

# Méthode de tracé de rayon pour la résolution de l'interaction onde-onde multiple appliquée à la diffusion Raman stimulée



D. F. G. Minenna, M. Tacu, D. Bénisti, et A. Debayle

CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon Cedex, France and Université Paris-Saclay, CEA, LMCE, 91680 Bruyères-le-Châtel

damien.minenna@cea.fr

## Introduction

- Pour les expériences de fusion par confinement inertiel (FCI), telles que le Laser MégaJoule (LMJ), nous avons besoin de nouveaux outils numériques rapides et précis
- Nous proposons une nouvelle méthode générale baptisée le *ray-in-cell* (RIC) pour l'étude de l'interaction non-linéaire entre plusieurs ondes
- Notre méthode RIC est appliquée en FCI à la diffusion Raman stimulée (SRS)
- La SRS est une instabilité provoquée par le couplage entre une onde laser incidente, son onde diffusée et une onde plasma électronique (OPE)
- Les effets cinétiques se déroulent sur des échelles de temps de l'ordre de la femtoseconde et des échelles spatiales de l'ordre de la centaine de nanomètres. Les expériences du LMJ se déroulent pendant sur quelques nanosecondes dans une cavité centimétrique
- Nous étudions notamment la propagation et la courbure de l'onde plasma électronique (OPE) lors de la SRS

## Méthode ray-in-cell

- Pour étudier l'interaction onde-onde, nous utilisons une méthode de tracé de rayon dans un maillage : la méthode *ray-in-cell* (RIC)

- Dynamique des  $i$  rayons et  $\beta$  ondes

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = -\frac{\partial\Omega_\beta}{\partial\mathbf{k}_i}\bigg|_{\mathbf{x}_i,t} = \mathbf{v}_{g,\beta,i}, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{K}_\beta}{dt} = \frac{\partial\Omega_\beta}{\partial\mathbf{x}_i}\bigg|_{\mathbf{k}_i,t}, \quad (2)$$

avec la position du rayon  $\mathbf{x}_i$ , son nombre d'onde  $\mathbf{k}_i(t) \equiv \mathbf{K}_\beta[\mathbf{x}_i, t]$  et sa fréquence  $\omega_i(\mathbf{x}_i, t) \equiv \Omega_\beta[\mathbf{k}_i, \mathbf{x}_i, t]$

- Chaque rayon est associé à une densité d'amplitude  $A_{\beta,i}$

- Évolution des amplitudes (équation d'évolution paramétrique)

$$(\partial_t + \nu_\beta + \mathbf{v}_{g,\beta,i} \cdot \nabla) A_{\beta,i}(\mathbf{r}, t) = \gamma_\beta \prod_{\beta'} A_{\beta',i}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

avec l'amortissement  $\nu_\beta$  et le taux de croissance  $\gamma_\beta$

- Dans certains contextes, comme la SRS, la modification des amplitudes provoque la modification locale de la relation de dispersion  $\Omega_\beta$  et donc de la dynamique des ondes.

- Pour combiner (1)-(3), on utilise un maillage de l'espace comme pour les codes *particle-in-cell* (PIC).

- Pondération par le maillage

$$\mathcal{F}_{[j]} = \sum_i \mathcal{F}_i S(\mathbf{x}_{[j]}, \mathbf{x}_i), \quad (4)$$

avec  $\mathcal{F}_i$  une quantité associée à un rayon et  $\mathcal{F}_{[j]}$  son équivalent sur un noeud du maillage.  $S$  est un facteur de forme entre les positions des rayons et des noeuds

- Le maillage permet aussi un simplification de (3)

- La méthode RIC est rapide et hautement parallélisable.

## Courbure du front d'onde

- La courbure du front d'onde de l'OPE provient de deux effets

- La variation d'intensité du laser génère un gradient du potentiel de l'OPE
- L'augmentation du déphasage non-linéaire liée à l'augmentation du potentiel

- Le déphasage non-linéaire provient du piégeage des électrons. Il est calculé à partir de l'approximation adiabatique sur un modèle Hamiltonien auto-cohérent de l'interaction onde-particule

- Lorsque l'amplitude de l'onde est trop grande, on atteint le déferlement.

## Propagation non-linéaire de l'onde plasma

- Nous appliquons la méthode RIC à la propagation de l'OPE uniquement. Le modèle de propagation provient de la Réf. [1]

- La fréquence de l'OPE est

$$\omega_p = \omega_p^{\text{lin}} + \delta\omega(\Phi_1), \quad (5)$$

avec sa partie linéaire  $\omega_p^{\text{lin}}$  et non-linéaire (le déphasage)  $\delta\omega$  et le potentiel de l'OPE  $\Phi_1$

- la dynamique des rayons (1)-(2) deviennent

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = v_g(\Phi_{1,i}) \frac{\mathbf{k}_{p,i}}{\|\mathbf{k}_{p,i}\|}, \quad (6)$$

$$\frac{d\mathbf{k}_{p,i}}{dt} = -\frac{\partial\delta\omega}{\partial\Phi_{1,i}} \frac{\partial\Phi_{1,i}}{\partial\mathbf{x}_i}, \quad (7)$$

