

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE



www.cea.fr

La Diffusion Raman Stimulée (DRS) dans les plasmas pour la Fusion thermonucléaire contrôlée par Confinement Inertiel laser (FCI)

Guillaume Tran
Présentation LRC

Collaborateurs : **Pascal Loiseau** (CEA/DAM), **Stefan Hüller** (X/CPhT) et **Anne Héron** (X/CPhT).

ENS Cachan - CMLA - LRC | 01 juin 2015

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

4 Conclusion

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

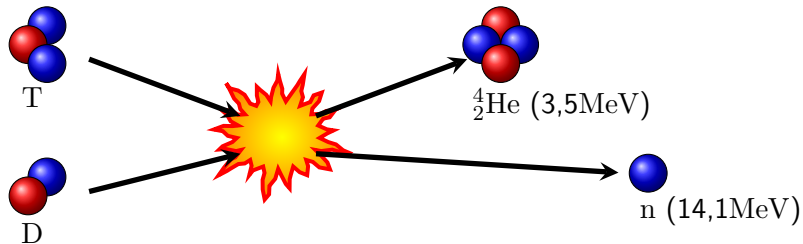
- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

4 Conclusion

La Fusion thermonucléaire...

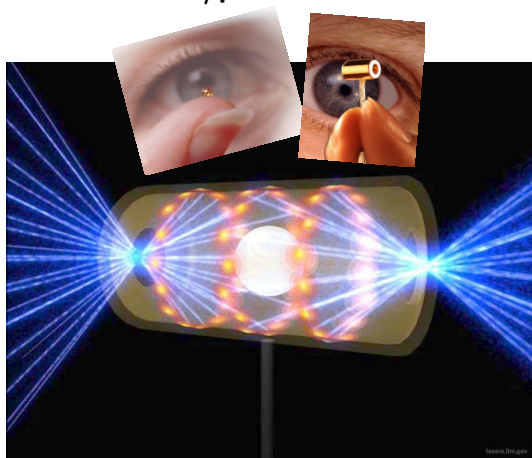


Critère de Lawson :
$$nT\tau \geq \frac{12k_b}{E_f} \frac{T^2}{\langle \sigma v \rangle}$$



... par confinement inertiel laser

Attaque indirecte : Interaction laser/plasma dans une cavité



... par confinement inertiel laser

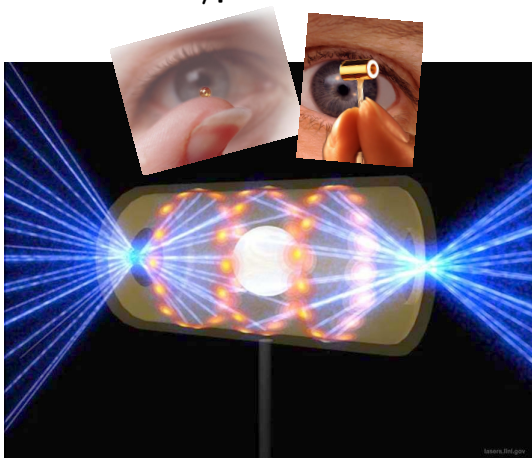
Attaque indirecte : Interaction laser/plasma dans une cavité

Croisement de faisceaux

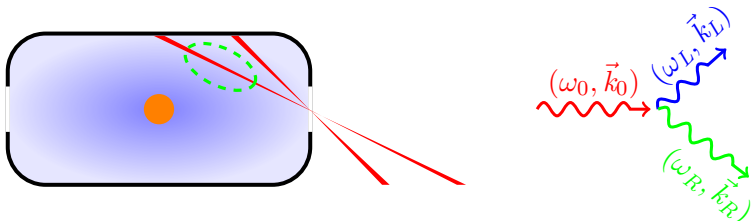
Diffusion Brillouin

Diffusion Raman

⇒ Nuit au dépôt d'énergie 🧑🧑🧑



La Diffusion Raman Stimulée (dans le meilleur des mondes)



- Diffusion (inélastique) des photons sur les ondes de Langmuir
- Instabilité paramétrique à seuil :

$$\begin{cases} \omega_0 = \omega_R + \omega_L \\ \vec{k}_0 = \vec{k}_R + \vec{k}_L \end{cases}$$

