Mise en phase de lasers

M. Vampouille, B. Colombeau, A. Desfarges, V. Kermène et C. Froehly

I.R.C.O.M., 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex, France

1. INTRODUCTION

Pour de nombreuses applications telles que les mesures lasers par télémètres, viseurs, radars..., les télécommunications spatiales, l'optique non linéaire..., on souhaite disposer de sources lumineuses cohérentes qui soient puissantes, compactes et faciles d'emploi (en particulier, sans refroidissement liquide). Une des solutions actuellement étudiée consiste à utiliser le rayonnement émis par plusieurs lasers identiques mis en phase de façon convenable.

Cette nouvelle technique a pour but de collecter le rayonnement lumineux émis par n lasers pour réaliser un faisceau cohérent unique qui soit :

- de forte puissance, si possible égale à la somme des puissances des n lasers mis en phase, afin de présenter le meilleur rendement énergétique possible,
- de longueur(s) d'onde fixée(s),
- spatialement unimodal, avec un domaine angulaire d'émission proche de la limite de diffraction.

Pour atteindre ces performances, il faut simultanément résoudre trois problèmes principaux :

- obliger tous les lasers à osciller sur une longueur d'onde commune,
- les faire émettre avec des phases relatives définies et bien contrôlées,
- réussir à additionner spatialement de manière cohérente les champs optiques, de façon à obtenir un faisceau unimodal unique.

Au cours de cet exposé, nous allons présenter un certain nombre de techniques qui tentent de résoudre ces trois problèmes. Dans un premier temps, nous décrirons les principes et les performances de la mise en phase des diodes lasers d'un réseau par ondes évanescentes, par ondes de fuite, par auto-injection, et injection d'un laser maître, dans une cavité externe hors d'axe. Dans un deuxième temps, nous intéresserons à la mise en phase de différents types de lasers dans une cavité externe centrée, par diffraction au moyen de filtres d'amplitude ou de phase. Enfin, nous terminerons avec la recombinaison cohérente de plusieurs faisceaux lasers au moyen d'un réseau de phase placé à l'intérieur ou à l'extérieur d'une cavité externe.

2. CONTRÔLE MODAL DE DIODES LASERS EN RÉSEAU PAR ONDES ÉVANESCENTES ET ONDES DE FUITE

Depuis une quinzaine d'années, les réseaux monolithiques de diodes lasers sont utilisés pour tenter d'obtenir des sources cohérentes puissantes (de quelques centaines de mW à quelques

watts). Leur faible volume et leur grande efficacité ($\approx 30\%$ de rendement) en font des composants très intéressants pour beaucoup d'applications. Malheureusement, la plus part de ces composants sont actuellement spatialement et spectralement multimodaux.

Typiquement, les réseaux de diodes du commerce sont constitués d'une vingtaine de diodes lasers élémentaires juxtaposées. Dans le plan perpendiculaire à la jonction, l'épaisseur de la zone active est celle d'une diode unique, soit $1-3\ \mu\text{m}$, le rayonnement émis est spatialement unimodal et ne nécessite aucun traitement particulier. Dans le plan de la jonction, l'épaisseur est due à l'assemblage des diodes, soit 20 fois $10\ \mu\text{m} \approx 200\ \mu\text{m}$ environ. Dans ce plan, le rayonnement est émis dans un angle de l'ordre de 10° , bien supérieur à l'angle limite de diffraction que l'on peut atteindre avec une longueur émissive de $200\ \mu\text{m}$, il est donc multimodal ; dans le meilleur des cas, le diagramme d'émission correspondant est bilobe, chaque lobe ayant une largeur 3 à 10 fois supérieure à la largeur limite imposée par la diffraction. D'autre part, l'analyse spectroscopique du rayonnement révèle plusieurs raies, à des longueurs d'onde variables avec le courant et la température.

Dans ce type de réseaux, les diodes sont couplées entre elles *par ondes évanescentes*, ce couplage est faible, et la mise en phase des différentes diodes lasers n'est pas parfaite.

Depuis 1988, une autre technique de couplage est développée par D. Botez et son équipe [1-3] au T.W.R. Research Center. Plus efficace que la précédente, elle fait appel *aux ondes de fuite* - ou à l'antiguillage - existant dans les zones de gain. Les composants obtenus présentent alors un diagramme d'émission trilobe, avec un lobe central de largeur comprise entre 1 et 3 fois la largeur limite, en fonction de la puissance.

Les deux techniques de couplage sont expliquées et comparées sur les schémas de la figure 1.

2.1 Caractéristiques des réseaux de diodes lasers couplées par ondes évanescentes

Ils sont construits (voir figure 1) de sorte que les zones de guidage, d'indice de réfraction supérieur, de largeur s , coïncident avec les zones de gain élevé. Dans chacune de ces régions, le rayonnement laser est confiné et amplifié. Le mode qui se construit au fil des aller et retour débord de chaque zone de gain et se propage par ondes évanescentes dans les zones de dépression d'indice et de faible gain, de largeur d . Cette largeur est choisie de façon que les ondes évanescentes se recouvrent partiellement et conduisent ainsi à un effet de couplage. En supposant que les n diodes sont toutes couplées entre elles deux à deux, le champ laser souhaité en sortie du réseau peut être représenté par la somme de n fonctions $f(x)$, *identiques, réelles* (à cause des miroirs plans fermant la cavité), juxtaposées, éventuellement déphasées de π les unes par rapport aux autres. A cause du couplage qui réduit la bande de fréquences spatiales émise par les diodes, chaque fonction $f(x)$ devrait pouvoir présenter un profil relativement lisse en forme de cloche, défini sur un intervalle légèrement supérieur à $p = s + d$, de façon à traduire l'existence d'ondes évanescentes.

Dans un laser, le mode amplifié est celui qui présente le moins de pertes. Pour 80 à 90 % des réseaux de diodes disponibles, couplées par ondes évanescentes, ce mode est généralement celui pour lequel les diodes sont deux à deux en opposition de phase. Dans ce cas, le champ transverse émis sur la face de sortie peut s'écrire (figure 1b) :

$$E(x) \equiv E_0 \{ f(x) * [\delta(x + p/2) - \delta(x - p/2)] * \text{III}_p(x) \} \cdot \text{rect}(x / np).$$

où $\delta(x)$ représente la distribution de Dirac centrée en $x = 0$, $*$ est le symbole de la convolution, III_p le symbole d'un peigne illimité de pas p , et E_0 un champ constant réel de normalisation.

Figure 1 : Caractéristiques comparées des processus de couplage par ondes évanescentes et par ondes de fuite dans les réseaux de diodes lasers.

A cause du couplage, le rayonnement émis par les n diodes est bloqué sur la même bande de fréquences temporelles et le champ diffracté à l'infini $E(N_x)$ se calcule au moyen de la Transformée de Fourier spatiale (notée TF) de $E(x)$ qui s'écrit :

$$E(N_x) = njE_0 \{ TF[f(x)] \cdot \sin(\pi N_x p) \cdot \Pi_{1/2p}(N_x) \} * \text{sinc}(N_x np),$$

avec N_x = fréquence spatiale associée à la variable x .

Compte tenu des dimensions relatives des différentes régions du composant, la courbe $E(N_x)$ comporte deux extremums principaux (figure 2), séparés de λ/p et caractérisant un diagramme de rayonnement à l'infini bilobe (proportionnel à $\|E(N_x)\|^2$).

Figure 2 : Diffraction à l'infini d'un réseau de n diodes lasers *en opposition de phase deux à deux*. Le diagramme de rayonnement contient deux lobes principaux de largeur fréquentielle $1/np$, séparés de $1/p$.

A titre d'illustration, nous montrons sur la figure 3 le profil transverse type de la puissance émise par un réseau de 10 diodes lasers SDL et son diagramme de rayonnement à l'infini. En champ proche, on distingue bien la présence de dix arches équidistantes à peu près lisses, mais dans le champ lointain, la largeur angulaire de chaque lobe du diagramme (3° environ) dépasse largement la limite théorique λ/np caractérisant la divergence minimale. Avec $p = 10 \mu\text{m}$ et $\lambda = 8100 \text{ nm}$, cette limite vaut $8 \cdot 10^{-3}$ radian, soit $0,5^\circ$ environ. En outre, ce défaut s'aggrave avec la puissance émise par le réseau de diodes lasers. Le couplage des réseaux de diodes lasers par ondes évanescentes n'est donc pas parfait.

Plus rarement (pour environ 10 % des réseaux), le mode qui présente le minimum de pertes est celui pour lequel toutes les diodes sont en phase. C'est alors lui qui est émis, et dans ce cas, le champ proche s'écrit (figure 1a) :

$$E(x) = E_0 \{ f(x) * \Pi p(x) \} \cdot \text{rect}(x/np),$$

le champ à l'infini correspondant (figure 4) devient :

$$E(N_x) = nE_0 \{ TF[f(x)] \cdot \Pi_{1/p}(N_x) \} * \text{sinc}(N_x np),$$

faisant apparaître un diagramme de rayonnement *trilobe*.

Figure 3 : Exemple des caractéristiques optiques d'un réseau de 10 diodes lasers de 200mW, pour des courants d'intensité croissante [4]. $P_{Max} = 200mW$ pour $I = 450 mA$; $I_{seuil} = 200 mA$.

