

D2 - ETUDE STATISTIQUE DE FAISCEAUX PARTIELLEMENT COHÉRENTS

J. Garnier*, L. Videau**, C. Gouédard**, A. Migus***

* Centre de Mathématiques Appliquées, Ecole Polytechnique, Palaiseau

** Département des Lasers de Puissance, Centre de Limeil-Valenton, CEA/DAM, Villeneuve Saint-Georges

*** Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, Palaiseau

Abstract - We have developed statistical tools for partially coherent pulses analysis. Different problems have been addressed. The first one concerns the amplification of time-space incoherent smoothed beams. We put into evidence an anomalous reduction of the amplification performance which essentially originates from the fact that new wavelengths are created by self-phase modulation which are in the tails of the spectral gain profile. Second a careful study of the macroscopic and microscopic characteristics of the focal spots generated by Kinoform Phase Plates is carried out.

1 - Introduction

Les lasers de la prochaine génération pour la Fusion par Confinement Inertiel visent des énergies lumineuses de plusieurs megajoules et des puissances pouvant atteindre le petawatt. La compression symétrique des cibles thermonucléaires exige une irradiation optique symétrique et uniforme qui est impossible à obtenir avec un faisceau cohérent subissant les inévitables distorsions de phase apparaissant lors de la propagation dans les grandes chaînes lasers. Aussi des méthodes de lissage optique ont été mises au point reposant sur la destruction partielle de la cohérence spatio-temporelle de l'émission du laser.

De telles approches posent cependant un grand nombre de problèmes à la fois technologiques mais aussi à caractère théorique concernant la propagation, l'amplification et la conversion de fréquence de faisceaux partiellement cohérents. La propagation de faisceaux lumineux intenses résulte d'une compétition entre les effets non-linéaires d'une part et la diffraction transverse et la dispersion de la vitesse de groupe de l'onde électromagnétique d'autre part. En l'absence de dispersion, l'autofocalisation transverse d'une impulsion laser se développe lorsque les effets de compression non-linéaire dominent les effets naturels et linéaires de la diffraction. Lorsque ce mécanisme conduit à un rétrécissement global du rayon du faisceau, jusqu'à atteindre une quasi-singularité, on parle d'autofocalisation catastrophique. Mais cette dynamique peut aussi conduire à la génération locale de pics d'intensités très élevées; on parle alors de filamentation. C'est en particulier le cas pour des faisceaux présentant initialement des fluctuations d'amplitudes importantes.

Le but de l'étude entreprise est le développement d'un modèle statistique permettant d'appréhender d'un point de vue théorique la propagation d'impulsions incohérentes intenses. On adopte une description gaussienne de la statistique des fluctuations du faisceau, que ce soit dans le domaine temporel ou dans le domaine spatial (figure de speckles). Ce type particulier de statistique correspond à celui généré par les principales techniques de lissage connues (Smoothing by Optical Fiber¹ ou Smoothing by Spectral Dispersion²). On a commencé par examiner la propagation et l'amplification d'une impulsion incohérente en passant en revue les différents phénomènes qui peuvent se produire. On a ensuite étudié

de manière fine les caractéristiques macroscopiques et microscopiques de la tache focale.

2 - Modèle d'amplification

On considère la propagation d'une impulsion à spectre large (nombre d'onde central k_0) à travers un milieu non-linéaire avec gain. Dans le cadre de l'approximation paraxiale, le champ électrique E et la polarisation P vérifient les équations couplées :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2k_0} \Delta_r A - \sigma \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{k_2}{2} |A|^2 A = \frac{P}{2} \quad (1)$$

$$T_2 \frac{\partial P}{\partial t} + P = i\gamma A \quad (2)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\gamma}{T_\gamma} = \frac{i}{2f_s} (A^* P - AP^*) \quad (3)$$

avec des conditions initiales du type :