- Se produit essentiellement sur les trajets des cônes internes :

$$\begin{aligned} 0,03 &\leq n_e/n_c \leq 0,10 \\ T_e &\sim 1 - 3 \text{ keV} \\ \Rightarrow 0,22 &\leq k_L \lambda_D \leq 0,45 \end{aligned}$$

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

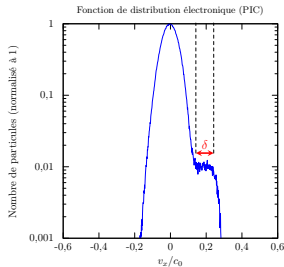
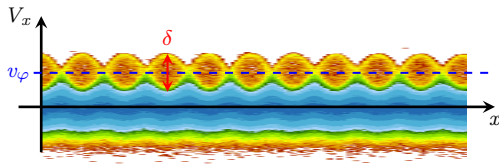
- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

4 Conclusion

Le souci : des effets (non linéaires) cinétiques



Le piégeage des électrons dans les puits de potentiel de l'onde plasma entraîne une déformation de la fonction de distribution électronique.

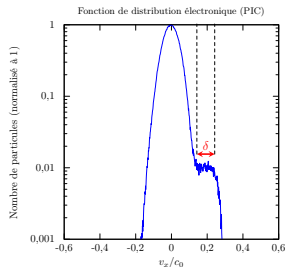
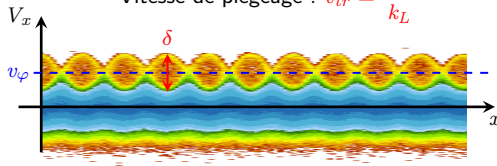
Conséquences :

- ☞ L'amortissement Landau diminue voire s'annule (car dépend de $\frac{\partial f}{\partial v}$).
- ☞ Dérivée négative et non linéaire de fréquence $\delta\omega$.

Le souci : des effets (non linéaires) cinétiques

Fréquence de rebond : $\omega_B = \sqrt{\frac{eE_L k_L}{m_e}}$

Vitesse de piégeage : $v_{tr} = \frac{\omega_B}{k_L}$



Le piégeage des électrons dans les puits de potentiel de l'onde plasma entraîne une déformation de la fonction de distribution électronique.

Conséquences :

- ☞ L'amortissement Landau diminue voire s'annule (car dépend de $\frac{\partial f}{\partial v}$).
- ☞ Dérivée négative et non linéaire de fréquence $\delta\omega$.

Objectifs

Estimer le Raman en régime cinétique, dans un plasma réaliste (millimétrique, inhomogène et multi-D)

- Écriture d'un code prototype (SIERA) dans le but de tester et valider le modèle ainsi que les schémas numériques ;
- Mise en œuvre du modèle dans le code d'interaction massivement parallèle du CEA : *Héra*.

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

4 Conclusion

Couplage à trois ondes



Équations d'enveloppe dans l'approximation paraxiale

$$E_0 : (\omega_0, k_0, v_{g0}), E_R : (\omega_R, k_R, v_{gR}), E_L : (\omega_L, k_L, v_{gL})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_0 + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{g0}^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -\kappa_0 E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_R + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gR}^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R = \kappa_R E_0 E_L^* + S \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + \nu_{\text{coll}} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right. \\ \quad \left. + i \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega_L m_e \epsilon_0} - i \delta \omega^{\text{NL}} \right) E_L = \kappa_L E_0 E_R^* \end{array} \right.$$

Propagation

Diffraction

Amortissements

Inhomogénéité

Termes non linéaires cinétiques

Couplage à trois ondes



Équations d'enveloppe dans l'approximation paraxiale

$$E_0 : (\omega_0, k_0, v_{g0}), E_R : (\omega_R, k_R, v_{gR}), E_L : (\omega_L, k_L, v_{gL})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_0 + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{g0}^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -\kappa_0 E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_R + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gR}^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R = \kappa_R E_0 E_L^* + S \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + \nu_{\text{coll}} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right. \\ \quad \left. + i \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega_L m_e \epsilon_0} - i \delta \omega^{\text{NL}} \right) E_L = \kappa_L E_0 E_R^* \end{array} \right.$$

