



HAL
open science

Caractérisation et modélisation des lasers solides pompés optiquement

Michael Fromager

► **To cite this version:**

Michael Fromager. Caractérisation et modélisation des lasers solides pompés optiquement. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Caen, 2002. Français. NNT : . tel-00002510

HAL Id: tel-00002510

<https://theses.hal.science/tel-00002510>

Submitted on 5 Mar 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DES SCIENCES

ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

Thèse présentée par

Mr FROMAGER Michaël

et soutenue

le 13 Novembre 2002

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN

SPECIALITE : Milieux dilués et optique fondamentale

(Arrêté du 30 mars 1992)

***Caractérisation et modélisation des lasers solides
pompés optiquement***

Membres du jury:

Mr VAMPOUILLE Michel, Professeur, IRCOM, Université de Limoges, (rapporteur)

Mr SANCHEZ François, Professeur, POMA, Université d'Angers, (rapporteur)

Mr STEPHAN Guy, Professeur, Labo d'optronique, ENSSAT de Lannion

Mr GEORGES Patrick, Directeur de recherche, Institut d'optique (IOTA)

Mr POCHOLLE Jean-Paul, Chef de service, THALES-LCR, Orsay

Mr MONCORGE Richard, Professeur, CIRIL, Université de Caen

Mr AIT-AMEUR Kamel, Professeur, CIRIL, Université de Caen, (Directeur de thèse)

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.

CHAPITRE I : OPTIQUE DIFFRACTIVE.

INTRODUCTION

- A. Les optiques diffractives de phase.
- B. Le trou de phase.
- C. Applications de l'optique diffractive.

CONCLUSION

CHAPITRE II : PRISE EN COMPTE DES EFFETS TRANSVERSES DANS LES MILIEUX A GAINS.

INTRODUCTION

- A. Bistabilité optique dans les verres phosphates Yb:Er fortement dopés.
- B. Diffraction sur une tache de gain.
- C. Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSaF.

CONCLUSION

CHAPITRE III : LASER DECLENCHE FONCTIONNANT A $1,5\mu m$.

INTRODUCTION

- A. Les résultats expérimentaux.
- B. Mise en place des modèles.
- C. Analyse des résultats.

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE.

ANNEXE 1 : Optique diffractive intracavité : méthode des polynômes de Laguerre-Gauss.

ANNEXE 2 : Dynamique des verres phosphates Er :Yb fortement dopés.

ANNEXE 3 : Dispositif expérimental pour faire fonctionner les lasers à verres phosphates dopés Er:Yb.

ANNEXE 4 : Equations cinétiques pour les lasers à verres phosphates Er:Yb.

ANNEXE 5 : Détermination des paramètres spectroscopiques des absorbants saturables.

INTRODUCTION GENERALE

Pour établir une modélisation d'un phénomène physique, la démarche la plus logique semble a priori de la faire progresser au fur et à mesure en introduisant les degrés de complexité les uns après les autres jusqu'à ce que sa fiabilité apparaisse suffisante pour expliquer les observations expérimentales dans un premier temps et éventuellement prédire d'autres comportements ou optimiser certains paramètres dans un second temps. Ainsi, de nombreuses modélisations rencontrées dans la littérature se contentent à juste titre (dans la mesure où ce degré d'approximation est suffisant) de considérer que le profil radial d'intensité des faisceaux lasers est uniforme. Au cours de cette thèse, nous allons étudier un certain nombre de systèmes optiques pour lesquels il est nécessaire de prendre en compte l'aspect transverse des problèmes.

Cette prise en compte peut intervenir à plusieurs niveaux : le premier d'entre eux, la *mise en forme de faisceaux* consiste à modifier le profil radial d'intensité d'un faisceau laser donné. La géométrie de ce faisceau est initialement imposée par la géométrie de la cavité dont il est issu : le mode intracavité possède un profil radial et on comprend aisément que les non-linéarités induites par les différents composants de cette cavité seront ressenties plus ou moins intensément au centre ou sur les ailes du mode. Nous montrerons donc dans le cadre de différents exemples que la *prise en compte des effets transverses dans la cavité* peut mener à une meilleure compréhension des lasers en question et donc à une optimisation de leur fonctionnement.