Figure 4 : Diffraction à l'infini d'un réseau de n diodes lasers *en phase*. Le diagramme de rayonnement contient trois lobes principaux de largeur fréquentielle $1/np$, séparés de $1/p$.

2.2 Caractéristiques des réseaux de diodes lasers couplées par ondes de fuite

Conçus pour augmenter le couplage des composants précédents, ils sont construits [1-3] de façon qu'il y ait anti-coïncidence entre les régions de haut indice de réfraction et celles de gain élevé (d'où le nom "d'antiguides"). Le champ lumineux est maintenant amplifié dans des dépressions d'indice de largeur d , et la fraction du champ réfracté vers les zones de haut indice de largeur s correspond à une perte α qui doit être compensée par le gain Δ_g pour que l'effet laser existe. Dans les zones de dépression de gain (de largeur s) les ondes de fuite sont caractérisées par un profil oscillant de période fixée λ_1 , donnée par :

$$\lambda_1 = \lambda / [2n_0 \Delta n + (\lambda / 2d)^2]^{1/2},$$

reliée à la largeur s par la relation $s = m\lambda_1 / 2$, où l'entier m caractérise de façon certaine le couplage en phase ou en opposition de phase de toutes les diodes entre elles.

Le coefficient de perte α en m^{-1} , pour un mode m est donné par :

$$\alpha = K \left(m + \frac{1}{2} \right)^2 \lambda^2 / d^3 (\Delta n)^{1/2}, \text{ avec } K \text{ constante.}$$

Dans la pratique, pour minimiser les pertes, on choisit $m = 1$, ce qui conduit à une période λ_1 d'environ $2 \mu m$ (pour $d = 3 \mu m$), à une largeur s de $1 \mu m$, à un coefficient de perte α de 100 cm^{-1} , et à un fort couplage, en phase, de toutes les diodes. Ces composants donnent donc un diagramme de rayonnement à trois lobes principaux. Leurs performances (en 1992) sont illustrées sur la figure 5.

Figure 5 : Diagrammes de rayonnement à l'infini obtenus avec un réseau de diodes couplées par ondes de fuite [1-3]. a) $P_{opt} = 0,5 \text{ W}$ en continu ou $1,5 \text{ W}$ en pulsé, le lobe central, à la limite de diffraction théorique, contient 66 % de P_{opt} . b) $P_{opt} = 6 \text{ W}$ en pulsé, la largeur du lobe central vaut trois fois la largeur théorique.

On constate que les améliorations dues au couplage par les ondes de fuite sont significatives, même si elles se dégradent quand on cherche à monter en puissance. Dernièrement, la puissance continue délivrée a été portée à 1 W .

En conclusion, les performances des réseaux monolithiques de diodes lasers, qu'ils soient couplés par ondes évanescentes ou par ondes de fuite, apparaissent encore insuffisantes pour beaucoup d'applications. Ceci explique pourquoi de nombreuses études actuelles ont pour but l'amélioration de la mise en phase de plusieurs faisceaux lasers en utilisant des propriétés de filtrage et de rétroaction dans une cavité externe aux lasers eux-mêmes. Le nombre de dispositifs étudiés augmente de jour en jour, et il est difficile d'en dresser une liste exhaustive. Dans la suite de cet exposé, nous allons décrire les principes de fonctionnement et donner les performances des systèmes de mise en phase les plus connus.

3. MISE EN PHASE DE DIODES LASERS EN RÉSEAU PAR RÉTROACTION SÉLECTIVE DANS UNE CAVITÉ EXTERNE HORS D'AXE

Dans ces dispositifs (étudiés notamment par A. Barthélémy [5-6] à l'IRCOM de Limoges et par M. de Labachellerie [4] au LHA d'Orsay), les auteurs améliorent la directivité et la finesse spectrale d'un réseau de diodes lasers du commerce, bilobe et multifréquence, en utilisant les propriétés d'optique géométrique d'une cavité externe hors-d'axe pour réaliser une rétroaction sélective. Le principe du dispositif est décrit sur le schéma de la figure 6.

Figure 6 : Schéma de principe de la mise en phase de diodes lasers en réseau par rétroaction sélective dans une cavité externe hors d'axe.

Le réseau de diode lasers est placé dans une cavité externe fermée d'une part par le réseau de diodes lui-même, d'autre part par un miroir sphérique concave réfléchissant à 100 %. Le spectre d'ondes planes du faisceau de l'un des deux lobes rayonnés par le réseau est affiché dans le plan focal image d'une lentille convergente L . Ce plan contient le centre de courbure C d'un petit miroir concave M décentré par rapport à l'axe du réseau de diodes et de la lentille L . Les rayons lumineux qui passent par C reviennent exactement sur eux-mêmes. Ceux qui convergent légèrement au-dessus ou en dessous de C (car le faisceau est divergent) sont réfléchis symétriquement en dessous ou en dessus de C et, dans le plan des diodes, leurs points d'impacts sont différents de leurs points de départ. Ainsi, une fraction du rayonnement émis par chaque diode est injectée sur les diodes voisines. Cette rétroaction provoque le couplage de toutes les diodes entre elles, agissant ainsi sur les caractéristiques spatio-temporelles du faisceau contenu dans l'autre lobe de rayonnement (qui ne subit aucun traitement externe dans la cavité).

L'analyse du spectre d'ondes planes est faite par imagerie avec la lentille L' et son spectre de fréquences temporelles est étudié avec un spectroscopie à réseau.

Les essais ont été effectués avec un réseau de 20 diodes élémentaires espacées de $10\ \mu\text{m}$, n'ayant pas subi de traitement antireflet sur la face avant. La puissance maximum d'émission est de 1 watt pour un courant de 1840 mA. Plusieurs configurations ont été essayées avec succès : déplacements longitudinal et/ou transversal du miroir concave, remplacement de celui-ci par un miroir convexe ou par un miroir plan, suppression de la lentille L et rétroaction assurée par un miroir placé dans le champ proche du réseau de diodes. Les meilleurs résultats [6] (miroir concave proche de L) conduisent à un lobe central unique de largeur égale à 1,25 fois la limite de diffraction contenant 45 % de la puissance totale émise qui est de 800 mW pour un courant de 1200 mA (figure 7). La largeur du spectre de fréquences temporelles est de 1,5 nm. L'utilisation de différents réseaux de diodes du même modèle conduit à une dispersion importante des résultats, même après une nouvelle optimisation des réglages.

Figure 7 : Diagramme de rayonnement du réseau de diodes lasers mises en phase par le montage de la figure 6.

Ce montage permet un accord en longueur d'onde en remplaçant le miroir concave par un réseau de diffraction plan dont les sillons sont parallèles au plan de figure. La largeur spectrale est alors réduite d'un facteur 5 à $0,3\ \text{nm}$ et la bande d'accord par rotation du réseau s'étend sur $10\ \text{nm}$ [5–6]. Elle est équivalente à celle que donnerait une variation de température de 30°C .

4. MISE EN PHASE DE DIODES LASERS EN RÉSEAU PAR INJECTION D'UN FAISCEAU LASER MONOFRÉQUENCE

Dans cette technique (développée par exemple par J.P. Huignard et son équipe [7–8] au L.C.R. Thomson de Corbeville), un laser "maître" monofréquence temporelle oblige un ou plusieurs réseaux de diodes lasers "esclaves" à osciller tous sur la même fréquence temporelle. Les faisceaux issus de plusieurs réseaux sont ensuite additionnés de façon cohérente. Le principe de mise en phase par injection est donné sur le schéma ci-dessous.

Le faisceau monofréquence "maître" est fourni par une diode laser Hitachi de 30 mW, refroidie à -8°C , émettant à la longueur d'onde bien contrôlée de $817\ \text{nm}$.

Le réseau esclave à contrôler est un réseau SDL constitué de 10 diodes lasers, de 200 mW, mises en phase par ondes évanescentes (donc à diagramme de rayonnement bilobe), prévues pour émettre à $817\ \text{nm}$.

Deux types d'injection du faisceau maître sur le réseau esclave sont possibles :

- une injection ponctuelle sur une des diodes, grâce au jeu de lentilles sphériques L_1 , L_2 , L_4 ,
- une injection étalée sur l'ensemble du réseau en ajoutant la lentille cylindrique L_3 .

Figure 8 : Schéma de principe de la mise en phase d'un réseau de diodes lasers par injection d'un faisceau laser maître monofréquence.

Un isolateur (voire deux) placé entre le laser maître et le réseau esclave est indispensable pour éviter toute perturbation du faisceau monofréquence.

L'angle d'injection choisi correspond à l'angle d'un des faisceaux émis par le réseau. Le réglage très délicat de cet angle, ainsi que celui de la zone d'injection dépendent étroitement du réseau de diodes utilisé. Le fonctionnement du dispositif est jugé satisfaisant jusqu'à mi-puissance. Les résultats obtenus sont résumés sur la figure 9.