Propagation

Diffraction

Amortissements

Inhomogénéité

Termes non linéaires cinétiques

Couplage à trois ondes



Équations d'enveloppe dans l'approximation paraxiale

$$E_0 : (\omega_0, k_0, v_{g0}), E_R : (\omega_R, k_R, v_{gR}), E_L : (\omega_L, k_L, v_{gL})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_0 + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{g0}^2}{2\omega_0} \nabla_{\perp}^2 \right) E_0 = -\kappa_0 E_L E_R \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_R + v_{gR} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gR}^2}{2\omega_R} \nabla_{\perp}^2 \right) E_R = \kappa_R E_0 E_L^* + S \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + \nu_{\text{coll}} + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{v_{gL}}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right. \\ \quad \left. + i \frac{(n_e - N_0)e^2}{2\omega_L m_e \epsilon_0} - i \delta\omega^{\text{NL}} \right) E_L = \kappa_L E_0 E_R^* \end{array} \right.$$

Propagation

Diffraction

Amortissements

Inhomogénéité

Termes non linéaires cinétiques

ν_L
 $\delta\omega^{\text{NL}}$



Ce sont ces deux termes qui modélisent les effets non linéaires cinétiques. . .

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

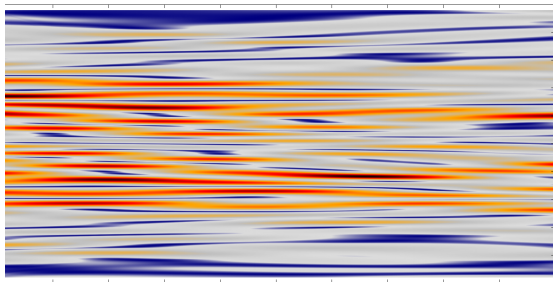
- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

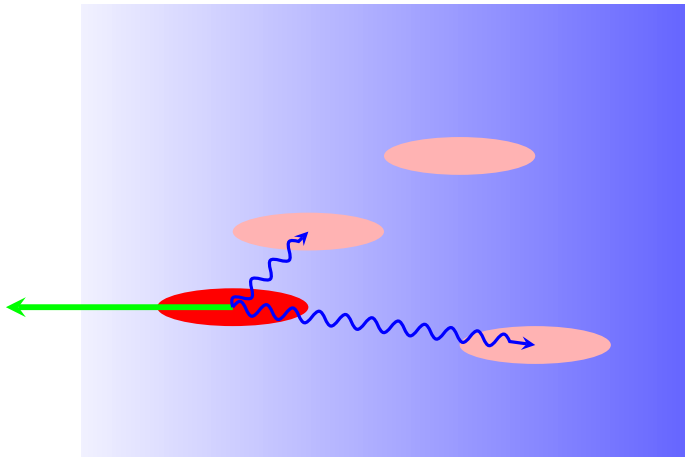
4 Conclusion

Positionnement du problème

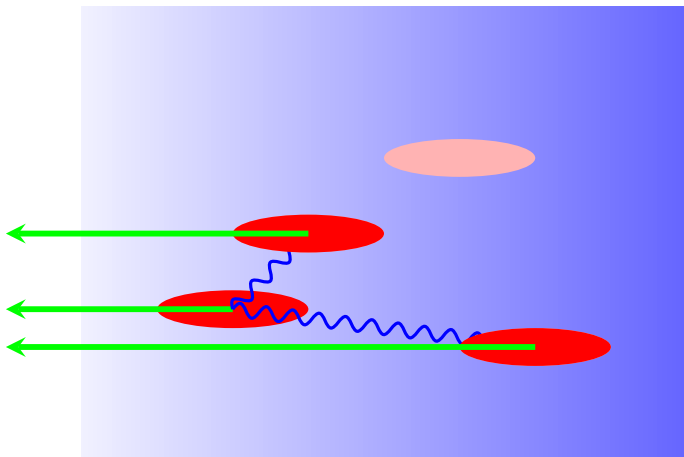


Simulation d'un faisceau laser (lissé par une lame de phase)

Positionnement du problème



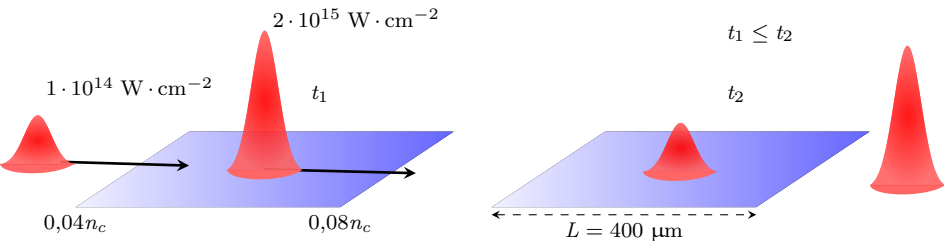
Positionnement du problème



2 impulsions (sur et sous seuil) successives

Adaptation des expériences conduites sur ELFIE dans le cadre de la thèse de
K. Glize (C. Rousseaux)

