

Saturation inhomogène du gain dans un Laser à Electrons Libres

M. Labat^{1,2}, N.Y. Joly^{3,4}, C. Szwarzj³, S. Bielawski³, C. Bruni⁵, & M-E. Couprie¹

¹ Synchrotron SOLEIL, Saint Aubin, BP 34, 91 192 Gif-sur-Yvette, France

² Adresse actuelle : Ente per le Nuove Tecnologie, l'Energia el'Ambiente (ENEA), Unità Tecnico Scientifica
Technolgie Fische Avanzate, Centro Ricerche Frascati, 65-00044 Frascati (Rom), Italy

³ Lab. PhLAM, Universite Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

⁴ Adresse actuelle : Max-Planck Research Group (IOIP), University of Erlangen-Nuremberg, Germany

⁵ Lab. de l'Accélarateur Linéaire, Orsay, France

serge.bielawski@univ-lille1.fr

Dans la course à la génération de rayons X nécessaires à l'étude des phénomènes survenant à l'échelle atomique, les lasers à électrons libres (LEL) à simple passage représentent une source très prometteuse. En particulier, en régime injecté, les LEL permettent de générer des impulsions courtes cohérentes à faibles longueurs d'onde et à forte intensité. Dans un LEL, le gain provient d'un paquet d'électrons se propageant avec une onde lumineuse dans un onduleur. En raison de la vitesse relativiste des électrons $v_z < c$, l'onde lumineuse glisse vers l'avant du paquet et est amplifiée de façon exponentielle jusqu'à saturation. Selon la longueur de glissement ($L_g = N\lambda_R$ où λ_R est la longueur d'onde du LEL et N le nombre de périodes de l'onduleur) ainsi que les paramètres liés au paquet d'électrons de longueur L_p , la longueur de l'onduleur et la taille de l'impulsion injectée (σ_{inj}), le LEL présente divers comportements dynamiques. Dans le cas où $S_e = L_g/L_p \approx 1$ et $S_{inj} = L_g/\sigma_{inj} > 1$, le LEL peut entrer dans un régime de *superradiance*. Dans ce cas, l'impulsion injectée va s'amplifier grâce aux électrons en avant du paquet, qui n'ont pas encore subi l'influence de l'onde lumineuse. En particulier, sa puissance crête augmente en z^2 sans atteindre de régime de saturation. Et sa durée diminue en $z^{-1/2}$.

Les besoins actuels en terme de sources de courtes longueurs d'onde λ_R tendent à réduire fortement S_e . Or, pour $S_e \ll 1$, le LEL entre dans un régime où l'impulsion injectée se scinde en deux sous-impulsions. Ce régime spatio-temporel complexe affecte fortement la cohérence temporelle et spectrale du profil de la radiation émise. Nous avons étudié ce régime particulier à l'aide d'un modèle microscopique à 1D [1] tenant compte de l'interaction de chaque électron du paquet avec l'onde lumineuse et de la propagation de l'onde elle-même $A(\bar{z}, \tau)$ le long de l'onduleur \bar{z} et en fonction du temps τ :

$$\frac{\partial \theta_j}{\partial \bar{z}} = p_j \quad (1a)$$

$$\frac{\partial p_j}{\partial \bar{z}} = [A(\bar{z}, \tau)e^{i\theta_j} + c.c.] \quad (1b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) A(\bar{z}, \tau) = \chi(\tau)b(\bar{z}, \tau) \quad (1c)$$

Chaque électron j est suivi dans l'espace des phases à l'aide de deux coordonnées : son énergie p_j et sa phase θ_j prise par rapport au champ électrique $\theta_j = (k_R + k_0)z - ck_R t$ où k_0 est le nombre d'onde associé à la période de l'onduleur, et k_R le nombre d'onde de la radiation émise. $\chi(\tau)$ traduit la forme du paquet d'électrons, et $b(\bar{z}, \tau) = 1/N \sum_j e^{-i\theta_j}$ est le paramètre de *bunching*.

Nous présentons ici les évolutions de l'intensité de l'impulsion injectée et de l'espace des phases des électrons, en les comparant au cas du régime de superradiance. La distribution électronique initiale est homogène selon θ et normale selon p . Dans le cas $S_e \ll 1$, nous verrons que l'évolution de l'impulsion injectée en forme de fourche qui caractérise ce régime, résulte de la saturation non homogène du gain. La forme des ailes de l'impulsion injectée détermine la forme des deux sous-impulsions et leur évolution le long de la distribution électronique.

Références

1. W.B. COLSON, *Phys. Lett. A* **59**, 187 (1976) ; R. BONIFACIO *et al.*, *Opt. Comm.* **50**, 373 (1984).