En émission libre, sans faisceau injecté, le rayonnement émis est bilobe et multifréquence. En présence du faisceau injecté sur la *demi-surface du réseau*, situation conduisant aux meilleures performances, la puissance émise est concentrée sur une seule raie dans un lobe unique contenant 72 % de la puissance totale et dont la largeur égale la limite de diffraction. Ce fonctionnement satisfaisant se maintient jusqu'à 100 mW, valeur correspondant à la moitié de la puissance nominale. A pleine puissance (200 mW) le deuxième lobe réapparaît dans le champ lointain.

5. ADDITION COHÉRENTE DE DEUX LASERS INJECTÉS PAR MÉLANGE À DEUX ONDES DANS UN CRISTAL PHOTORÉFRACTIF

5.1 Principe du mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif

Le principe du mélange à deux ondes est rappelé brièvement sur le schéma de la figure 10. Un cristal photoréfractif ($BaTiO_3$ par exemple) convenablement taillé est illuminé par deux faisceaux de même fréquence : un faisceau pompe puissant P_0 , incliné d'un angle θ_p voisin de l'angle de Brewster pour atténuer les pertes par réflexion et un faisceau signal faible S_0 ($S_0 \approx P_0 / 10$ à $P_0 / 20$) faisant un angle θ d'environ 20° avec le faisceau pompe.

Les franges d'interférences de pas $\Lambda \approx 2$ à $3 \mu m$ produisent des gradients d'éclairement dans le cristal qui conduisent, par effet photoréfractif, à la création d'un réseau d'indice de réfraction. Le faisceau pompe est alors diffracté dans la direction du faisceau sonde et sort du cristal avec une puissance I_p bien inférieure à P_0 . Si les conditions optimales d'injection sont bien respectées, le coefficient de gain Γ est supérieur à celui des pertes α et le faisceau sonde s'amplifie jusqu'à une puissance I_s bien supérieure à S_0 , sans altération notable de ses caractéristiques spatiales. Le rapport I_s/P_0 peut atteindre 80 %.

Figure 9 : Champs lointains et spectres recueillis dans le plan d'observation de la figure 8. En présence du faisceau injecté, la puissance émise par le réseau de diodes est concentrée sur une seule raie dans un lobe unique de largeur égale à la limite de diffraction. Il contient 72 % de la puissance totale. A 200 mW, le deuxième lobe réapparaît dans le champ lointain.

Figure 10 : Principe du mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif de BaTiO₃.

5.2 Application à l'addition de deux lasers injectés

C'est cette technique qui a été utilisée [8–9] pour "additionner" les faisceaux issus de deux réseaux de diodes lasers elles-mêmes mises en phase par injection. Le principe du montage et les résultats sont donnés sur la figure 11.

La diode laser maître illumine cette fois deux réseaux de diodes lasers esclaves qui émettent alors deux faisceaux d'environ 60 mW chacun, à la même fréquence temporelle et à la limite de diffraction. Ces deux faisceaux sont envoyés sur le cristal photoréfractif de $BaTiO_3$, l'un joue le rôle de pompe, l'autre *atténué dans un rapport 1,5 à 3* joue le rôle de sonde. En aval du cristal, dans la direction du faisceau sonde, une puissance de 98 mW est recueillie dans un lobe unique. Le principe d'addition fonctionne bien, malheureusement l'atténuation subie par l'un des faisceaux diminue le rendement de l'opération.

5.3 Conclusion sur la rétroaction sélective et l'addition de lasers injectés

Ces techniques présentent l'avantage de conduire à un faisceau laser unilobe dont la largeur est très peu supérieure à la limite de diffraction. Actuellement, les recherches sur ces dispositifs se poursuivent vers l'augmentation de la puissance émise (nombre et puissance des diodes), la réduction des effets thermiques et l'interchangeabilité du composant actif. Le remplacement d'un réseau de diodes par un autre, identique, de la même série, s'accompagne bien souvent d'une dégradation des performances qu'il faut corriger par un nouveau réglage.

Nous allons maintenant aborder le deuxième volet de l'exposé en décrivant différentes techniques de mise en phase par diffraction au moyen de filtres d'amplitude et de phase dans une cavité externe centrée.

6. PREMIER COUPLAGE COHÉRENT DE TROIS DIODES LASERS PAR FILTRAGE SPATIAL DANS UNE CAVITÉ EXTERNE

6.1 Caractéristiques de la cavité externe et géométrie du filtre assurant le couplage

Ce couplage a été effectué pour la première fois par E. Philipp-Rutz [10–11] chez IBM aux USA entre les années 1975 et 1981. Un réseau de trois diodes lasers, revêtues de couches antireflet à la longueur d'onde de travail (pour éviter les sous-cavités) est placé à l'intérieur d'une cavité externe fermée par deux miroirs plans. L'un d'eux partiellement réfléchissant joue le rôle de miroir de sortie. La cavité contient de plus deux lentilles sphériques identiques L_1 et L_2 , deux de leurs plans focaux sont confondus et coïncident avec la position des trois diodes lasers, les deux autres sont confondus avec les plans des miroirs. Un *filtre spatial* placé contre le miroir totalement réfléchissant assure la sélection modale et le couplage des différentes diodes lasers entre elles.

Le fonctionnement du dispositif repose sur deux effets :

- un effet géométrique des miroirs et des lentilles : après un demi-aller et retour dans une cavité, la diode centrale B est imagée sur elle-même, et les diodes latérales A et C sont imagées l'une sur l'autre ; après un aller et retour complet, la cavité est auto-imageuse.
- un effet de diffraction dû au filtre spatial : celui-ci diffracte une fraction de la lumière émise par chaque diode vers les deux autres.

Ces deux effets complémentaires produisent donc un couplage des diodes entre elles qui doit se traduire par un contrôle de leurs phases relatives et une émission sur une fréquence temporelle unique. Rappelons que dans le sens perpendiculaire à la jonction, le caractère unimodal du rayonnement émis ne nécessite aucun traitement particulier.

Figure 11 : Principe de "l'addition" par mélange à deux ondes de deux réseaux de diodes lasers injectées et comparaison des puissances obtenues.

Figure 12 : Principe du couplage cohérent de trois diodes lasers par filtrage dans une cavité externe [10].

L'auteur ayant souhaité que les trois diodes émettent *en phase à la même fréquence*, le calcul de la géométrie du filtre s'effectue de la manière suivante.
 Dans le plan des diodes, le champ électrique souhaité $E(x)$, représenté sur la figure 13, peut s'écrire :

$$E(x) = E_0 [f(x) * \text{III}_s(x)] \cdot \text{rect}(x / 3s)$$

où, comme au § 2.1, $f(x)$ est une fonction réelle, dont le profil en cloche, défini sur la largeur s est lissé par la limitation de la bande de fréquences spatiales due au filtre.

Figure 13 : Allure du champ électrique souhaité $E(x)$ dans le plan des diodes lasers A B C.

Dans le plan du miroir $R = 0,97$, le champ correspondant est proportionnel à la Transformée de Fourier spatiale de $E(x)$. Exprimé en fonction de la fréquence spatiale N_x associé à la variable x , celui-ci s'écrit :

$$E(N_x) = K[TF[f(x)].III_{1/s}(N_x)] * \text{sinc}(N_x.3s), \text{ où } K \text{ est une constante.}$$

La fréquence spatiale N_x est reliée à la variable x' dans le plan du miroir par l'expression :

$$N_x = x' / \lambda f, \text{ avec } \lambda = 0,9 \mu\text{m} \text{ et } f = 10 \text{ mm.}$$

Ce champ apparaît (figure 14) comme une somme de fonctions sinus cardinal espacées de $1/s$, pondérée par l'enveloppe $TF[f(x)]$. Compte tenu du nombre de diodes et de leurs dimensions, cette somme contient trois termes prépondérants qui conduisent à la courbe de la figure 15.

Figure 14 : Allure des différentes fonctions apparaissant dans la Transformée de Fourier de $E(x)$. Le champ résultant est la somme des fonctions sinus cardinal représentées.

Celle-ci contient trois lobes principaux positifs, en phase, de largeur fréquentielle $dN_x = 2/3s$, dont les centres sont séparés de $\Delta N_x = 1/s$, et deux lobes négatifs *en opposition de phase avec les précédents*. Afin d'obtenir le *couplage en phase* des trois diodes lasers $A B C$, l'auteur a choisi de placer dans le plan du miroir un filtre spatial qui conserve les lobes positifs et supprime les lobes négatifs*. Le filtre choisi est ainsi un écran opaque percé de trois fentes parallèles de largeur $2\lambda f / 3s \approx 26 \mu\text{m}$, séparés centre à centre de $\lambda f / s \approx 39 \mu\text{m}$.

6.2 Résultats obtenus

Les diodes lasers fonctionnent à la température ambiante en régime d'impulsions de 100 ns , à la cadence de 2 KHz , commandées par des impulsions de courant de 180 A d'intensité crête. L'éclairement dans le champ lointain est analysé dans le plan focal image d'une lentille convergente placée en aval du miroir de sortie. Sur la figure 16, l'analyse expérimentale en densité optique est comparée à la courbe théorique attendue.

L'auteur affirme que le bon contraste et la stabilité des lobes observés prouvent que "le couplage des trois diodes lasers a été effectif". La puissance crête mesurée dans le lobe principal est de l'ordre de 5 W , représentant environ trois fois la puissance crête de chacune des diodes.