But : Montrer que les effets non linéaires d'origine cinétiques **persistent** et peuvent **déstabiliser** un point chaud normalement stable.



$$t_1 \leq t_2$$

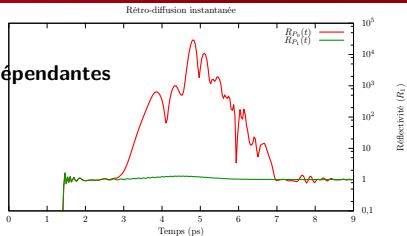
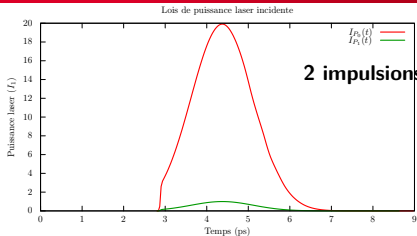
t₂

$$L = 400 \mu\text{m}$$

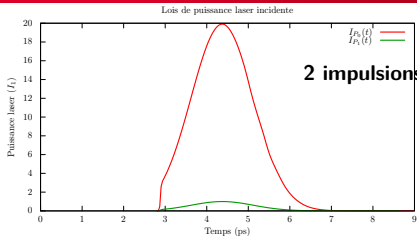
- $\lambda_0 = 1,053 \mu\text{m}$
- $f_{\#} = 12$
- $T_e = 0,3 \text{ keV}$

- $\tau = 1,5 \text{ ps (FWHM)}$
- $k_L \lambda_D \sim 0,2$
- $Z = 2$ (plasma d'hélium)

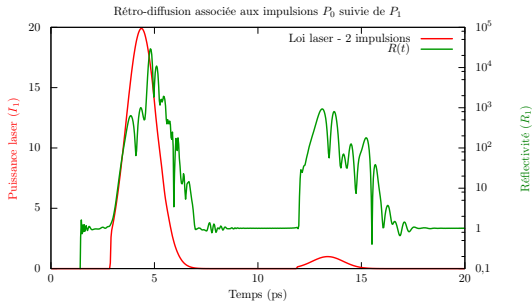
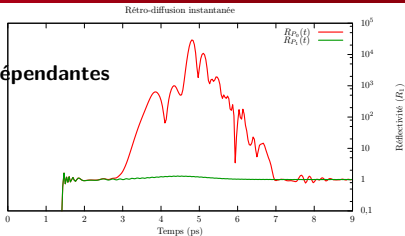
Résultats



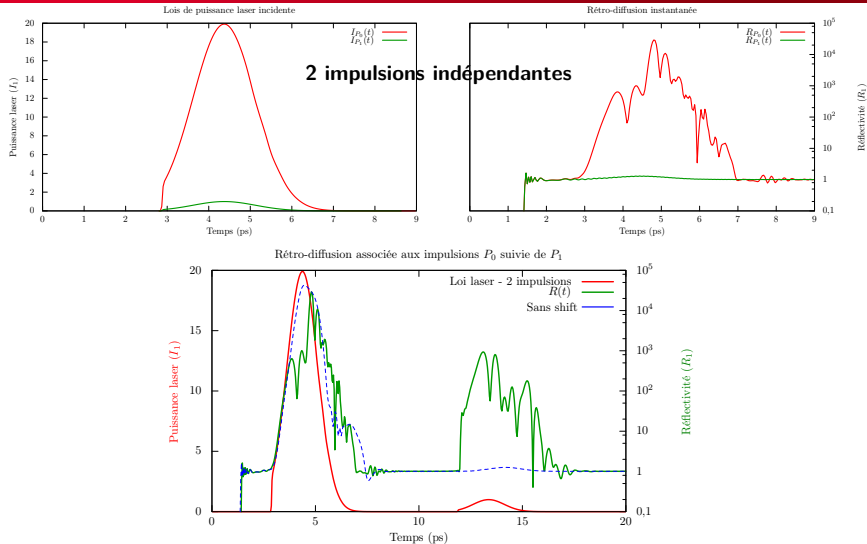
Résultats



2 impulsions indépendantes



Résultats



Effet de mémoire : l'augmentation de la DRS est due aux effets cinétiques.

