . Le faisceau est alors caractérisé par l'enveloppe spatiale  $A(x)$  de la solution du problème précédent  $E(x) = A(x)\exp(ik_0\vec{k}\cdot\vec{x})$ , et,

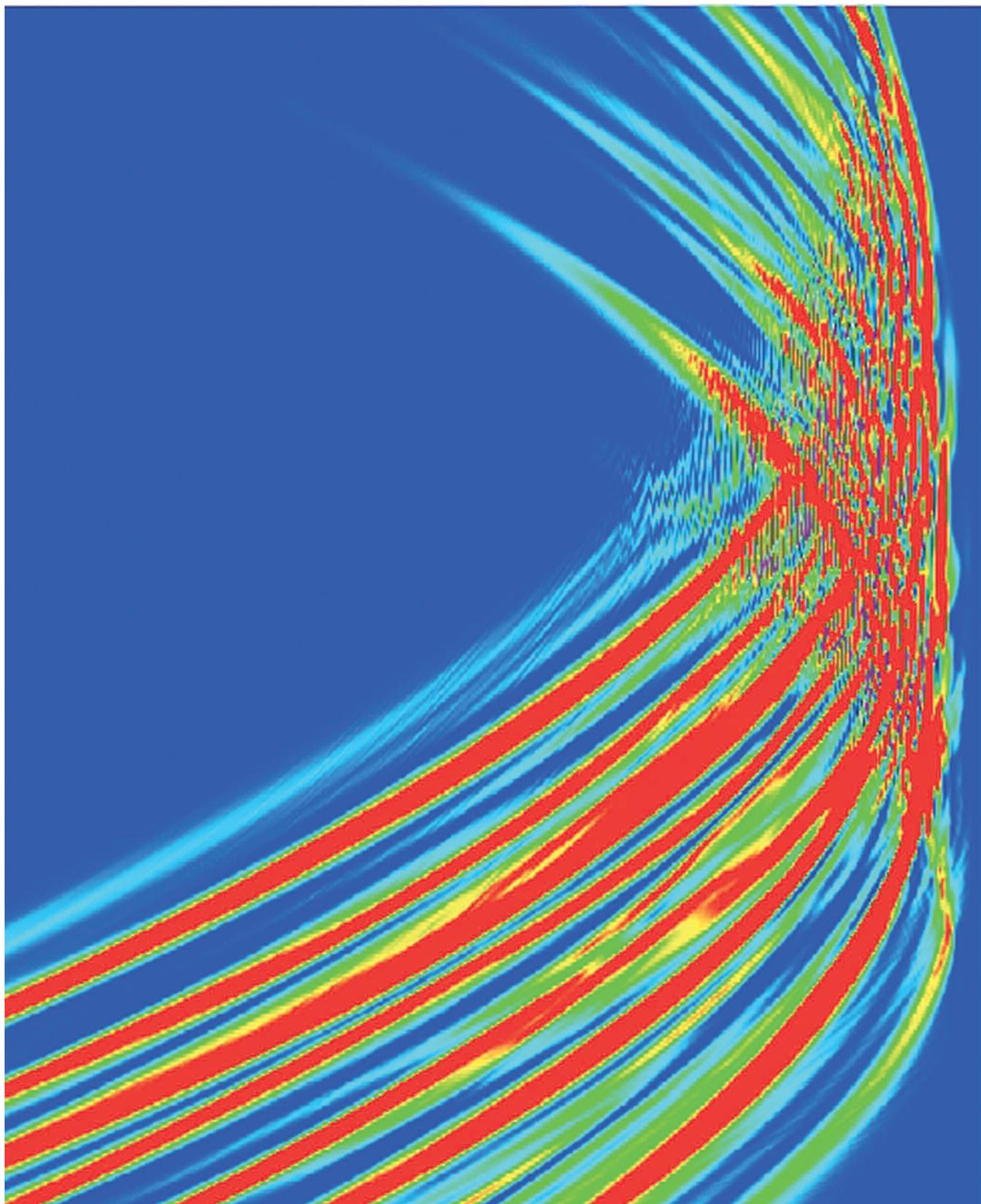


Figure 1

Carte de l'intensité d'un laser se propageant dans un plasma dont la densité moyenne est une rampe allant de 10 % à 90 % de la densité critique. Le zoom a été fait près de la surface caustique, qui se situe, ici, à 80 % de la densité critique. Les coordonnées spatiales varient sur quelques dizaines de microns. Le rouge correspond à l'intensité la plus élevée, le bleu à la plus faible.

au lieu du laplacien complet, nous devons considérer un opérateur du type  $(2i\vec{k}\cdot\vec{\nabla} + \frac{1}{k_0}\Delta_{\perp})$ , où  $\Delta_{\perp}$  désigne le laplacien transverse (*dans le plan orthogonal à  $\vec{k}$* ). L'hypothèse classique revient à supposer que le vecteur d'onde est orthogonal au bord du domaine de calcul éclairé par le faisceau. La méthode numérique pour la résolution de ce modèle est complètement différente de celle utilisée pour le modèle précédent, puisque nous procédons en traitant les plans transverses par une technique de marche en espace (*les uns à la suite des autres*). La référence [3] décrit la méthode numérique et l'implémentation dans la plate-forme HERA d'un module basé sur cette approximation. La figure 2 montre une illustration d'un calcul réalisé avec 900 processeurs.

