

Modélisation de l'amplification d'une impulsion laser UV nanoseconde dans un milieu à excimères

O. Utéza, M. Boyomo-Onana¹, Ph. Delaporte, N. Destouches, B. Fontaine, M. Sabonnadière et M.L. Sentis

Laboratoire Lasers, Plasmas et Procédés Photoniques (LP3), FRE 2165 du CNRS, Université d'Aix Marseille II, Case 917, 163 avenue de Luminy, 13288 Marseille cedex 9, France

¹ École Nationale Supérieure Polytechnique, BP. 8390, Yaounde, Cameroun

Résumé. Cet article présente un code numérique temporel décrivant le transport d'un champ de rayonnement UV dans un milieu à excimères amplificateur XeCl et dans l'espace libre. Le modèle est ensuite appliqué à l'analyse de l'amplification d'un pulse court XeCl (~ 3 ns) dans un milieu actif de volume 0,1 litre.

1. DESCRIPTION DU CODE NUMERIQUE

La structure du code (voir fig. 1) consiste en la répétition de la séquence suivante : amplification du champ de rayonnement I dans le milieu actif puis propagation dans l'espace libre avant son retour dans le milieu amplificateur. Elle est ainsi bien adaptée à la description de systèmes oscillateur – amplificateur. Le code prend en compte l'aspect dynamique des processus d'amplification du rayonnement dans le milieu actif grâce à un découpage en tranches des impulsions et du milieu actif, la formation d'Emission Spontanée Amplifiée (ESA) dans l'amplificateur (traitée comme une source externe de bruit de photons, [1]) ainsi que les caractéristiques géométriques du système développé (disposition des miroirs, longueur des bras, ...).

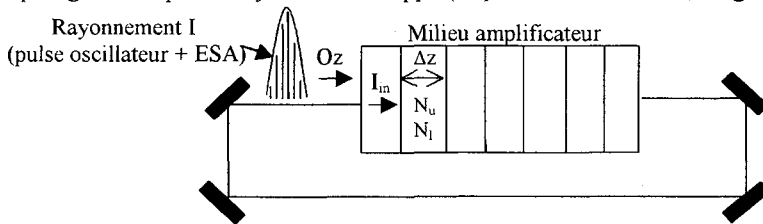


Figure 1. Structure du code (N_u , N_l : respectivement populations du niveau haut XeCl(B) et bas XeCl(X) de la transition laser).

Le milieu amplificateur est schématisé par un système laser à deux niveaux (transition électronique : XeCl(B) → XeCl(X)) homogène dans le temps et l'espace (indice de réfraction : $n = 1$). Les équations décrivant l'amplification d'une tranche de rayonnement I_{in} dans une tranche de milieu actif Δz sont :

$$\frac{dN_u}{dt} = R_u - \frac{N_u}{\tau_u} + \frac{N_l I_{in} \sigma}{h\nu} - \frac{N_u I_{in} \sigma}{h\nu} \quad (1)$$

$$\frac{dN_l}{dt} = -\frac{N_l}{\tau_l} + \frac{N_u}{\tau_u} - \frac{N_l I_{in} \sigma}{h\nu} + \frac{N_u I_{in} \sigma}{h\nu} \quad (2)$$

$$I_{out} = I_{in} \exp \left\{ (g_{0,eff} - \alpha) \Delta z \right\} = I_{in} \exp \left\{ (\sigma (N_u - N_l) - \alpha) \Delta z \right\} \quad (3)$$

Les données cinétiques du milieu amplificateur (pompage R_u et durée de vie du niveau haut τ_u et bas τ_l de la transition laser, absorption α , section efficace d'émission stimulée σ) sont déterminées à partir de mesures expérimentales ou déduites de résultats admis dans la littérature des lasers à excimères.

2: APPLICATION A UN SYSTEME XECL OSCILLATEUR – AMPLIFICATEUR A 4 PASSAGES

La figure 2 présente le système développé et précise les paramètres d’initialisation du code [2].