Plan

1 Introduction générale

- Contexte
- Le souci

2 Modélisation

- Équations standards

3 Application

- Effet de mémoire du plasma pour la DRS

4 Conclusion

Le mot de la fin

Objectif : Estimation du Raman dans les plasmas en lien avec la FCI

- Réalisation d'un **modèle physique** de type **fluide** avec prise en compte des **effets cinétiques** ;
- Validation du modèle et du schéma d'intégration à l'aide de simulations PIC et de **situations expérimentales idéalisées** ;
- η : paramètre clef du modèle ;
- Pour les régimes d'intérêts : optimisation et robustesse de η ;
- Intégration dans *Héra* en cours.

Merci de votre attention

Questions ?



BACKUP SLIDES

PIRANAH

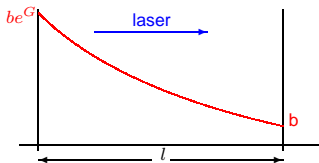
Gain linéaire d'amplification de l'onde rétrodiffusée (piranah)



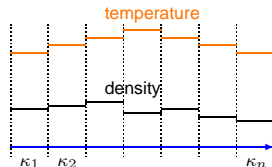
- le plasma se comporte localement comme un amplificateur (ce n'est pas toujours vrai !)
- calcul local d'un taux de croissance spatiale

$$\kappa(\lambda_{diff}, x) = F(n_e(x), T_e(x), T_i(x), v(x), A(x), Z(x), \lambda_0, \lambda_{diff}, I(x))$$

amplification



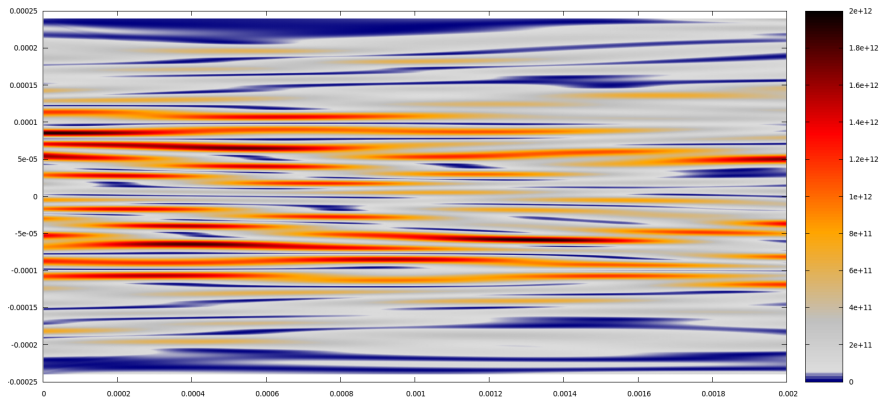
integration sur un profil 1D



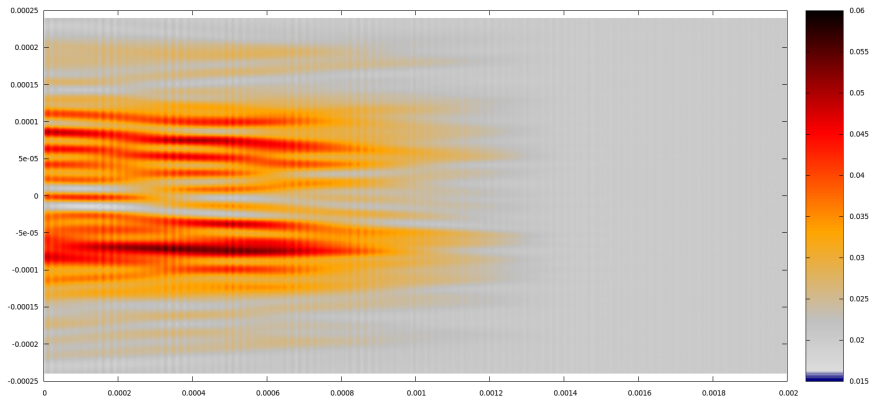
$$G(\lambda_{diff}) = \int_0^l \kappa(\lambda_{diff}, x) dx$$