- L'équation d'enveloppe de l'OPE est approximé par

$$\frac{dA_1}{dt} \propto \gamma \sqrt{I_1} A_1, \quad (8)$$

avec l'action de l'OPE  $A_1 \propto \Phi_1$ , le taux de croissance  $\gamma$  et l'intensité  $I_1$  du laser incident qui suit un profil Gaussien

## Validation

- Notre approche est comparée à un code PIC utilisé par la Réf. [3]

- Un laser d'intensité  $I_1 = 2.5 \cdot 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> se propage dans un plasma ( $n_e/n_c = 0.08$  et  $k\lambda_D = 0.14$ )

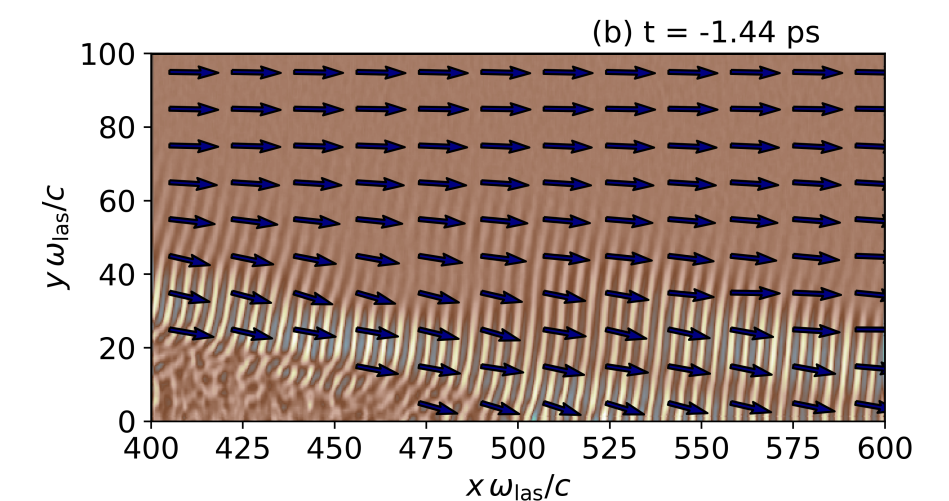


Figure 2: Courbure du front d'onde de l'OPE durant la SRS. Le front coloré correspond aux simulations d'un code PIC provenant de la Réf. [3]. La tache focale du laser est à la position (0,0). Les flèches sont les rayons calculés par la méthode RIC. Le modèle utilisé pour calculer le déphasage non-linéaire ne permet pas d'aller au-delà du déferlement de l'onde lorsque le potentiel est trop élevé donc nous supprimons les rayons.

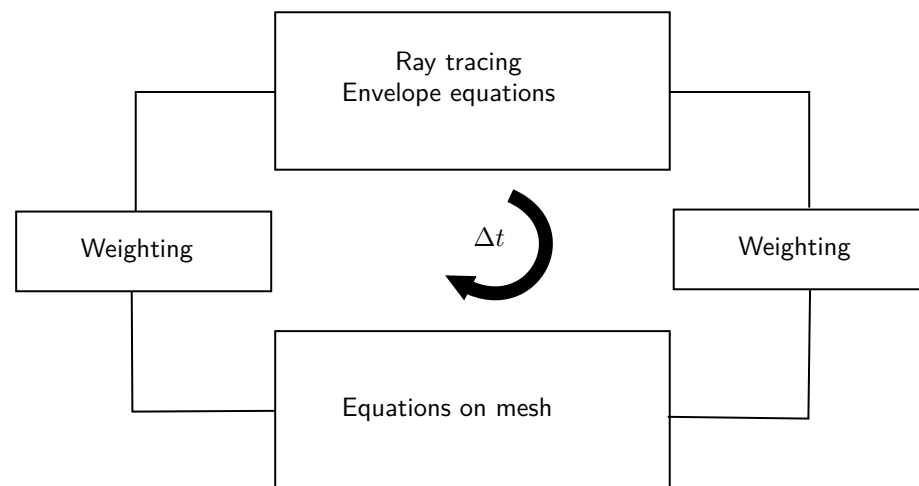


Figure 1: Le schéma numérique de la méthode RIC est similaire aux codes PIC. i) Calculs sur les rayons; ii) Projection sur le maillage; iii) Calculs sur le maillage; iv) Projection sur les rayons.

## Références

- 1 D. BÉNISTI, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 014040 (2018).
- 2 A. DEBAYLE, C. RUYER, O. MORICE, P.-E. MASSON-LABORDE, P. LOISEAU & D. BÉNISTI, *Phys. Plasmas*, **26**, 092705 (2019).
- 3 C. ROUSSEAU, S. D. BATON, D. BÉNISTI, L. GREMILLET, J. C. ADAM, A. HÉRON, D. J. STROZZI & F. AMIRANOFF, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 185003 (2009).