Le premier chapitre de cette thèse est donc consacré à la mise en forme de faisceaux. Pour parvenir à cet objectif, nous nous proposons d'utiliser l'optique diffractive : en effet, bien qu'usuellement perçue comme un phénomène néfaste de l'optique, l'optique diffractive de phase peut permettre de redistribuer spatialement l'intensité d'un faisceau laser incident. Les optiques de phase considérées sont des substrats transparents à la longueur d'onde incidente (généralement en verre) gravés d'un motif qui dans notre cas ne comportent qu'une profondeur de gravure : nous nous limitons à ce type d'optiques dites binaires pour leur coût et leur simplicité.

La première partie de ce chapitre nous permettra de présenter ces optiques : leurs avantages, leur conception et leur principe ou comment en changeant radialement le chemin

optique parcouru par le faisceau, on peut le mettre en forme. La *deuxième partie* de ce chapitre permettra de définir les différentes propriétés des optiques de phase sur un exemple simple : le trou de phase [BOU,97-AIT,00-AIT,02]. Nous verrons notamment que cet objet de phase est en mesure de transformer un faisceau incident dont le profil radial est gaussien en faisceau super-gaussien ou en un faisceau présentant un creux d'intensité au centre. A partir des propriétés déduites du trou de phase, nous avons imaginé, *dans une troisième partie*, des objets de phases pouvant transformer des faisceaux afin d'optimiser certains processus physiques : ainsi, le fait que le trou de phase ait la faculté d'amplifier la divergence angulaire d'un faisceau, nous a permis d'imaginer une fente de phase permettant de circulariser un faisceau elliptique comme ceux émis par les diodes lasers de faible puissance [FRO,01a]. En ajustant les paramètres caractéristiques de cette fente (largeur et profondeur), nous sommes en mesure de rectangulariser un faisceau circulaire : cette transformation permet d'optimiser un procédé de recuit laser utilisé en microélectronique. Enfin, nous montrerons que l'optique de phase binaire permet d'optimiser un outil de caractérisation des émetteurs moléculaires utilisés dans les sources à photons uniques servant à la cryptographie quantique : cette optimisation passe par la réalisation d'un faisceau annulaire polarisé radialement. Les études que nous présentons dans ce chapitre étaient dans un premier temps des études numériques ayant pour but de démontrer la faisabilité de ces mises en forme par des optiques de phase binaires ; nous n'avions effectivement aucun moyen matériel de réaliser ces optiques. Toutefois, des collaborations récentes nous ont permis de réaliser quelques unes de ces optiques et donc de commencer une caractérisation expérimentale de ces composants : ainsi, le dernier exemple présentera l'obtention expérimentale d'un faisceau annulaire à partir d'un faisceau gaussien, en utilisant des marches de phase.

Le premier chapitre montre donc comment différents procédés peuvent être optimisés en contrôlant l'allure transverse d'un faisceau. De la même façon, le **deuxième chapitre** a pour but de montrer que la prise en compte des effets transverses dans les milieux à gain autorise une meilleure compréhension du comportement de certains lasers: en effet, dans une première approximation, la plupart des lasers sont modélisées en termes d'ondes planes, c'est-à-dire que l'on considère que l'énergie est répartie de façon uniforme radialement. Les équations cinétiques décrivent alors l'évolution des densités de population de façon homogène sur tout le milieu : ce premier degré d'approximation permet de fournir un premier ordre de grandeur pour les résultats mais il faut avouer que ces modèles ondes planes sont souvent mis en

défaut. Les trois exemples montrent trois façons différentes d'introduire la « transversalité » dans les milieux à gain :