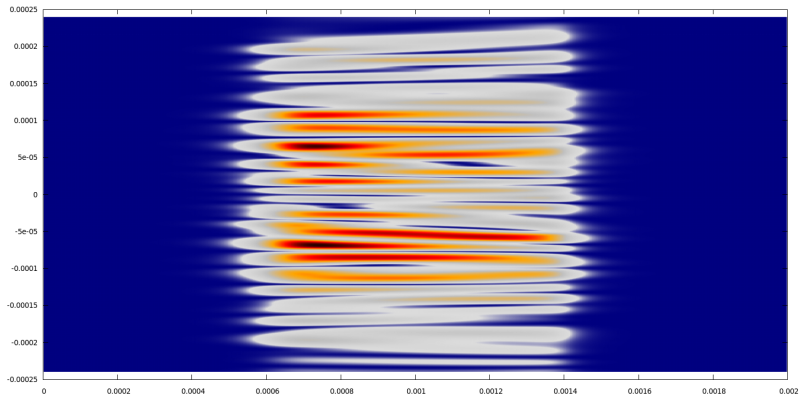
Onde pompe



Onde Raman



Onde Langmuir

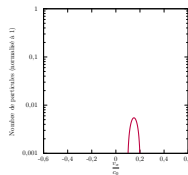
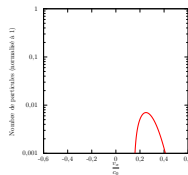
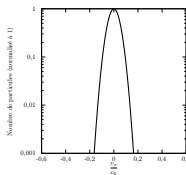
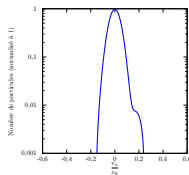


Paramétrisation de la fonction de distribution

$$f(v) = f_0(v) - \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi)(v - v_\varphi)e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} - \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left((v - v_\varphi)^2 - \delta^2\right) e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2}$$

Paramétrisation de la fonction de distribution

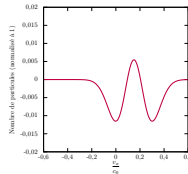
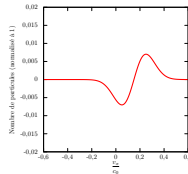
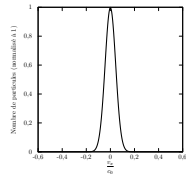
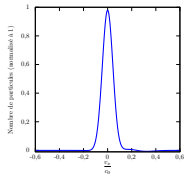
$$f(v) = f_0(v) - \frac{\partial f_0}{\partial v}(v_\varphi)(v - v_\varphi)e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2} - \zeta \frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2}(v_\varphi) \left((v - v_\varphi)^2 - \delta^2\right)e^{-\left(\frac{v - v_\varphi}{\sqrt{2}\delta}\right)^2}$$



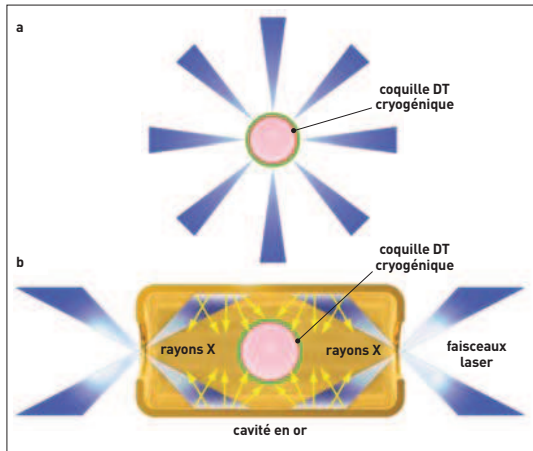
=

+

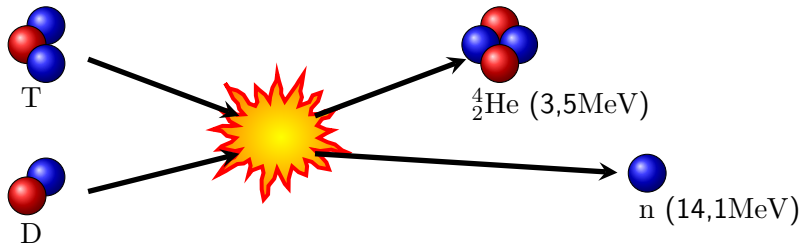
+



La Fusion par Confinement Inertiel



La Fusion thermonucléaire...