En 1981, avec deux filtres différents dans une cavité externe inchangée, le même auteur rapporte les mises en phase et en opposition de phase de deux diodes lasers avec émission d'un faisceau monolobe dans le premier cas et bilobe dans le second [11].

* Note des auteurs : La sélection des arches positives par le filtre placé dans le plan du miroir ne peut conduire à l'égalité des phases des rayonnements émis par les trois diodes lasers.

Figure 15 : Allure du champ dans le plan du miroir $R = 0,97$, et géométrie du filtre placé dans le plan.

Figure 16 : Diagramme de rayonnement obtenu avec le dispositif de mise en phase de la figure 12.

L'ensemble de ces premiers travaux sur le couplage et la mise en phase de plusieurs diodes lasers ont fait apparaître beaucoup de problèmes qui, aujourd'hui encore, sont difficiles à résoudre simultanément : nécessité de traitements antireflet, difficulté de réalisation des masques, précision et stabilité micrométrique des réglages, influence de la température des composants et de leur montée en puissance, blocage des différents lasers sur une fréquence unique, caractère souvent multilobe de l'émission. Nous allons examiner diverses solutions à ces problèmes dans les dispositifs suivants.

7. BLOCAGE DE LA FRÉQUENCE D'ÉMISSION DE PLUSIEURS DIODES LASERS PAR FILTRAGE SPATIAL DANS UNE CAVITÉ EXTERNE

7.1 Principe de la méthode

Cette étude est rapportée pour la première fois par une équipe de M.I.T. animée par R.H. Rediker [12–13]. Le montage utilisé (figure 17) est basé sur les mêmes principes de couplage que celui de E. Philipp-Rutz, mais cette fois les cinq diodes lasers utilisées sont indépendantes et placées en fond de cavité, leurs faces arrière clivées jouent le rôle de miroirs R_{max} et leurs faces avant sont traitées antireflet. Le couplage des diodes entre elles est assuré par diffraction, au moyen d'un filtre d'amplitude placé dans le plan focal commun aux deux lentilles L_1 et L_2 .

Pour obliger les cinq diodes à émettre *en phase*, sur la *même longueur d'onde* λ , les auteurs ont utilisé un filtre constitué de onze fentes périodiques percées dans un écran opaque. La largeur e de ces fentes et leur période d sont calculées de façon à ce qu'elles coïncident avec les pics du champ diffracté à l'infini par les cinq diodes. Le calcul suivant conduit à la géométrie du filtre.

En aval des lentilles collimatrices, dans le plan repéré par la variable x (il n'y a pas de filtrage selon l'autre dimension), le champ électrique souhaité s'écrit :

$$E(x) \# E_0 [f(x) * \text{III}_s(x)]. \text{rect}(x / 5s),$$

où $f(x)$, fonction réelle, en cloche, définie sur la largeur s , représente le profil du champ émis par chacune des diodes, en présence du filtre. L'émission des diodes étant supposée bloquée sur la même longueur d'onde λ , la lumière atteint le plan du filtre (repéré par x') après une *diffraction monochromatique à l'infini*. Dans ce plan, le champ électrique, proportionnel à la Transformée de Fourier de $E(x)$, devient (figure 18) :

$$E(N_x) \approx KE_0 [TF[f(x)].\text{III}_{1/s}(N_x)] * \sin c(N_x \cdot 5s)$$

où la fréquence spatiale N_x est reliée à la variable x' par : $N_x = x' / \lambda f_1$, et $K = cte$.

On voit apparaître une succession de pics périodiques de largeur $e' = 2\lambda f_1 / 5s$ espacés de $d' = \lambda f_1 / s$ (valeur du rapport $e'/d' = 40\%$), contenus dans la fonction enveloppe $TF[f(x)]$. Leur largeur et surtout leur position, qui dépendent de la longueur d'onde λ , vont être fixées par les fentes du filtre qui est construit avec $e = 3,8 \mu\text{m}$ et $d = 10,5 \mu\text{m}$ ($e/d \approx 36\%$). Le mode laser qui présente le minimum de pertes et qui va donc se stabiliser à l'intérieur de la cavité est celui pour lequel $e' \approx e$ et $d' \approx d$. Il doit s'ensuivre un *blocage de la longueur d'onde* d'émission des cinq diodes à la valeur : $\lambda = ds/f_1$, soit $831,6 \text{ nm}$, avec $s = 19,8 \text{ mm}$ et $f_1 = 250 \text{ mm}$.

7.2 Résultats expérimentaux

En l'absence de filtre, la cavité est auto-imageuse, les cinq lasers restent indépendants et leurs multiples fréquences d'émission dépendent du courant et de la température (figure 19a).

En présence du filtre (figure 19b) l'émission des cinq lasers est bloquée sur la longueur d'onde unique $831,8 \text{ nm}$, très proche de celle attendue. Le résultat souhaité est donc atteint. En outre, les auteurs rapportent que la stabilisation des diodes en température peut être supprimée et qu'un déplacement axial de $\pm \lambda$ de l'une d'elles ne produit aucune variation notable. Par contre, ils soulignent le caractère multifaisceau du rayonnement émis, l'importance des pertes (la puissance de sortie ne représente que 40% de la puissance des cinq diodes), ainsi que la nécessité de traitements antireflet et celle d'une stabilité mécanique absolue (composants fixés sur une ossature compacte en Invar).

Figure 17 : Schéma de principe du filtrage spatial dans une cavité externe, en vue du blocage de la fréquence d'émission de cinq diodes lasers indépendantes [12–13].

Figure 18 : Allure du champ électrique dans le plan focal commun aux deux lentilles L_1 et L_2 , et géométrie du filtre spatial placé dans ce plan.

Figure 19 : Spectre de fréquence temporelles en sortie de cavité. (a) : sans filtre spatial ; (b) : avec filtre spatial.

8. MISE EN PHASE D'UN RÉSEAU LINÉAIRE DE NEUF LASERS CO₂ PAR FILTRAGE SPATIAL INTRA CAVITÉ

La géométrie de cavité externe présentée dans les deux chapitres précédents est actuellement considérée comme la configuration type conduisant à la mise en phase de plusieurs lasers. A titre d'exemple, nous rapportons son utilisation pour la mise en phase de neuf lasers CO₂ à guides d'ondes carrés excités par une décharge radiofréquence [14–15].

Figure 20 : Schéma de principe du dispositif de mise en phase d'un réseau linéaire de neuf lasers CO₂ à guides d'ondes carrés [14–15].

Dans le montage de la figure 20, le composant actif est un ensemble de neuf guides carrés à CO₂ équidistants, séparés de $s = 3,1$ mm. Chacun des guides d'ondes peut émettre un rayonnement *multifréquence* autour de la longueur d'onde $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, sur une longueur $a = 2,5$ mm. Ce composant est placé à proximité du miroir de sortie de la cavité "externe" déjà décrite dans [12–13]. Au moyen d'un filtre spatial, les auteurs ont souhaité mettre en phase les neuf lasers afin de bloquer l'émission sur une fréquence temporelle unique et de concentrer le maximum d'énergie dans le lobe central de diffraction. Lorsque les neuf lasers émettent *en phase à la même fréquence*, le champ électrique dans le plan du guide confondu avec l'un des plans focaux de L_2 s'écrit :

$E(x) \approx E_0 [f(x) * \text{III}_s(x)] \cdot \text{rect}(x/9s)$, où $f(x)$, fonction réelle, définie sur a , nulle ailleurs,

représente le champ émis par chacun des guides d'ondes en présence du filtre. Dans l'autre plan focal, après une diffraction à l'infini, ce champ devient [figure 21] :

Figure 21 : Allure du champ électrique dans le plan focal commun aux deux lentilles L_1 et L_2 , et géométrie du filtre spatial placé dans ce plan.

$$E(N_x) \approx KE_0 \left\{ [TF[f(x)] \cdot \text{III}_{1/s}(N_x)] \right\} * \text{sinc}(N_x \cdot 9s), \text{ avec } N_x = x' / \lambda f \text{ et } f = 0,5 \text{ m.}$$

La géométrie et les dimensions des guides d'ondes CO_2 conduisent à un champ contenant un lobe central élevé, entouré de lobes secondaires plus faibles situés à $\pm m\lambda f/s$. L'importance relative des deux premiers lobes latéraux a conduit les auteurs à choisir comme filtre un écran opaque percé de *trois fentes espacées de $\lambda f/s = 1,7 \text{ mm}$* . Leur largeur, égale à $0,6 \text{ mm}$, est ajustée afin de conserver l'effet laser dans la cavité.

De nombreux résultats ont été publiés par les auteurs ; à titre d'exemple, nous rapportons ici ceux de la figure 2 de [15]. Dans cette expérience, le laser fonctionne en régime pulsé avec des impulsions de durée $100 \mu\text{s}$, à la cadence de 200 Hz . En l'absence de filtre, une énergie de 11 mJ est recueillie dans un lobe central plat et très large [figure 22]. En présence de filtre, le diagramme de rayonnement présente un lobe central intense entouré de deux lobes latéraux cinq fois plus faibles. L'énergie recueillie est de $7,5 \text{ mJ}$. La présence des lobes latéraux et leur excellent contraste prouvent le blocage des neuf guides d'ondes sur la même fréquence temporelle.