Dans le *premier exemple*, on introduit dans les équations cinétiques une dépendance radiale pour les densités de population et la densité de photons. Le deuxième exemple utilise une décomposition du mode sur une base de fonctions de Laguerre-Gauss afin de déterminer le profil radial de celui-ci. Enfin, le dernier exemple montre l'optimisation des résultats en utilisant un modèle mixte où le milieu n'est décrit que par les équations cinétiques écrites sur l'axe ; toutefois l'aspect transverse est inséré en reconstituant le profil d'inversion de population en supposant qu'il est imposé par la géométrie gaussienne du mode. D'autre part, le reste de la cavité est décrit par la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss. Dans la première partie de ce chapitre, nous considérons un laser utilisant un verre phosphate codopé erbium et ytterbium fortement dopé [FRO,02]. Ce laser présente une zone de bistabilité optique quand on trace la caractéristique puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe : il existe une gamme de puissance de pompe où le laser peut fonctionner ou bien être éteint pour les mêmes paramètres, le seul changement provenant du fait que l'on travaille pour des puissances de pompe croissantes ou décroissantes. Nous verrons que seule une prise en compte rigoureuse des effets transverses dans le milieu est en mesure de fournir une explication satisfaisante à cette observation : cette explication est basée sur la prise en compte de l'influence de la différence entre la taille du faisceau de pompe et celle du mode sur le milieu (le milieu est pompé longitudinalement) ainsi que sur une détermination de la focale de la lentille thermique prenant également en compte les différents profils radiaux.

Dans la *deuxième partie* de ce chapitre, nous étudions encore une fois l'influence d'une différence de taille entre le mode et le faisceau de pompe (toujours dans le cadre d'un pompage longitudinal) mais cette fois le milieu amplificateur est un laser à 4 niveaux (le verre phosphate étant un laser à 3 niveaux). Les lasers à 3 niveaux ne peuvent en effet pas supporter un désaccord trop grand entre la pompe et le mode dans la mesure où dans les zones non pompées, les photons du mode sont absorbés provoquant des pertes importantes faisant que le laser peut passer sous le seuil. Dans les lasers à 4 niveaux, cet effet n'existe pas mais nous allons montrer que le mode laser peut se diffracter sur la tache de gain et engendrer des profils radiaux d'intensité annulaires en champ lointain [MAR,02]. Cette diffraction, caractérisée dans un premier temps expérimentalement, est modélisée en utilisant une projection du mode fondamental sur une base de fonction de Laguerre-Gauss. En fonction des différents paramètres géométriques du mode et du faisceau de pompe, ce modèle permet donc de relever l'apparition de profils radiaux d'intensité particuliers.

La *dernière partie* de ce chapitre exploite une propriété non-linéaire rencontrée dans les lasers à Cr:LiSaF : dans ce cristal, il existe en effet un couplage entre l'indice de réfraction et l'inversion de population [FRO,01b]. Ainsi, si on prend en compte le profil radial d'inversion creusé par la saturation due au mode fondamental TEM_{00} , nous pouvons calculer une focale associée à cette non-linéarité : dans la mesure où la densité d'inversion de population possède une dynamique temporelle, la focale associée évolue en fonction du temps modifiant la géométrie du mode laser. Cette modification de la taille du mode génère un processus de pertes dépendant du temps si un diaphragme est inséré dans la cavité : nous verrons qu'en optimisant les différents paramètres de la cavité, il est possible de faire fonctionner ce laser en régime d'auto déclenchement alors que la cavité ne comporte ni absorbant saturable ni cellule de Pockels. Le modèle que nous avons développé comprend plusieurs degrés de complexité au niveau de la prise en compte des effets transverses : ainsi, le milieu est décrit par les équations cinétiques pour le centre du milieu amplificateur alors que le profil radial d'inversion est reconstitué en supposant qu'il suit la géométrie du mode laser. D'un autre côté, pour le reste de la cavité, le mode est calculé avec la technique des polynômes de Laguerre-Gauss permettant d'évaluer les pertes induites par le diaphragme de façon plus précise.