Critère de Lawson : $nT\tau \geq \frac{12k_b}{E_f} \frac{T^2}{\langle\sigma v\rangle}$



Quelques résultats analytiques

En l'absence d'amortissement, et en 1D, on peut montrer les relations asymptotiques suivantes :

$$E_R E_R^*|_{x=0} = -\frac{v_{g0}}{v_{gR}} \frac{\omega_R}{\omega_0} E_0 E_0^*|_{x=0}$$

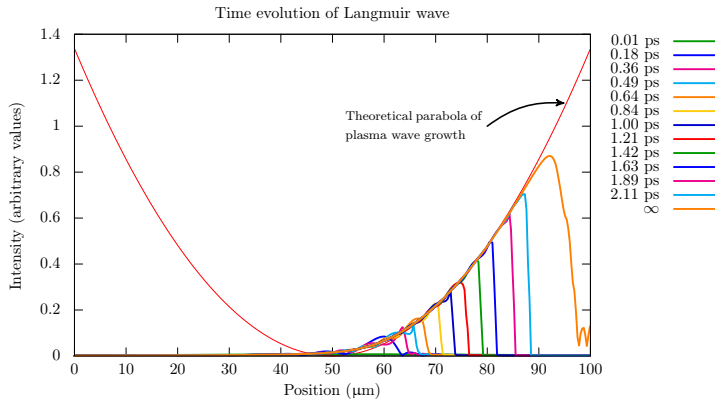
$$E_L E_L^*|_{x=L} = \frac{v_{g0}}{v_{gL}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_L} E_0 E_0^*|_{x=0}$$

$$\gamma_0 = \frac{1}{4} k_L \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\omega_R \omega_L}} \left(\frac{e E_0}{m_e \omega_0} \right)$$

Dans l'hypothèse d'un amortissement Landau fort $\left(\frac{\nu_L}{\omega_L} \gg 0.1 \right)$, on peut vérifier que :

$$\nu_L E_L = \frac{1}{4} \frac{e}{m_e} k_L \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0 \omega_L \omega_R} E_0 E_R^*$$

Autorésonnance



Modélisation de la dérive

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2 \omega_L m_e \epsilon_0} - i \delta \omega^{\text{NL}} \right) E_L = \kappa_L E_0 E_R^*$$

Modèle de Morales et O'Neil (1972)

$$\delta \omega^{\text{NL}} = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} v_{tr}$$

$$\left| \frac{\delta n_e}{N_0} \right| \text{ petit}$$

Nouvelle modélisation

$$\delta \omega^{\text{NL}} = \eta \frac{\omega_L}{v_\varphi} \delta$$

$$\frac{d\delta^3}{dt} = \begin{cases} \frac{\omega_B}{2\sqrt{2}\pi} v_{tr}^3 & \text{si } \delta \leq 2v_{tr} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_\varphi \frac{\partial}{\partial x} \right) \delta = 0$$

$$\text{avec } v_{tr} \propto \sqrt{|E_L|} \propto \sqrt{\frac{\delta n_e}{N_0}}$$

$$\text{et } \eta = 0,823 v_\varphi^3 \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v^2} \right)_{v_\varphi} \approx 0,02 \text{ ???}$$

Amortissement Landau non linéaire (1/2)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_L + v_{gL} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{(n_e - N_0) e^2}{2 \omega_L m_e \varepsilon_0} - i \delta \omega^{\text{NL}} \right) E_L = \kappa_L E_0 E_R^*$$

L'évolution de l'amortissement Landau est primordial

$$\nu_L = 0$$

1

$$\nu_L = \begin{cases} \nu_0 & \text{si } \delta \leq 2v_{tr} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

2

(Williams-Divol)

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\nu_0 - \nu_L) \omega_B^3] = \frac{3\nu_L \pi}{4\alpha^3} \omega_B^4$$

$$\nu_L = \nu_0 \left[1 - \frac{\tilde{\alpha} \int^t \omega_B^4(t') e^{\int^{t'} \tilde{\alpha} \omega_B(t'') dt''} dt'}{\omega_B^3(t) e^{\int^t \tilde{\alpha} \omega_B(t') dt'}} \right]$$