Une étude a été entreprise pour proposer une extension du modèle paraxial classique au cas où la direction de propagation n'est plus orthogonale au bord du domaine de calcul. Ce modèle paraxial oblique est analysé, et son implantation dans HERA est décrite dans [4], [5].

### Conclusion

Les simulations numériques pour la propagation et l'interaction laser-plasma sont un grand défi pour le calcul scientifique, et ne sont envisageables que sur des architectures massivement parallèles comme TERA-10. Grâce à

sa conception adaptée à ces architectures, et à son ergonomie, la plate-forme HERA, développée au CEA - DAM, a permis l'introduction de différents modèles : paraxial classique, ou oblique, modèles paraxiaux prenant en compte la rétrodiffusion Brillouin (*et bientôt Raman*), l'équation des ondes fréquentielle. Nul doute qu'avec TERA-100 de nouvelles possibilités de simulations pourront être envisagées avec cette plate-forme.

### Références

- [1] R. SENTIS, "Mathematical Models for Laser-Plasma Interaction", *ESAIM: Math. Modeling Numer. Analysis*, **39**, p. 275- 318 (2005).
- [2] S. DESROSIERS, F. NATAF, R. SENTIS, "Simulation of laser propagation in a plasma with a Frequency Wave Equation", *J. Comp. Physics*, **227**, p. 2610-2625 (2008).
- [3] P. BALLEREAU et Al., "Coupling hydrodynamics with a paraxial Solver for laser propagation", *J. Scientific Computing*, **33**, p. 1-24 (2007).
- [4] F. GOLSE, M. DOUMIC, R. SENTIS, "Propagation laser paraxiale en coordonnées obliques", *Note C. R. Ac. Sciences, Paris, I*, **336**, p. 23-28 (2003).
- [5] F. GOLSE, M. DOUMIC, R. SENTIS, "Paraxial Model of light Propagation in a tilted frame", *J. Comp. Physics*, à paraître.

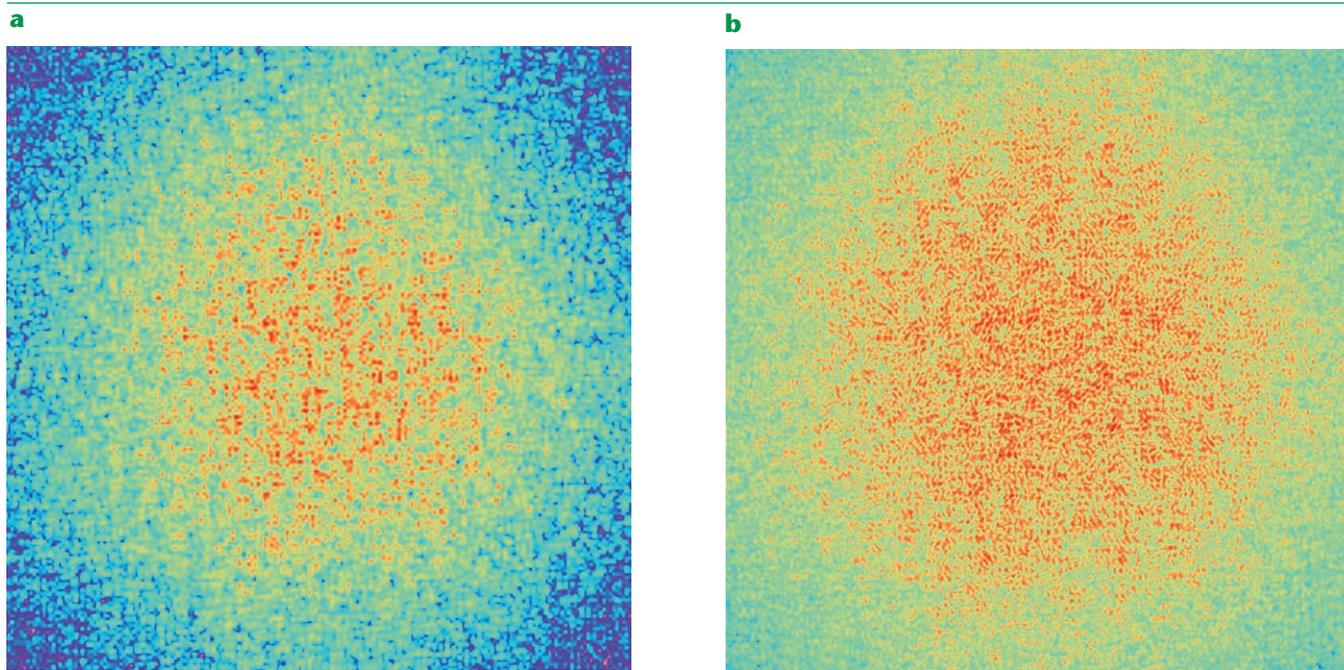


Figure 2

Modèle paraxial 3D. Coupes de l'intensité d'un laser se propageant dans un plasma. La densité moyenne est de 10 % de la densité critique dans toute la boîte de simulation, longue de 1 mm environ.

**a** coupe à l'entrée ;

**b** coupe à la sortie de la boîte de simulation.

Les coordonnées spatiales varient sur quelques centaines de microns. Le code de couleur est le même que pour la figure 1.

Les speckles ont une section transversale plus fine dans la coupe **b** que dans la coupe **a**, et ils sont plus nombreux.

Ceci est dû aux phénomènes d'auto-focalisation du faisceau par le plasma.