Dans ce même esprit, le **dernier chapitre** de cette thèse vise à montrer l'intérêt de la prise en compte des effets transverses dans les modélisations des lasers déclenchés par absorbants saturables: en effet, si on considère que le laser oscille sur le mode fondamental TEM_{00} gaussien, il existe un maximum d'intensité au centre du faisceau et donc l'absorbant saturable est plus facilement blanchi au centre que sur les ailes du faisceau. Au fur et à mesure que l'impulsion se construit, on peut percevoir l'absorbant comme une pupille qui s'ouvrirait progressivement : nous allons donc dans ce chapitre développer des modèles permettant de modéliser cet effet et comparer ces résultats et ceux fournis par le modèle classique onde plane à ceux obtenus grâce à notre dispositif expérimental. Nous disposons en effet d'une vaste gamme d'absorbants saturables possédant des caractéristiques spectroscopiques très différentes les uns des autres qui mènent donc à des comportements dynamiques différents : nous verrons si la prise en compte des effets transverses est en mesure de reproduire cette diversité.

CHAPITRE I

Optique diffractive

A-Les optiques diffractives de phase.

B-Le trou de phase.

C-Application à la mise en forme de faisceaux.

Tout au long de mes études universitaires, j'ai perçu la diffraction comme un phénomène néfaste dispersant la lumière et dont l'intérêt résidait dans le fait que ce phénomène était une nouvelle preuve de la nature ondulatoire de la lumière : un phénomène assez spectaculaire faisant de petites taches à partir d'une petite ouverture. Nous pouvons d'ailleurs citer J.P.Pérez dans un livre de cours [PER,96] : « *La diffraction est le phénomène d'éparpillement de la lumière que l'on observe lorsqu'une onde est matériellement limitée. Elle joue dans la formation des images un rôle décisif puisque tout système optique limite irrémédiablement l'étendue de l'onde incidente.* » Une figure montre ensuite l'image déformée d'une source par une lentille sans aberrations mais montée sur une monture jouant le rôle de diaphragme. De plus, quand on parle de diffraction, l'image de la figure 1 vient immédiatement à l'esprit.

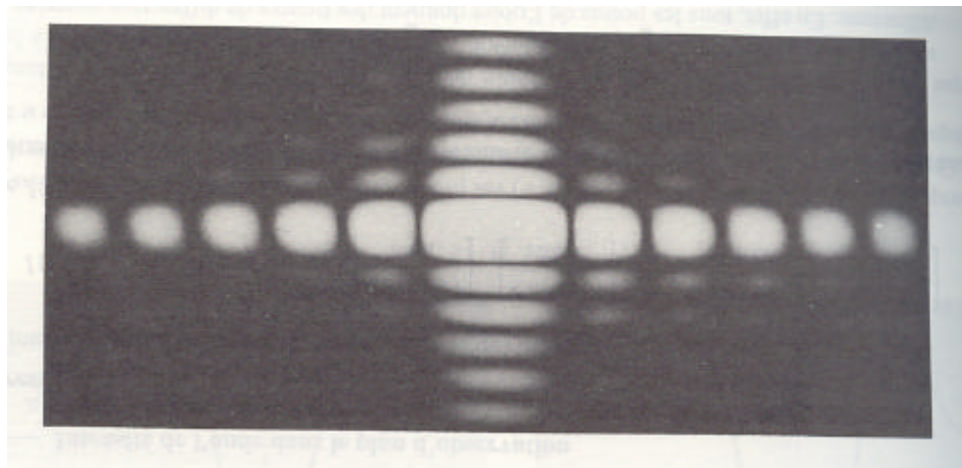


Figure 1 : Tache de diffraction causée par une ouverture rectangulaire suffisamment petite.