Figure 22 : Diagramme de rayonnement relevé à l'infini du miroir de sortie du montage de la figure 20.

9. CONTRÔLE, PAR FILTRAGE, DE LA PHASE D'UN FAISCEAU LASER "MULTI-POINTS"

Dans ce paragraphe, nous décrivons une technique développée par notre équipe à l'IRCOM de Limoges, dans laquelle la phase relative de plusieurs "points" constituant un faisceau laser est contrôlée par un filtrage au moyen de deux filtres d'amplitude à très faibles pertes.

9.1 Description de la méthode dans le cas d'un faisceau "bi-points"

Le principe du dispositif appelé "résonateur à Transformation de Fourier" [16-17] est décrit sur la figure 23. La cavité utilisée est afocale de type Fabry-Perot, avec deux miroirs plans M_1 et M_2 partiellement réfléchissants placés dans les plans focaux d'une lentille convergente L , de longueur focale $f = 50 \text{ cm}$. Le milieu amplificateur est un barreau de YAG/Nd , de diamètre

Figure 23 : Montage de principe du "résonateur à Transformation de Fourier".

7 mm, de longueur 11 cm, placé à proximité du miroir M_2 , et pompé classiquement par flash. Le contrôle spatial du faisceau, en amplitude et phase, est assuré par diffraction au moyen de deux filtres F_1 et F_2 de transparence binaire, placés contre les miroirs M_1 et M_2 . La cavité étant auto-imageuse après deux allers et retours (et non un seul comme dans les cavités précédentes), les profils souhaités doivent correspondre à des fonctions paires ou impaires. Du côté du miroir M_2 , le filtre F_2 choisi est un écran opaque percé de deux ouvertures circulaires de diamètre $d = 0,2 \text{ mm}$, séparées d'une distance $s = 1,42 \text{ mm}$. Du côté de M_1 , le filtre F_1 a pour rôle de sélectionner l'un des deux seuls modes possibles (figure 24) : soit le mode "pair" avec une distribution de champ modulée par une fonction *cosinus* (éclairage en $\cos^2$) correspondant à des phases relatives *égales* dans les ouvertures O_1 et O_2 , soit le mode "impair" avec un champ modulé par une fonction *sinus*, correspondant à des faisceaux en *opposition de phase* dans les ouvertures O_1 et O_2 .

Deux géométries de filtre F_1 sont présentées :

1) une grille de fils fins opaques d'épaisseur e , de pas p , égal à $\lambda f/s$, impose par sa présence la position des zéros du champ (ou de l'éclairement) dans le plan de M_1 . Une translation de cette grille de $p/2$ fait passer du mode pair au mode impair.

2) une fente de largeur $D = m.p$ fixe le nombre de franges brillantes contenues dans son ouverture. Si m est impair, on obtient le mode pair avec des franges en *cosinus* ; si m est pair, on obtient le mode impair avec des franges en *sinus*.

9.2 Résultats dans le cas d'un faisceau "bi-points"

Les essais ont été effectués en régime relaxé, au voisinage du seuil, à la cadence de 5 Hz. Les impulsions laser délivrées ont des durées de 200 μ s environ, et contiennent une énergie de quelques mJ.

9.2.1 En l'absence de filtre F_1

En l'absence de filtre F_1 , l'éclairement moyenné sur la durée d'un tir laser a été enregistré dans le plan du miroir M_1 (repéré par x') au moyen d'une caméra CCD (figure 25). On constate la présence d'un éclairement quasi uniforme attribué à la superposition des franges des modes pairs et impairs qui se sont succédés de façon aléatoire dans le temps. Cette hypothèse est confirmée par l'analyse spatio-temporelle de l'éclairement reçu sur une ligne de M_1 perpendiculaire aux franges, faite avec une caméra électronique à balayage de fente (figure 26).

Figure 24 : Représentation schématique des deux seuls modes possibles engendrés dans le résonateur à Transformation de Fourier, lorsque l'un des filtres est un écran opaque percé de deux ouvertures circulaires.

On voit nettement sur cet enregistrement que les profils en $(\cos)^2$ et $(\sin)^2$ alternent aléatoirement dans le temps. En l'absence de filtre F_1 , la phase relative des deux faisceaux lasers émis par les ouvertures O_1 et O_2 n'est donc pas fixée et prend les valeurs 0 ou π .

Figure 25 : Éclairement moyenné dans le temps dans le plan du miroir M_1 , en l'absence de filtre F_1 . L'autre filtre (F_2) est un écran opaque percé de deux ouvertures circulaires séparées de $s = 1,42$ mm. La croix représente un réticule fixe centré sur l'axe de la cavité :

Figure 26 : Analyse spatio-temporelle, en l'absence du filtre F_1 , de l'éclairement dans le plan du miroir M_1 , selon une ligne perpendiculaire aux franges.

9.2.2. En présence de filtre F_1

Les enregistrements des figures 27a et 27b ont été obtenus avec les deux types de filtre F_1 annoncés.

Le premier type de filtre est une grille composée de 20 fils métalliques parallèles, de diamètre $e = 30 \mu m$, équidistants, séparés de $p = \lambda f/s = 300 \mu m$, avec $\lambda = 1064 nm$. La transmission de ce filtre est donc : $(p - e)/p$, soit 90 %. Lorsque l'un des fils croise l'axe de la lentille (figure 24b), on obtient le mode impair en sinus (figure 27a) ; lorsqu'on translate cette grille de la quantité $p/2$ dans une direction perpendiculaire aux fils (figure 24a), on obtient le mode pair en cosinus (figure 27b).

Figure 27 : Eclairement obtenu dans le plan du miroir M_1 en présence du filtre F_1 .

a) Mode impair avec un minimum nul sur la croisée du réticule.

b) Mode pair avec un maximum sur la croisée du réticule.

Le second type de filtre est une fente de largeur D , parallèle aux franges. Avec $D = 8.p = 2,4 \text{ mm}$, on sélectionne le mode impair en sinus (figure 27a) ; et avec $D = 7.p$, c'est le mode pair en cosinus (figure 27b) qui est émis.

Avec les deux types de filtre et dans chacun des modes, le faisceau relevé dans le plan du miroir M_1 est constitué de deux lobes gaussiens d'intensité identique.

9.3 Blocage de la phase et de l'amplitude d'un faisceau laser composé de trois "points"

Il est intéressant de montrer que le laser ainsi conçu avec ses deux filtres placés dans deux plans de Fourier, permet de fixer la phase et l'amplitude du faisceau émis.

Avec la grille de fils précédente F_1 , de pas $p = 300 \mu\text{m}$, nous avons cherché à synthétiser d'autres profils de faisceaux lasers. Un profil d'amplitude de la forme :

$$E(x) = E_0 \cos^2(\pi x' / p)$$

présente des zéros périodiques de pas p dans le plan du miroir M_1 . Dans le plan du miroir M_2 , après une Transformée de Fourier spatiale, le profil devient :

$$E(x) = KE_0 \left[\delta(x) + \frac{1}{2} \delta(x-s) + \frac{1}{2} \delta(x+s) \right], \text{ avec } s = \lambda f / p = 1,42 \text{ mm}$$

En choisissant un écran F_2 percé cette fois de trois ouvertures circulaires espacées de s , on doit synthétiser un faisceau laser contenant trois "points" en phase, d'intensité respective 1-4-1. Ce résultat est illustré sur les figures suivantes qui montrent le profil en intensité des faisceaux lasers relevés dans le plan du miroir M_1 (figure 28a) et dans le plan du miroir M_2 (figure 28b).

Figure 28 : Profils énergétiques relevés dans le plan des miroirs M₁ (a) et M₂ (b), lorsque le résonateur à Transformation de Fourier est équipé des filtres F₁ et F₂.

9.4 Blocage de la phase et de l'amplitude d'un faisceau laser composé de quatre "points"

Le même raisonnement peut être appliqué à une autre fonction qui, dans le plan de M₁ s'écrit :

$$E(x) = E_0 [\cos(2\pi x' / p) + \cos(4\pi x' / p)]$$

Cette fonction, qui a aussi des zéros équidistants espacés de p , conduit dans le plan de M₂ à un champ qui vaut :

$$E(x) = K \cdot E_0 [\delta(x + 2s/3) + \delta(x + s/3) + \delta(x - s/3) + \delta(x - 2s/3)]$$

et qui correspond à quatre "points" en phase d'égale intensité, situés à $\pm s/3$ et $\pm 2s/3$. L'écran F₂ est donc maintenant percé de quatre ouvertures placées à $\pm 0,48$ et $\pm 0,96$ mm, la grille F₁ n'est pas changée. Le résultat attendu est montré sur la figure 29.

Figure 29 : Profils énergétiques relevés dans le plan des miroirs M₁ (a) et M₂ (b), lorsque le résonateur à Transformation de Fourier est équipé des filtres F₁ et F₂.

9.5 Conclusion

Les exemples présentés montrent que l'ensemble des deux filtres d'amplitude placés dans le "résonateur à Transformation de Fourier" est capable dans certains cas de contrôler à la fois la phase et l'amplitude des profils des champs synthétisés dans les plans des miroirs. Ce contrôle est particulièrement efficace dans le cas de faisceaux "multipoints", dont le fort contraste est bien adapté à l'utilisation de deux filtres d'amplitude qui agissent en imposant, dans leurs plans, la position des zones d'éclairement nul.