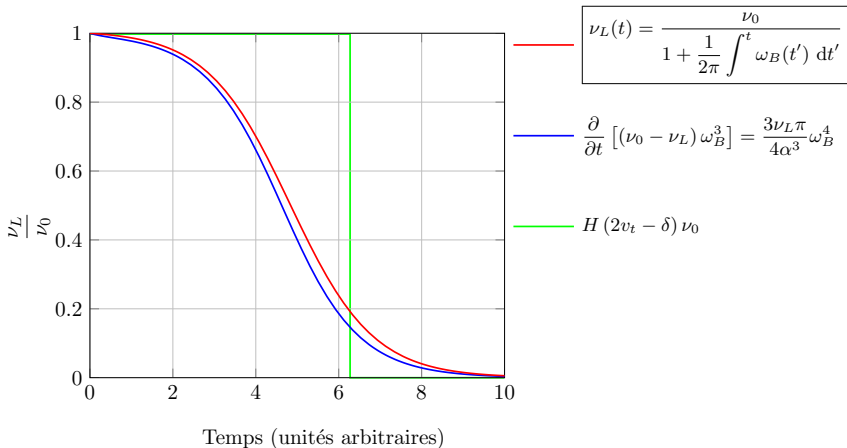
(Yampolsky-Fish)

3

$$\nu_L = \frac{\nu_0}{1 + \frac{1}{2\pi} \int^t \omega_B(t') dt'}$$

4

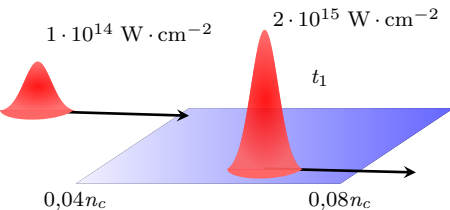
Amortissement Landau non linéaire (2/2)



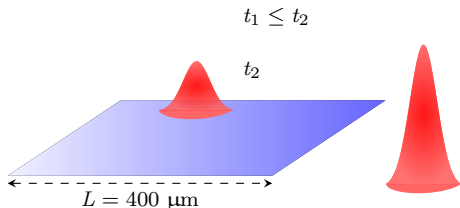
Approche de principe à 2 points chauds (2/2)

Adaptation des expériences conduites sur ELFIE dans le cadre de la thèse de K. Glize (C. Rousseaux)

But : Montrer que les effets non linéaires cinétiques peuvent déstabiliser un point chaud normalement stable.

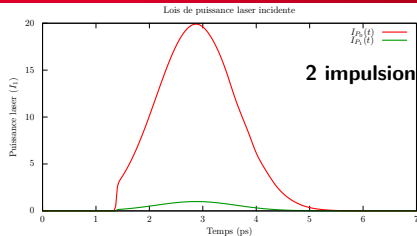


- $\lambda_0 = 1,053 \mu\text{m}$
- $f_{\#} = 12$
- $T_e = 0,3 \text{ keV}$

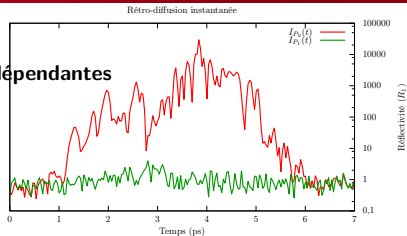


- $\tau = 1,5 \text{ ps (FWHM)}$
- $k_L \lambda_D \sim 0,2$
- $Z = 2$ (plasma d'hélium)

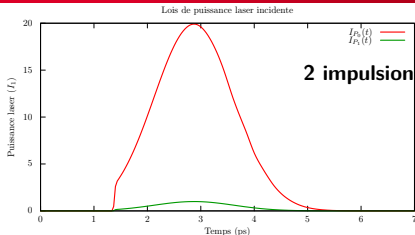
Résultat 2de configuration



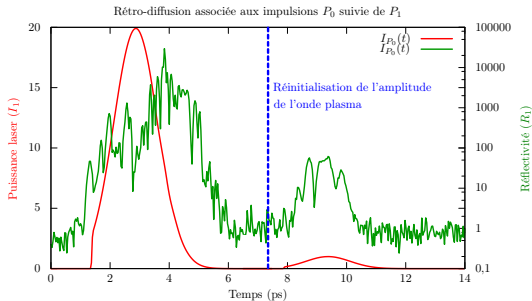
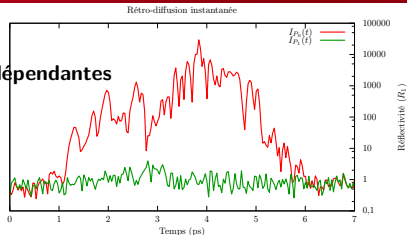
2 impulsions indépendantes



Résultat 2de configuration



2 impulsions indépendantes



L'augmentation du Raman est également due aux effets cinétiques seuls.