Nous ne cherchons bien sûr pas à contester cette vision de la diffraction qui est plutôt pédagogique, nous voulons simplement dans ce premier chapitre montrer comment la diffraction peut être utilisée à des fins utiles. Nous allons en effet introduire des optiques diffractives de phase dont nous discuterons l'aptitude à mettre en forme un faisceau laser incident. En effet, les sources lasers imposent généralement un profil radial d'intensité circulaire gaussien, qui n'est pas optimal pour certaines applications: par exemple, si nous désirons faire un trou dans un matériau quelconque, il est inutile d'apporter de l'énergie au centre du trou. Le perçage sera d'autant plus performant que l'énergie sera déposée sur le

périmètre : il est donc préférable d'utiliser un anneau de lumière. Nous verrons dans ce chapitre que cette transformation est possible en utilisant une optique de phase simple.

La première partie de ce chapitre permettra de donner la définition de ces objets de phase, ainsi que les principales équations associées. Dans la deuxième partie, nous introduirons pour le cas du trou de phase les différentes propriétés inhérentes aux objets de phase. Enfin, la troisième partie considère l'apport de l'optique diffractive de phase dans 3 cas particuliers.

A-Les optiques diffractives de phase

1-Définition

Les optiques diffractives les plus connues sont a priori les objets modifiant l'amplitude du signal incident tels que le diaphragme (trou d'amplitude), la fente d'amplitude, le rideau... Par définition, ces objets ne transmettent que partiellement le faisceau incident : ils jouent d'ailleurs essentiellement le rôle d'atténuateurs.

Les objets diffractifs de phase sont quant à eux transparents à la longueur d'onde considérée et n'induisent donc aucune perte. Ils sont le plus souvent réalisés dans des substrats de verre qui peuvent éventuellement être traités anti-reflet. Ces optiques de phase sont creusées d'un relief de telle sorte que radialement la lumière ne parcourt pas le même chemin optique (figure I-A-1).

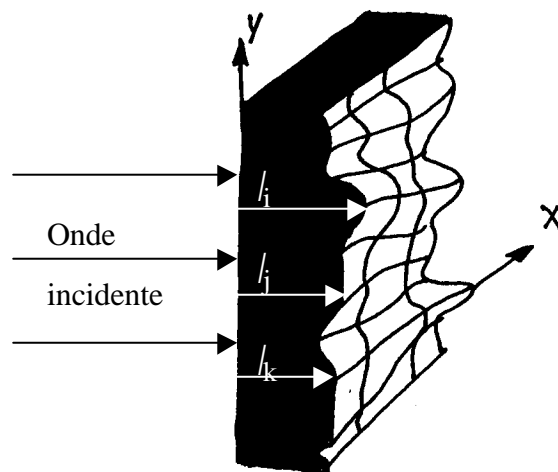


Figure I-A-1 : Différence de chemin optique imposée par l'optique diffractive de phase.

Après avoir traversé l'objet de phase, le déphasage du champ électrique est modifié en fonction des coordonnées X et Y , ce qui permet une redistribution radiale de l'intensité : ces profils radiaux d'intensité peuvent être calculés en utilisant les formules usuelles de la diffraction.

2-Réalisation des objets de phase.

Ce paragraphe a pour objectif de faire un rapide tour d'horizon de quelques unes des techniques utilisées pour réaliser des objets de phase comme la gravure, le moulage ou le S.L.M. (Spatial Light Modulator).

- ***La gravure.***

Ils existent de nombreuses façons de graver le verre afin de réaliser des objets de phase : les lasers U.V., les plasmas, les attaques chimiques ou encore les faisceaux d'ions. Dans la suite, nous donnons quelques étapes de la gravure par faisceaux d'ions dans la mesure où cette technique est celle utilisée au sein du laboratoire G.R.E.Y.C., composante comme le C.I.R.I.L. de l'I.S.M.R.A., et avec laquelle a débuté une collaboration pour la réalisation d'objets de phase. En outre, cette méthode est globalement représentative des autres méthodes de gravure.