Les pertes causées par ces filtres sont faibles : le niveau de seuil laser est augmenté d'environ 5 % et, à niveau de pompe égal, l'énergie extraite d'une cavité avec filtre diffère de 5 % de celle extraite de la même cavité sans filtre. Ce résultat semble normal, puisqu'en régime établi, les filtres se trouvent placés dans des régions d'éclairement quasi nul.

D'autre part, la puissance de pompe a pu être augmentée dans un rapport 1,5 sans dégradation de la qualité des faisceaux synthétisés. Au-delà, les effets thermiques transforment le barreau de *YAG/Nd* en lentille convergente épaisse, ce qui a pour effet de désadapter les filtres et de déplacer les plans de Fourier. Des dispositifs correcteurs ont été développés [18], mais leur description sort du cadre de cet exposé.

Actuellement, l'étude sur les résonateurs à Transformation de Fourier se poursuit avec pour double but la synthèse de faisceaux lasers de profils variés, et la mise en phase de plusieurs faisceaux dans un laser *YAG/Nd* pompé longitudinalement par des diodes lasers de puissance. Cette dernière partie est rapportée au paragraphe 12.2.

10. CONTROLE MODAL D'UNE SÉRIE DE DIODES LASERS DANS UNE CAVITÉ TALBOT MUNIE D'UN FILTRE SPATIAL

Avant de s'intéresser aux lasers *YAG/Nd* pompés par diodes lasers, nous allons décrire une autre technique de couplage de diodes lasers, basé sur le filtrage par diffraction dans les cavités de "type Talbot". Cette technique, apparue vers 1987 est développée maintenant aussi bien avec des diodes lasers (références dans [19]), qu'avec des lasers *CO2* (références dans [15]). Nous rapportons ici le dispositif et les résultats présentés par D'Amato et son équipe [20].

10.1 L'effet Talbot

L'effet Talbot est un phénomène de diffraction de Fresnel monochromatique, (de longueur d'onde λ), émis par une distribution transversale de sources discrètes, de période D . Au moyen de l'intégrale de diffraction d'Huygens-Fresnel relative à la propagation en champ proche, on montre qu'après la distance particulière $L_T = 2D^2/\lambda$, appelée "Longueur de Talbot", la structure transverse du champ reproduit exactement celle du champ initial (le champ dans ce plan n'est pas une image au sens géométrique, car il n'y a pas de relation de conjugaison point à point entre le plan de Talbot et le plan initial). Ce résultat intéressant peut s'appliquer au cas de N sources lasers monochromatiques, identiques et synchrones, disposées en réseau de période D . Ainsi, dans l'exemple de la figure 30, où toutes les sources sont en phase, ou dans celui de la figure 31, où elles sont en opposition de phase, ces structures se retrouvent identiques à elles-mêmes dans le plan "de Talbot" situé à $L_T = 2D^2/\lambda$.

D'autres structures intéressantes apparaissent dans les sous-plans de Talbot qui sont situés à des distances sous-multiples de L_T :

- dans le plan situé à $L_T/2 = D^2/\lambda$, les sources en phase se retrouvent translatées de $D/2$ par rapport à leur position d'origine (figure 30), alors que les sources en opposition de phase ne sont pas translatées (figure 31) ;

- dans le plan situé à $L_T/4 = D^2/2\lambda$, les N sources initialement en phase se transforment en $2N$ sources en quadrature, régulièrement espacées de $D/2$ (figure 30).

Figure 30 : Structure du champ diffracté dans les différents plans de Talbot relatifs à une distribution périodique de N sources monochromatiques synchrones en phase.

Figure 31 : Structure du champ diffracté dans les différents plans de Talbot relatifs à une distribution périodique de N sources monochromatiques synchrones en opposition de phase.

10.2 Mise en phase d'un réseau linéaire de diodes lasers dans une cavité Talbot simple, sans filtrage

Le principe de la cavité Talbot simple est décrit sur la figure 32. Un réseau linéaire de N diodes lasers périodiques, séparées de la distance D , est placé à la demi-distance de Talbot D^2/λ d'un miroir plan partiellement réfléchissant. L'ensemble, fermé d'un côté par les faces arrière clivées

des diodes, de l'autre par le miroir, constitue une cavité laser, externe aux diodes, appelée "cavité Talbot". Après un aller et retour dans la cavité incluant une réflexion sur le miroir, la structure du champ complexe émis par les N diodes se retrouve confondue avec elle-même. A cause de la diffraction, chaque diode reçoit de la lumière de la part de toutes les autres, et au fil des aller et retour, cette interaction conduit au *couplage des N diodes entre elles*. En régime établi, elles vont émettre de manière synchrone à la même longueur d'onde λ . Ce type de cavité ne fixe pas a priori la phase relative des diodes, mais il se trouve que dans cette configuration, *et lorsque le nombre de diodes est faible* ($N \leq 8-10$), c'est le mode *fondamental* dans lequel *toutes les diodes sont en phase* qui subit le minimum de pertes. C'est donc ce mode qui est émis et le diagramme de diffraction à l'infini observé dans le plan focal image d'une lentille convergente contient une structure de période $\lambda f/D$, avec un pic centré sur l'axe (figure 32).

Dans le cas où le nombre N de diodes lasers devient supérieur à $> 8-10$, d'autres modes apparaissent, car ils présentent le même taux de couplage que le fondamental. C'est le cas du *mode d'ordre le plus haut* qui correspond à la mise en opposition de phase deux à deux des diodes entre elles (la propagation de ce mode est représentée sur la figure 31). A la sortie de la cavité du Talbot simple, ce mode conduit à un diagramme de diffraction à l'infini identique à celui du fondamental, mais translaté de $\lambda f/D$ (figure 33).

Figure 32 : Emission du mode fondamental dans une cavité Talbot simple, sans filtre, et diagramme de diffraction à l'infini correspondant. Les pics sont séparés de $\lambda f/D$.

Comme rien ne discrimine ces deux modes, ils se succèdent de manière aléatoire et le diagramme de diffraction résultant, moyenné au cours du temps, contient alors une structure périodique, de période moitié à la précédente, égale à $\lambda f/2D$. En conclusion, dès que le nombre de diodes lasers devient supérieur à 8-10, la cavité Talbot simple, sans filtrage, ne permet plus la sélection d'un mode unique stable.

10.3 Mise en phase d'un réseau de diodes lasers dans une cavité Talbot munie d'un filtre d'amplitude.

Pour assurer la sélection d'un mode unique dans une cavité, les auteurs [20] ont réalisé le filtrage d'amplitude décrit sur la figure 34. Une barrette de 30 diodes lasers indépendantes, équidistantes, traitées antireflet sur leurs faces avant, est imagée dans un plan de façon à agrandir la distance qui les sépare à la valeur $D = 0,38 \text{ mm}$. Ce plan constitue la face arrière de

la cavité Talbot, la face avant étant un miroir partiellement réfléchissant placé comme dans le montage précédent, à la moitié de la distance de Talbot (soit 167 mm avec $\lambda = 864 \text{ nm}$).

Figure 33 : Emission du mode d'ordre le plus haut dans une cavité Talbot simple sans filtre et diagramme de rayonnement à l'infini correspondant. Les pics sont séparés de $\lambda f/D$, mais décalés de $\lambda f/2D$ par rapport à ceux de la figure 32.

Figure 34 : Sélection par filtrage d'amplitude du mode fondamental dans une cavité Talbot. Les bandes opaques du filtre, séparées de D , stoppent le mode d'ordre le plus haut.

Dans le plan du miroir, un filtre constitué de bandes opaques équidistantes, séparées de D obture le mode d'ordre plus haut, et laisse passer le fondamental qui est décalé de $D/2$. Les figures de diffraction à l'infini, relevées en l'absence de filtre (figure 35a), et en présence de filtre (figure 35b), conduisent bien au résultat souhaité. L'ensemble émet un faisceau quasi monochromatique, de largeur de raie $0,3 \text{ nm}$, (les diodes seules présentent un spectre multiraie s'étalant sur 3 nm) contenant six lobes principaux séparés de $\lambda f/D$. Ces performances se maintiennent jusqu'à un courant de $1,8 \text{ A}$, égal à $1,4$ fois celui de seuil.

10.4 Cavit Talbot avec filtre de phase

Propos par les mmes auteurs, un autre montage, dcrit sur la figure 36, permet de rduire d'un facteur deux le nombre de lobes contenus dans le faisceau mis. Le miroir plan qui ferme la cavit est maintenant situ au quart de la longueur de Talbot, soit $84,4 \text{ mm}$. Dans ce plan, on favorise le taux de couplage du mode fondamental en plaant un filtre dphaseur de $\pi/2$ radian tous les $D/2$. Ainsi, aprs rflexion sur le miroir et double traverse du filtre, les 60 "sous-images" initialement en quadrature du mode fondamental (figure 30) se retrouvent encore en quadrature (change de signe), elles conduisent donc dans le plan des diodes 30 "images" qui se superposent exactement aux diodes elles-mmes. Le couplage obtenu est donc trs fort pour le mode fondamental. En outre, aprs traverse du filtre dphaseur et du miroir de sortie, les 60 "sous-images" des diodes se trouvent *en phase espaces de $D/2$* . Il est donc normal de retrouver deux fois moins de lobes dans la figure de diffraction l'infini.