gain $\gamma(r,t=0) = \gamma_0$ uniforme,

$A(z=0,r,t) = A_0(r,t)$

où $A_0(r,t)$ est un champ partiellement cohérent à statistique gaussienne. γ est le gain à faible signal, relié à l'inversion de population du milieu. T_γ est la durée de vie du niveau d'énergie supérieur et f_s la fluence de saturation. $1/T_2$ la largeur de la courbe de gain. Dans le cas d'un milieu sans gain, le problème se réduit à l'étude de l'équation (1) avec un second membre nul. z est l'axe de propagation du faisceau et Δ_r le Laplacien orthogonal. On note r le vecteur (x,y) et t le temps local, i.e. le temps dans le repère qui se déplace à la vitesse de groupe. Le coefficient de dispersion de la vitesse de groupe σ est relié au facteur de dispersion: $\sigma = -k''(\omega_0)/2$. Les milieux que l'on considère ont une dispersion dite normale, c'est-à-dire que $\sigma < 0$. Le coefficient non-linéaire est $k_2 = k_0 n_{2E}/n_0$, où n_0 est l'indice de réfraction linéaire et n_{2E} est le coefficient de Kerr optique qui caractérise la réponse du milieu à l'amplitude de l'onde. Notez que l'intensité laser est proportionnelle à l'intensité du champ scalaire: $I_{\text{laser}} = \epsilon c |A|^2 / 2$ et que le coefficient usuel n_2 est simplement lié à n_{2E} par la formule $n_{2E} |A|^2 / 2 = n_2 I_{\text{laser}}$.

On étudie la propagation à travers un tel milieu d'un faisceau incohérent localement stationnaire. Comme valeurs numériques des différents paramètres qui interviennent, on choisit celles qui correspondent le mieux aux conditions expérimentales des chaînes laser de la classe MegaJoule. Ainsi on suppose que le champ

incident admet une enveloppe spatiale et temporelle déterministes, de l'ordre de 10 à 20 cm en ce qui concerne le rayon du faisceau et de l'ordre de la nanoseconde pour la durée de l'impulsion. Le champ incident est en outre perturbé par des fluctuations aléatoires dans les domaines spatial et temporel, de rayon de corrélation de l'ordre de quelques millimètres et de temps de cohérence de l'ordre de la picoseconde. D'un point de vue statistique, on considère que ces fluctuations obéissent à des lois gaussiennes. En effet, de précédents travaux ont prouvé que cette description statistique est conforme aux conditions expérimentales correspondant aux techniques possibles de lissage optique.³

3 - Résumé des résultats obtenus

On a tout d'abord cherché à étudier les effets de l'incohérence temporelle et considéré la situation simple où le faisceau est mono-mode spatialement. Il a alors été mis en évidence, d'un point de vue théorique, une saturation anormale de l'intensité qui avait déjà été observée expérimentalement. Cette saturation est essentiellement due à l'automodulation de phase qui génère de nouvelles longueurs d'ondes hors de la courbe de gain⁴. On s'est ensuite attaqué au problème complet, à savoir l'étude de la compétition entre l'incohérence temporelle et spatiale et les différents phénomènes non-linéaires possibles. Des mécanismes complexes interviennent, telle la saturation du gain qui écrête les points chauds du faisceau alors que l'effet Kerr tend à augmenter l'intensité de ces mêmes points chauds par filamentation. Il se dégage cependant une image assez claire des conséquences possibles sur le rendement d'amplification.⁵ L'incohérence spatiale a en fait peu d'influence, car la taille des grains dans les amplificateurs (> 1 cm) est trop grande pour entraîner des conséquences notables (voir figure 1).

Après avoir réalisé cette étude, il est apparu qu'on n'avait pas eu besoin d'estimer la statistique des points les plus chauds du faisceau. A ceci il n'y a en fait rien d'étonnant, puisque la fraction d'énergie contenue dans ces points est totalement négligeable, si bien que les phénomènes qui pourraient s'y produire ne peuvent contribuer en aucune façon à une diminution du rendement d'amplification. Néanmoins il convient d'étudier les points chauds "maximaux" du faisceau, car ils pourraient éventuellement provoquer des dommages aux composants optiques de la chaîne d'amplification. D'autre part, certains phénomènes fortement non-linéaires, telle la diffusion Brillouin ou Raman, sont susceptibles de se développer dans les points les plus chauds de la tache focale.

Afin de prédire avec une suffisante précision le développement de ces instabilités paramétriques à l'aide de codes numériques modélisant l'interaction laser-plasma, il faut au préalable avoir une bonne idée de la statistique des points les plus chauds.