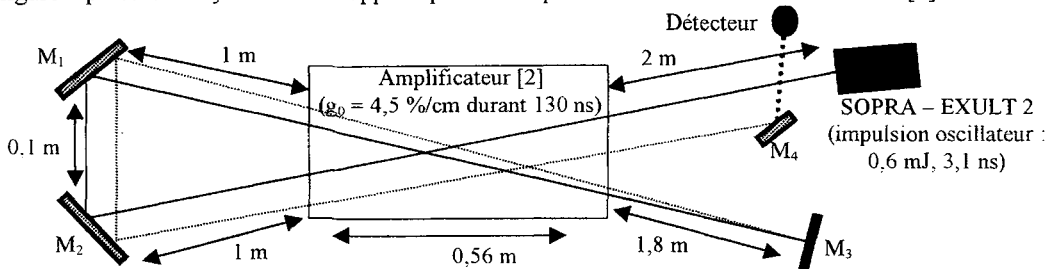


Figure 2. Système oscillateur – amplificateur à 4 passages. $M_1, M_2, M_4: R_{max} \approx 45^\circ$. $M_3: R_{max} \approx 0^\circ$. Angle « off – axis » : $2,5^\circ$. $\Delta z = 25 \mu m$, $R_u = 3,5 \cdot 10^{22} \text{ molécules.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$, $\tau_u = 4,9 \text{ ns}$, $\tau_i = 0,2 \text{ ns}$, $\alpha = 0,003 \text{ cm}^{-1}$, $\sigma = 2,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Les résultats sont décrits sur les figures 3a,b. Les paramètres $(1 - c_{seed})$ et $(1 - c_{ESA})$ représentent respectivement les pertes subies par le pulse oscillateur et l’ESA entre deux passages consécutifs dans le milieu actif.

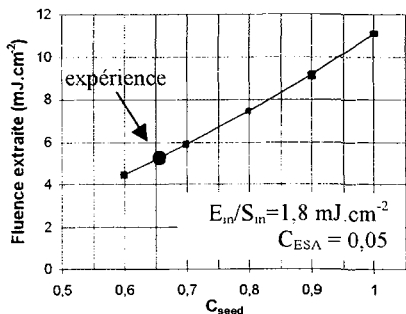


Figure 3a. Fluence extraite en fonction de c_{seed} .

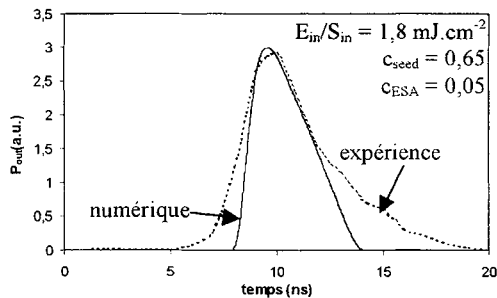


Figure 3b. Puissance crête extraite P_{out} (calcul et expérience).

Les résultats expérimentaux d’amplification sont : $E_{out} = 10,2 \pm 0,5 \text{ mJ}$, $E_{out}/S_{out} = 5,1 \text{ mJ.cm}^{-2}$, $\tau_{FWHM,out} = 3,8 \text{ ns}$ et $P_{out} \approx 2,7 \text{ MW}$ (soit une multiplication par 2 de la puissance crête délivrée par l’amplificateur lorsqu’il fonctionne en oscillateur [2]). Le calcul du contraste (I_{puls}/I_{ASE}) donne $C = 3 \cdot 10^4 : 1$ (voir aussi figure 3b pour une confirmation qualitative par l’expérience). Cette bonne valeur du contraste est due à un faible produit $g_0 l_{gain}$ ($g_0 \approx 4,5 \text{ \%.cm}^{-1}$ et $l_{gain} = 25 \text{ cm}$) et à une valeur élevée de l’angle “off – axis” ($\sim 2,5^\circ$) assurant une minimisation efficace de l’ESA dans l’amplificateur. L’accroissement de la largeur à mi – hauteur de l’impulsion oscillateur amplifiée ($\tau_{FWHM,out} = 3,8 \text{ ns}$; calcul : $\tau_{FWHM,out} = 3,3 \text{ ns}$ et $\tau_{FWHM,in} = 3,1 \text{ ns}$) est dû à une amplification significative des bords temporels de l’impulsion. L’efficacité énergétique des processus d’amplification est en effet maximum pour $E_{in} \approx E_{sat}$ [3] ($E_{sat} \approx 2,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$ [1]).

Enfin, l’accord entre les résultats expérimentaux et numériques est obtenu pour $c_{seed} = 0,65$ (soit 35 % de pertes pour le pulse oscillateur entre 2 passages). Les pertes importantes subies par l’impulsion oscillateur sont principalement dues à la présence d’éléments optiques de dimensions utiles faibles ($\varnothing_{lenteille.ampli.} = 4,2 \text{ cm}$, hauteur inter – électrodes = 3 cm,...) qui diaphragment rapidement le faisceau. L’amélioration de la géométrie de la cavité (réduction de sa longueur,...) et un meilleur choix des éléments optiques (optiques de plus grand diamètre, recours à des miroirs sphériques,...) devraient ainsi permettre d’accroître les performances énergétiques de ce système oscillateur – amplificateur.

Références

[1] P.B. Corkum, R.S. Taylor, *IEEE J. of Quantum Electron.*, 18 (11), (1982) 1962.
 [2] O. Utéza, M. Boyomo – Onana, Ph. Delaporte, N. Destouches, B. Fontaine, M. Sabonnadière, M. Sentis, soumise à *Optics Comm.*
 [3] G. Almasi, S. Szatmari, P. Simon, *Optics Comm.* 88 (1992) 231.