Figure 35 : Diagramme de diffraction l'infini du rayonnement mis par la cavit Talbot de la figure 34
a) en l'absence de filtre, la superposition du mode fondamentalet du mode d'ordre le plus haut donne des pics espacs de $\lambda f/2D$ b) en prsence du filtre, le mode fondamental est slectionn ; les pics sont espacs de $\lambda f/D$.

Figure 36 : Slection par un filtre dphaseur du mode fondamental dans une cavit Talbot. A la distance $L_T/4$, les sous-images des diodes sont en quadrature deux deux. Le nombre de pics dans le diagramme de diffraction est rduit d'un facteur 2 par rapport celui de la figure 35.

Cependant, malgré cette amélioration, les lobes secondaires semblent encore contenir une énergie non négligeable et aucune indication n'est donnée sur leur largeur.

Nous abordons maintenant le dernier volet de cet exposé, dans lequel nous présentons des cavités qui, par filtrage, assurent simultanément le couplage de N lasers entre eux et de la transformation cohérente des différents faisceaux qu'elles contiennent en un seul.

11. ADDITION COHÉRENTE DE N DIODES LASERS PAR UN RÉSEAU DE PHASE BINAIRE

Il existe plusieurs types particuliers de réseaux de phase planaire (binaire, multiniveau, ou continue) qui présentent des profils optimisés pour diffracter un faisceau incident, parallèle, monochromatique en N faisceaux d'amplitude quasi identique, avec une bonne efficacité. Dans les dispositifs additionneurs de faisceaux intra-cavité qui nous intéressent ici, ces réseaux de phase vont fonctionner dans les deux sens : dans l'un, ils vont servir à regrouper de manière cohérente N faisceaux en un seul, dans l'autre ils vont redistribuer le faisceau unique sur l'ensemble des sources lasers et provoquer ainsi leur couplage. Pour illustrer le fonctionnement d'une cavité équipée d'un tel réseau, nous avons choisi de rapporter le montage proposé en 1986-87 par J.R Leger et son équipe au M.I.T. [21-22]. Ces auteurs ont utilisé un réseau de phase binaire de Dammann dont le profil est optimisé pour donner six ordres diffractés principaux avec une efficacité théorique de 80 %. Ce profil, ainsi que l'intensité des ordres diffractés sont représentés sur la figure 37. Le résonateur complet est décrit sur la figure 38.

Figure 37 : Exemple d'un profil de filtre déphaseur de Dammann optimisé pour donner six ordres de diffraction d'intensité quasi identique.

Figure 38 : Principe de cavité avec filtre déphaseur de Dammann assurant le couplage et l'addition cohérente de six diodes lasers [21-22].

Une barrette *SDL 2410*, composée de 10 diodes lasers (dont 6 seulement sont utilisées), espacées de $p = 10 \mu\text{m}$, traitées antireflet sur les faces avant, ferme l'une des extrémités de la cavité externe. Une première lentille L_1 réalise une Transformée de Fourier spatiale entre le plan de la barrette et le plan du filtre déphaseur décrit ci-dessus. Sa distance focale est choisie pour que l'inclinaison des faisceaux émergents coïncident avec les six ordres diffractés par le réseau. En aval, une deuxième lentille L_2 assure une deuxième Transformée de Fourier spatiale entre le plan du réseau et un diaphragme qui laisse passer l'ordre central intense diffracté et stoppe les résidus de lumière transmise et les ordres supérieurs. Enfin, un miroir sphérique, partiellement réfléchissant, dont le centre de courbure coïncide avec un diaphragme, ferme l'autre extrémité de la cavité. Il réfléchit ainsi dans les mêmes directions une fraction de la lumière qu'il reçoit. Cette fraction réfléchie est alors à nouveau diffractée par le réseau de phase vers les six diodes lasers, assurant ainsi leur couplage. Après vérification, celui-ci s'est avéré être supérieur au couplage par ondes évanescentes à l'intérieur de la barrette. La fraction de lumière transmise par le miroir sphérique est ensuite analysée spectralement et spatialement.

Les auteurs ont constaté que deux états de phase $(\pi, \pi, 0, 0, \pi, \pi)$ et $(\pi, 0, 0, 0, 0, \pi)$ présentent un fort taux de couplage. Leur sélection est assurée par une translation du filtre d'une quantité égale à $p/2$. Le bon fonctionnement du dispositif est illustré par deux résultats.

Figure 39 :

a) Spectre d'ondes planes relevé à la sortie du filtre intra-cavité de la figure 38.

b) Figures de diffraction à l'infini du faisceau émis par le résonateur :

..... lorsque les six diodes sont additionnées, - - - - - lorsqu'une seule diode est activée.

Les deux courbes sont recalées à la même hauteur.

Le premier montre le spectre d'ondes planes relevé à la sortie du filtre (figure 39a), celui-ci présente un pic unique centré contenant 68 % de la puissance totale, quantité proche des 80 % prévus par la théorie. Le deuxième (figure 39b) compare les allures de la figure de diffraction à l'infini du faisceau de sortie obtenu, d'une part et avec une seule diode, d'autre part après addition cohérente des six diodes. Les deux courbes, dessinées avec un changement d'échelle pour qu'elles aient la même hauteur, présentent la même structure et la même largeur : l'addition cohérente des faisceaux s'est donc effectuée de manière satisfaisante ; malheureusement aucune comparaison n'est faite entre la puissance émise par le dispositif testé et celle délivrée par les six diodes.

12. MISE EN PHASE DE LASERS YAG/Nd POMPÉS PAR DIODES LASERS

L'augmentation constante de la puissance délivrée par les diodes lasers et la bonne accordabilité de leur fréquence d'émission sur un maximum d'absorption du Néodyme à 808 nm permettent

depuis quelques années le développement de nouvelles techniques de pompage de matériaux lasers qui conduisent à une très importante augmentation du rendement.

Dans le pompage transversal, une ou plusieurs barrettes de diodes lasers sont distribuées à proximité des génératrices du barreau de matériau amplificateur placé dans la cavité résonante.

Dans le pompage longitudinal, le barreau est illuminé en un ou plusieurs "point" sur l'une de ses faces planes par un faisceau de pompe issu d'une ou plusieurs diodes lasers, fibrées ou non. Dans le cas du pompage par plusieurs diodes, cas qui nous intéresse ici, il est nécessaire d'assurer un couplage entre les différents faisceaux engendrés dans le barreau afin que ceux-ci puissent s'additionner de manière cohérente. Afin d'illustrer cette dernière technique, nous présentons les résultats obtenus en 1992 par une équipe japonaise, animée par M. Oka [23] et nous faisons le point de nos propres travaux menés à l'IRCOM.

12.1 Couplage par ondes évanescentes et addition par filtrage de phase de quatre faisceaux YAG/Nd engendrés par quatre diodes lasers [23]

Figure 40 : Principe du pompage longitudinal d'une cavité YAG/Nd par quatre diodes lasers fibrées [23]. Le recouvrement partiel des faisceaux lasers dans le barreau assure un couplage par ondes évanescentes.

Un ensemble de quatre diodes lasers fibrées délivrant chacune en sortie de fibre une puissance continue de 1,2 W à $\lambda = 808$ nm, vient pomper la face arrière d'un barreau de YAG/Nd, de longueur 7 mm, à travers une optique d'imagerie. La cavité résonante, de longueur 30 mm est fermée par deux miroirs plans, l'un est R_{max} pour 1064 nm et T_{max} pour 808 nm, l'autre est réfléchissant à 95 % pour 1064 nm. Les deux faces du barreau sont traitées antireflet à 1064 nm.

Les quatre faisceaux de pompe engendrent dans le barreau quatre volumes actifs qui, grâce au guidage par le gain, conduisent à l'émission de quatre modes laser TEM_{00} . Si les zones pompées sont éloignées les unes des autres, ces modes sont indépendants ; mais si on les rapproche suffisamment jusqu'à leur recouvrement partiel, un couplage par ondes évanescentes apparaît et le mode résultant émis, présentant le minimum de pertes, est très proche d'un mode TEM_{11} . La puissance récupérée sur ce mode est de 1,8 W, ce qui donne un rendement de 38 %. En champ proche, ce mode est caractérisé par la présence de quatre lobes en opposition de phase deux à deux (figure 41a) ; le champ lointain (figure 41b) comporte lui aussi quatre lobes correspondant à quatre directions principales d'émission. L'obtention d'un champ lointain quasi

unilobe est réalisée en plaçant dans le champ proche la lame de phase à quatre quadrants de la figure 41c. Il s'agit donc d'un filtrage extra-cavité. Le résultat conduit à un pic central intense, entouré de quatre lobes beaucoup plus faibles (figure 41d.) En outre, l'adjonction intra-cavité d'un étalon permet de sélectionner une fréquence temporelle unique dans le lobe central. La puissance totale recueillie tombe alors à 1,2 W, soit un rendement de 25 %, soit un rendement de 25 %. La puissance contenue dans le lobe central n'est pas donnée.