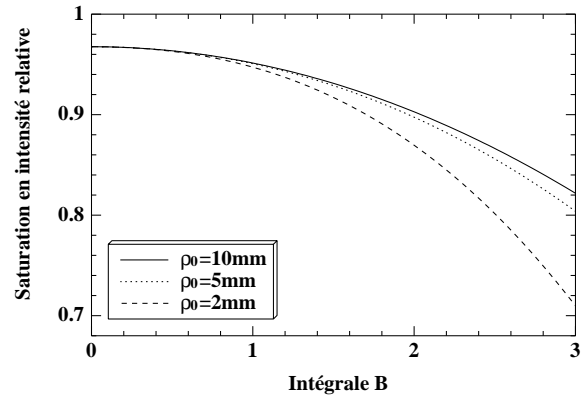


Figure 1 : Rapport de l'énergie en sortie de chaîne $E(z)$ (calculée en tenant compte des effets Kerr et du gain narrowing) sur la valeur optimale $E_0 \exp(\gamma z)$ en fonction de l'intégrale $B = k_2 I_0 (\exp(\gamma z) - 1) / (2\gamma)$. Les valeurs numériques adoptées correspondent à la partie finale d'un laser de puissance à verre dopé au néodyme : $\gamma = 20 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma z = 4$, $\lambda_0 = 1.05 \text{ } \mu\text{m}$, et $T_2 = 100 \text{ fs}$. Le temps de cohérence est $\tau_c = 1.6 \text{ ps}$, ce qui correspond à un spectre (supposé de forme gaussienne) de largeur (FWHM) 1.2 nm. On a considéré différentes modulations spatiales de rayon de corrélation 1 cm, 5 mm et 2 mm respectivement.

On a pu mettre en évidence qu'il existait un paramètre important, proportionnel au rapport du volume spatio-temporel de l'impulsion globale sur le volume moyen d'un grain de speckle, et que l'intensité maximale d'une impulsion variait au premier ordre comme le logarithme de ce rapport, mais qu'il existait aussi un terme additif aléatoire non-négligeable dont on peut expliciter la distribution statistique.⁶

Toujours dans le cadre de la caractérisation de la tache focale, une question importante et récurrente dans la littérature concerne la distance de Rayleigh d'une tache focale produite par une lame de phase de type RPP (Random Phase Plate) ou KPP (Kinoform Phase Plate), qui produit dans le plan focal une figure de speckles d'enveloppe hyper-gaussienne d'ordre n dont la statistique est caractérisée par la fonction d'autocorrélation :

$$\gamma_0(r, \rho) := \langle A(z=0, r+\rho/2) A^*(z=0, r-\rho/2) \rangle \quad (4)$$

$$\gamma_0(r, \rho) = I_0 \exp\left(-\frac{|r|^n}{r_0^n}\right) \times \text{sinc}\left(\frac{\rho_x}{\rho_0}\right) \text{sinc}\left(\frac{\rho_y}{\rho_0}\right) \quad (5)$$

La distance de Rayleigh est définie comme la distance au bout de laquelle l'intensité moyenne au centre du faisceau est divisée par 2. Il est connu de manière générale que la distance de Rayleigh varie avec le carré du rayon caractéristique transverse de la tache. Or si on prend comme rayon caractéristique le rayon r_0 de l'enveloppe de la tache, alors on trouve une distance de Rayleigh de l'ordre du mètre. Mais si on prend comme rayon caractéristique le rayon moyen des grains de speckle $\rho_0 = \lambda_0/\theta$ (θ : ouverture angulaire du système de focalisation), alors la distance de Rayleigh correspondante est de l'ordre du micromètre. En fait on peut montrer⁶ que la distance correcte est proportionnelle à la moyenne géométrique de ces deux quantités, qui est de l'ordre de quelques millimètres. Il est alors apparu un problème plus général

: Comment se déforme la tache lorsqu'on la regarde hors du plan focal ? En effet une lame de phase de type KPP est calculée pour produire une tache dont l'enveloppe est hyper-gaussienne dans le plan focal. Mais ce caractère hyper-gaussien est assez rapidement perdu lorsqu'on s'écarte du plan focal. Dans Ref. 6 on estime avec précision la distance de Rayleigh et la rapidité à laquelle les bords hyper-gaussiens s'effondrent en fonction des paramètres de la tache (voir figure 2).