Supposons que nous désirions graver un « S » sur une lame de verre. La figure I-A-2-a représente le motif que nous désirons graver percé dans un masque de Nickel-Chrome qui permet de cacher les zones que nous ne voulons pas graver. La première étape consiste à déposer une couche de résine photosensible sur le substrat de verre (figure I-A-2-b). Cette résine subit une modification de sa composition chimique sous l'influence d'une insolation de rayons U.V émis par une lampe à mercure ; dans cette étape le masque protège les parties qui ne devront pas être gravées (figure I-A-2-c). La portion de résine qui a subit l'insolation est dissoute en quelques secondes dans une solution alcaline. L'échantillon est ensuite attaqué sous vide par un faisceau d'ions Argon qui n'interagit pas avec la résine : seule les parties du verre qui ne sont pas recouvertes de résine sont donc gravées (figure I-A-2-d). Il suffit par la suite de retirer la résine et l'optique de phase est achevée (figure I-A-2-e).

Le motif réalisé peut être aussi complexe qu'on le souhaite, la réalisation du masque ne posant a priori pas un problème technique majeur. Il est par contre plus compliqué de réaliser des structures comportant plusieurs niveaux, c'est-à-dire plusieurs profondeurs de gravure. Il faut en effet répéter la même manœuvre pour chaque niveau de gravure avec pour chaque niveau un nouveau masque ; outre le coût qui est donc multiplié par le nombre de niveaux, la difficulté réside également dans le fait qu'il faille pour chaque niveau aligner le masque sur le

motif déjà gravé. Dans tout ce qui suit, nous considérerons uniquement les optiques de phase ne comportant qu'un seul niveau de gravure : des optiques diffractives de phase binaires.