Figure 41 : a) champ proche en aval du résonateur de la figure 40 b) champ lointain
 c) filtre de phase placé dans le champ proche extra-cavité d) champ lointain obtenu en présence du filtre de phase

12.2 Pompage par diodes lasers fibrées dans une cavité à Transformation de Fourier

Actuellement, notre équipe travaille sur la mise au point d'une cavité laser à Transformation de Fourier, munie d'un barreau de YAG/Nd pompé longitudinalement par quatre diodes lasers fibrées. Le montage de la figure 42 décrit le montage à deux diodes en cours d'étude. Son originalité repose sur l'utilisation d'une cavité à Transformation de Fourier fermée d'un côté par le barreau de YAG/Nd traité R_{max} à 1064 nm, de l'autre par un miroir partiellement réfléchissant sur lequel est plaquée une grille périodique de fils métalliques opaques. Le barreau est pompé par deux diodes lasers couplées à deux fibres dont les extrémités sont plaquées directement sur la face arrière traitée T_{max} à 808 nm. Cette technologie simplifiée à l'extrême est possible avec un bon rendement grâce à l'arrivée sur le marché de nouvelles diodes lasers équipées de fibres d'une faible ouverture numérique, bien adaptée à l'ouverture des faisceaux lasers engendrés dans le barreau sans avoir recours à un système d'imagerie.

A cause de la géométrie de la cavité (après un aller et retour, les rayonnements issus des zones A et B sont échangés) et de la présence de la grille qui fixe la position des zéros du champ dans le plan du miroir de sortie, le couplage des faisceaux lasers émis par le barreau et leur mise en phase, devraient être assurés avec une stabilité parfaite à tous les niveaux de puissances et dans tous les régimes de fonctionnement (continu ou impulsionnel).

Figure 42 : Pompage longitudinal, par deux diodes lasers fibrées, d'un résonateur à Transformation de Fourier équipé d'une grille de fils assurant la mise en phase des deux faisceaux émis.

Les premiers résultats [24], obtenus avec une cavité à Transformation de Fourier pompée par une diode unique imagée sur le barreau, sont très encourageants et s'approchent des meilleurs résultats mondiaux actuels. Avec une diode unique délivrant une puissance optique continue de 2,6 W, le faisceau laser issu de la cavité est TEM_{00} , avec un lobe unique dont la largeur est égale à 1,05 fois la limite de diffraction. Ce lobe contient une puissance de 1,3 W, soit un rendement opto-optique de 50 % ! Nous ne pensons pas conserver cette valeur après le changement de technique de pompage et l'introduction de la grille, mais un rendement de 25 à 30 % est raisonnablement espéré. Quant à la recombinaison cohérente des faisceaux, dernier point clé du dispositif, nous souhaitons l'effectuer à l'extérieur de la cavité au moyen d'un filtrage en volume : à l'extérieur, parce qu'en régime continu, toute perte intra-cavité fait rapidement chuter le rendement, et un filtrage en volume, parce que la théorie le prévoit plus efficace que le filtrage planaire. La réalisation de tels filtres soulève bien sûr quelques difficultés technologiques, mais nous espérons les résoudre prochainement.

13. CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous venons d'examiner les principes et les performances de différentes techniques visant à coupler plusieurs lasers entre eux. Bien que non exhaustive, notre revue permet cependant de dégager les principaux résultats atteints à ce jour, les problèmes restant à résoudre et les tendances actuelles.

Dans les systèmes présentés, le couplage des différents lasers conduit presque toujours au blocage de leur fréquence d'émission sur une raie unique et assez souvent au contrôle de leurs phases spatiales respectives. La recherche d'une augmentation de puissance s'accompagne plus ou moins rapidement d'une dégradation des performances précédentes. Celle-ci provient d'une part, de problèmes d'échauffement des composants passifs ou actifs (gradients d'indice, aberrations, lentilles thermiques), d'autre part de la compétition accrue entre le gain du milieu amplificateur et les contraintes imposées pour le couplage et la mise en phase.

En régime continu, la recombinaison de N faisceaux en un seul, unimodal, unilobe, contenant toute la puissance disponible semble encore poser quelques problèmes. La voie des filtres en volume et celle des matériaux photoréfractifs sont à l'étude.

Actuellement, deux grandes tendances semblent se dessiner : d'une part les partisans de la mise en phase de réseaux et dernièrement de matrices de diodes lasers, d'autre part ceux qui préfèrent la mise en phase de lasers solides pompés par diodes lasers. Dans les deux cas, l'enjeu consiste à réaliser un composant compact, fiable et pratique, délivrant, aussi bien en régime continu qu'impulsionnel, des faisceaux lasers stables unimodaux, de divergence minimum, avec un rendement opto-optique encore jamais égalé.

D'un point de vue scientifique, économique, voire écologique, cet enjeu est important, puisqu'à terme, il vise à remplacer une partie du parc actuel des lasers de puissance.

Références

- [1] Botez D., Mawst L.J., Peterson G.L., and Roth T.J., Phase-locked arrays of antiguides : modal content and discrimination, *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1991) 396-401
- [2] Botez D., Row laser arrays produce watts of coherent power, *Laser Focus World* (Oct.1991) 105-118
- [3] Mawst L.J., Botez D., Jansen M., Roth J., and Rozenberg J., 1.5 W Diffraction-limited beam operation from resonant optical waveguide (ROW) array, *Electron. Lett.* **27** (1991) 369-371
- [4] De Labachellerie M., et Passadat G., Mise en phase de réseaux lasers à semi-conducteurs, Rapport de contrat MRT (Nov. 1992)
- [5] Barthélémy A., Louradour F., and Couderc V., Wavelength tunable diffraction limited operation of a standard high power diode laser array using an off-centered extended cavity, *Electron. Lett.* **28** (1992) 2038-2040
- [6] Barthélémy A., Louradour F., Couderc V., et Froehly C., Mise en phase de réseaux de diodes lasers de puissance, Rapport de contrat MRT (Nov. 1992)
- [7] Verdiell J.M., Frey R., and Huignard J.P., Analysis of injection-locked gain guide diode laser arrays, *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1991) 396-401
- [8] Nicolas C., Huignard J.P., et Rajbenbach H., Mise en phase par injection et par mélange d'ondes, Rapport de contrat MRT (Nov. 1992)
- [9] Verdiell J.M., Rajbenbach H., and Huignard J.P., Efficient diffraction-limited beam combining of semi-conductor laser diode array using photorefractive BaTiO₃, *IEEE Photon. Techn. Lett.* **2** (1990) 568-570
- [10] Philipp-Rutz E.M., Spatially coherent radiation from an array of GaAs lasers, *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 475-477
- [11] Philipp-Rutz E.M., Coherent semi-conductor injection laser array, U.S. Patent (1981) N° 4246548
- [12] Rediker R.H., and Schloss R.P., Operation of individual diode lasers as a coherent ensemble controlled by a spatial filter within an external cavity, *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985) 133-135
- [13] Rediker R.H., Rauschenbach K.A., and Schloss R.P., Operation of a coherent ensemble of five diode lasers in an external cavity, *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1991) 1582-1593
- [14] Lescroart G., Muller R., and Bourdet G.L., Phase coupling of a linear array of 9 square CO₂ XW waveguide lasers by a spatial filter within an external cavity, *Opt. Comm.* **108** (1994) 289-296
- [15] Lescroart G., Muller R., and Bourdet G.L., Pulse mode operation of a phase coupled array of 9 square CO₂ waveguide lasers by a intracavity spatial filtering, *Soumis à Opt. Comm.*
- [16] Colombeau B., Vampouille M., Kermène V., Desfarges A., and Froehly C., Spatial shaping of coherent waves inside a confocal laser, *Pure Appl. Opt.* **3** (1994) 757-773
- [17] Barthélémy A., Colombeau B., Froehly C., et Vampouille M., Résonateurs optiques à Transformation de Fourier, (1990) Brevet n°90.04.221

- [18] Saviot F., Mottay E., Vampouille M., and Colombeau B., Optical synthesis of a high energy, uniform and uniphase laser emission, *Opt. Lett.* **18** (1993) 2117-2119
- [19] Leger J.R., and Mowry G., External diode-laser-array with mode-selecting mirror, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 2884-2886
- [20] D'Amato F.X., Siebert E.T., and Roychoudhuri C., Mode control of an array of AlGaAs lasers using a spatial filter in a Talbot cavity, *SPIE* **1043** (1989) Laser Diode Technology and Applications 100-106., and *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 816-818
- [21] Leger J.R., Swason G.J., and Veldkamp W.B., Coherent beam addition of GaAlAs lasers by binary phase gratings, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 888-890
- [22] Leger J.R., Swason G.J., and Veldkamp W.B., Coherent laser addition using binary phase gratings, *Appl. Opt.* **26** (1987) 4391-4399
- [23] Oka M., Masuda H., Kaneda Y., and Kubota S., Laser diode pumped phase locked Nd:YAG laser arrays, *IEEE J. Quantum. Electron.* **28** (1992) 1142-1147
- [24] Couderc V., Guy O., Barthélémy A., Froehly C., and Louradour F., Self-otimized resonator for optical pumping of solid-state lasers, *Optics Letters* **19** (1994) 1134-1136