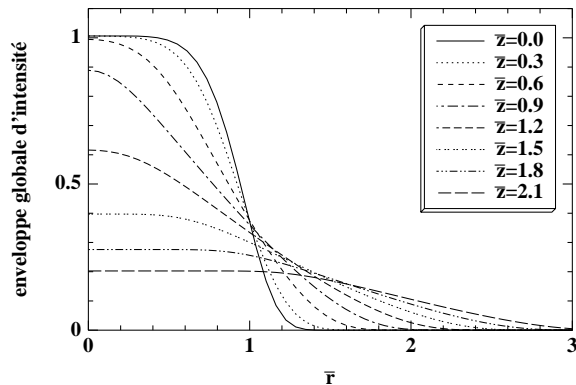


Figure 2 : Enveloppe globale du faisceau normalisée ($I_0=1$, $\bar{r} = r/r_0$) au bout de différentes distances de propagation dans un milieu homogène 0.3 m z_0 , $m=0, \dots, 7$ ($\bar{z} = z/z_0$, $z_0 = k_0 \rho_0 r_0/\pi$). L'enveloppe dans le plan focal est hyper-gaussienne d'ordre 6.

4 - Conclusions et perspectives

On a passé en revue plusieurs problèmes liés à la propagation et à l'amplification non-linéaire d'impulsions incohérentes. Il est apparu comme un fait général que la compétition entre la non-linéarité et l'aléatoire entraîne une augmentation des différents phénomènes de saturation. Ceci est essentiellement dû à la relation de base $\langle I^2 \rangle = 2\langle I \rangle^2$ qui est vérifiée par des faisceaux à statistique gaussienne. On a ainsi mis en évidence qu'il existait plusieurs mécanismes non-linéaires susceptibles d'entraîner une dégradation du rendement d'amplification. Cependant, à la vue des données numériques réalistes correspondant à une configuration du type de celle du futur Laser MegaJoule, on peut affirmer qu'il n'y a pas de diminution du rendement d'amplification significative à attendre dû à l'incohérence de l'impulsion, pourvu que les enveloppes moyennes, en temps et en espace, correspondent à la situation de référence par rapport à laquelle on compare les rendements. Ces constatations ont pu être vérifiées expérimentalement. En effet, dans Ref. 7 il est rapporté une série d'expériences sur le Laser Phebus dans lesquelles des impulsions lissées par la technique de la fibre optique sont amplifiées à un rendement quasi-optimal. Il apparaît donc que l'incohérence spatiale et temporelle n'entraîne qu'une réduction marginale ($< 10 \%$ pour une largeur de bande inférieure à 1.5 nm , et $< 5 \%$ pour une largeur de bande inférieure à 1.0 nm) pourvu qu'on reste dans le cadre d'un nombre de modes spatiaux et temporels tels que ceux envisagés aujourd'hui. Mais il est possible que les problèmes soient d'un tout autre ordre en ce qui concerne la conversion de fréquences. De nombreux phénomènes

originaux sont apparus lors de l'étude de l'amplification d'impulsions incohérentes et ont montré combien peuvent être importants la compétition entre les effets dus à l'incohérence et des mécanismes non-linéaires. On peut s'attendre à un nombre équivalent de surprises lorsqu'on s'attaquera à l'étude du doublement et du triplement de fréquences de faisceaux lissés.

Finalement, on a pu donner une description assez précise et dans toutes les directions de la tache focale générée par une lame de phase. Les caractéristiques de la tache focale et de ses grains hors du plan focal, ainsi que la valeur maximale de l'intensité qui peut y être atteinte sont des éléments importants, notamment pour les physiciens des plasmas qui simulent l'interaction laser-plasma et le développement d'instabilités paramétriques.

Remerciements

Ce travail a été réalisé sous les auspices du programme Laser MegaJoule du CEA/DAM.

Références

- ¹ D. Véron et al., Optics Comm. **65**, 42 (1988).
- ² S. Skupsky et al, J. Appl. Phys. **66**, 3456 (1989).
- ³ J. Garnier et al., J. Opt. Soc. Am. A **14**, 1928 (1997).
- ⁴ J. Garnier, et al., J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2563 (1997).
- ⁵ J. Garnier, et al., A statistical approach of propagation and amplification of incoherent pulses in dispersive and nonlinear media, soumis à J. Opt. Soc. Am. A.
- ⁶ J. Garnier, Etude de faisceaux laser partiellement cohérents, rapport interne CEA/DAM, Centre de Limeil Valenton, Mai 1998.
- ⁷ L. Videau, et al., Control of the amplification of large band amplitude modulated pulses in amplifier Nd-glass chain, conférence Solid state lasers for applications to ICF, Monterey, juin 1998.