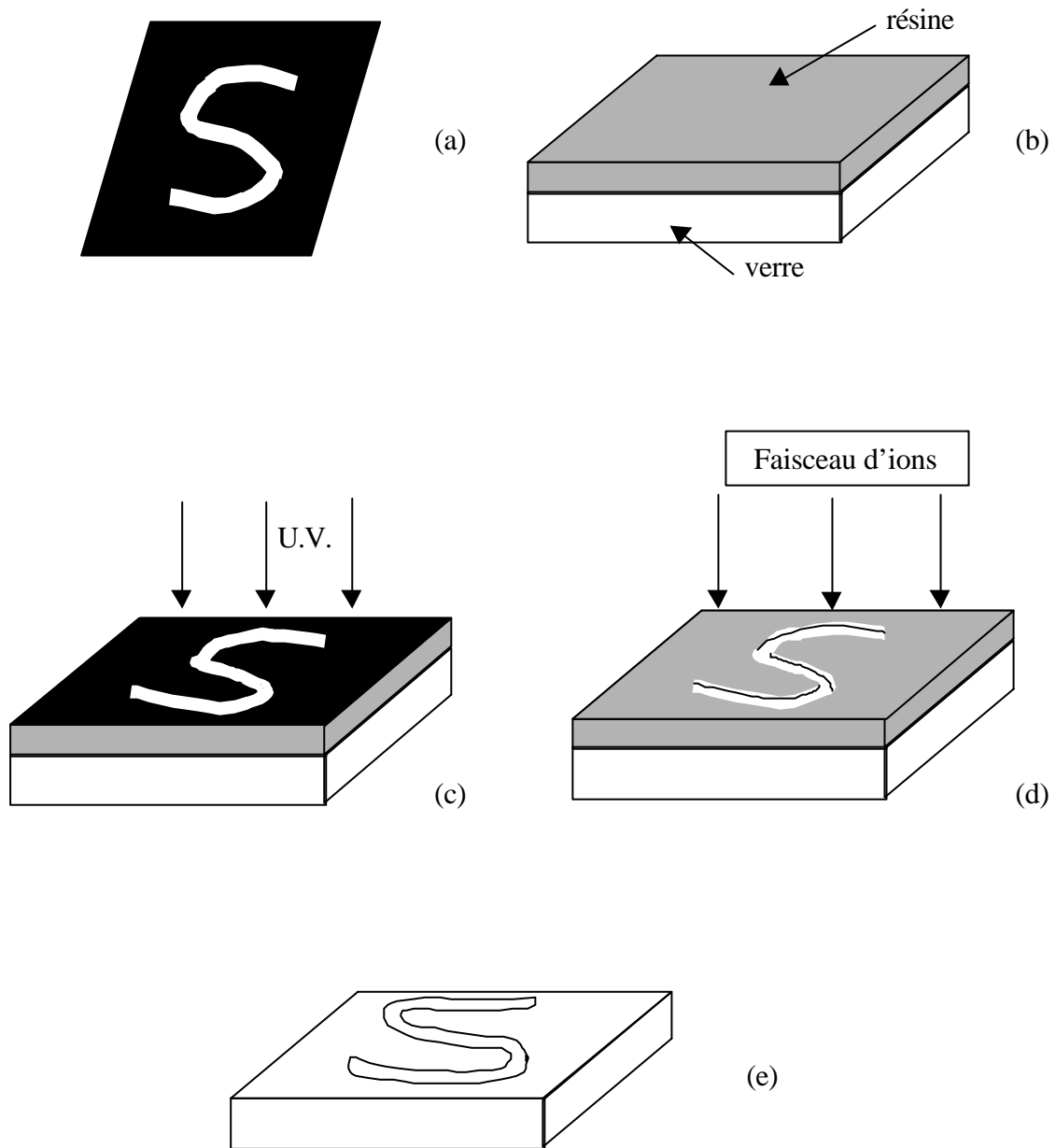


Figure I-A-2 : Etapes de la gravure ionique d'une structure de phase.

- *Le moulage.*

Il est clair que le processus précédemment décrit n'est probablement pas adapté à la production en quantité industrielle d'optiques diffractives. Dans cet objectif, le moulage d'objets de phase en plastique peut constituer une alternative intéressante : la difficulté et donc le coût résident alors dans la réalisation du moule. D'autre part, il faut noter que les optiques en plastique ne peuvent pas être utilisées pour toutes les applications notamment celles impliquant un flux d'énergie incident important.

- *Le S.L.M. (Spatial Light Modulator).*

Les S.L.M. sont des écrans à cristaux liquides qui peuvent être à adressage optique ou à adressage électrique. Dans les deux cas, ils peuvent être utilisés en tant qu'optique diffractive d'amplitude quand ils sont placés entre deux polariseurs : les cristaux liquides faisant en effet pivoter la polarisation du champ électrique incident. Sans les polariseurs, les S.L.M. peuvent être utilisés comme modulateurs spatiaux de phase. Dans le cadre de l'adressage électrique, les cristaux sont contrôlés par des contacts électriques et donc chaque pixel doit être alimenté en tension : cette alimentation constitue une grille métallique sur laquelle le faisceau incident se diffracte, ce qui implique un désavantage certain même si un filtre spatial peut être utilisé pour limiter cet effet. Pour contourner cet inconvénient, il existe les S.L.M. à adressage optique sur l'écran desquels il suffit d'imager le profil souhaité ; le problème peut alors résider au niveau de la mise en œuvre qui peut être complexe et encombrante.

Quelle que soit la solution retenue, le S.L.M. ne convient bien entendu pas pour réaliser des systèmes compacts et semble d'avantage dédié, dans le cadre de la mise en forme, à des études en laboratoire où tous les profils de phase imaginables peuvent ainsi être testés sans coût additionnel. D'autre part, l'image formée par les cristaux liquides est très facilement contrôlable par ordinateur et on peut donc comprendre que des algorithmes aller-retour entre l'image sur le S.L.M. et celle enregistrée sur une caméra en champ lointain peuvent être développés expérimentalement en modifiant le profil de phase jusqu'à ce que le profil d'intensité souhaité soit obtenu. Dans ce cas le S.L.M. peut être perçu comme une étape intermédiaire avant la gravure de l'objet de phase.

3-Mise en équations

Par la suite, la nature de l'optique de phase importera peu ; nous retiendrons seulement les avantages cités précédemment : mise en forme des faisceaux sans introduire de pertes supplémentaires, compacité, coût modéré dans la mesure où nous n'utilisons que des optiques diffractives de phase simples ne comportant qu'un seul niveau de gravure. Notons également qu'étant donnée la compacité de ces optiques, elles peuvent être intégrées facilement à tous les systèmes optiques, voire être gravées directement sur les optiques existantes.

Cette section est consacrée à la mise en équation des problèmes de mise en forme de faisceaux qui se décompose en plusieurs parties présentées sur la figure I-A-3.

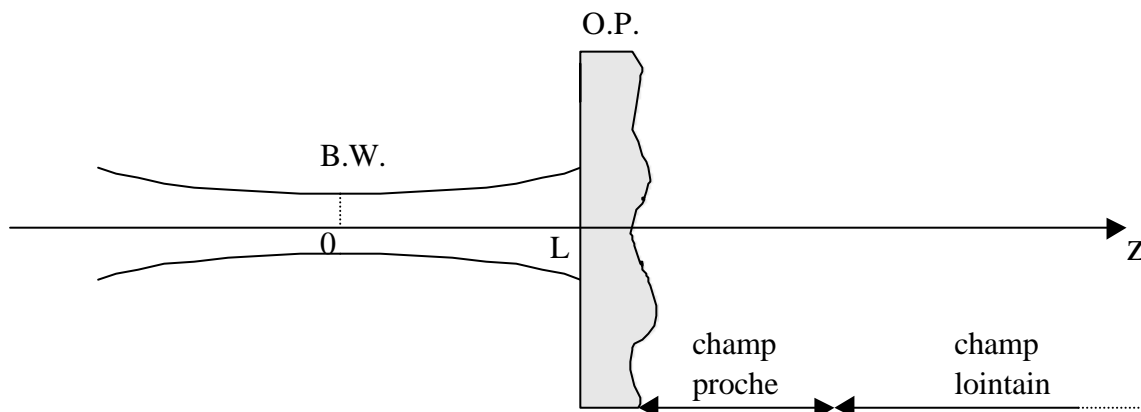


Figure I-A-3 : Schéma présentant les positions relatives du point de pincement du faisceau incident (B.W.), de l'optique diffractive de phase (O.P.), du champ proche et du champ lointain.

L'origine de l'axe de propagation, l'axe z , est fixée par le point de pincement du faisceau incident. L'objet de phase est situé à la distance L de ce point de pincement. Derrière l'objet de phase, nous distinguons deux régions : le champ proche et le champ lointain.

- *L'onde incidente*

Dans la plupart des cas que nous considérons, le faisceau incident possède un profil radial gaussien avec une symétrie axiale dont le champ électrique normalisé est décrit par la relation suivante :

$$E_{in}(\mathbf{r}, z) = \frac{W_o}{W(z)} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{W^2(z)}\right) \exp\left[i\left(kz - \mathbf{q}(z) + \frac{k\mathbf{r}^2}{2R_C(z)}\right)\right] \quad (\text{I-A-1})$$

où \mathbf{r} est la coordonnée radiale, $k = \frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{l}}$ avec \mathbf{l} la longueur d'onde du faisceau incident, $2W(z)$ est le diamètre du faisceau gaussien à la coordonnée z , W_o est le rayon du faisceau au point de pincement, $R_C(z)$ son rayon de courbure et $\mathbf{q}(z)$ est le déphasage de Guoy : les trois derniers termes sont donnés par les relations suivantes :

$$W^2(z) = W_o^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (\text{I-A-2})$$

$$R_C(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{I-A-3})$$

$$\mathbf{q}(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (\text{I-A-4})$$

avec $z_R = \frac{\mathbf{p}W_o^2}{\mathbf{l}}$ la distance de Rayleigh.

- *L'optique diffractive de phase*

Nous rappelons que nous ne considérons que des optiques diffractives simples ne comportant qu'un seul niveau de gravure (*optiques binaires*): le déphasage subi par le faisceau incident s'exprime donc simplement. Dans les zones de l'optique non gravées, nous

considérons que le faisceau ne subit aucun déphasage alors que dans la zone gravée, le déphasage \mathbf{d} est proportionnel à la profondeur de la gravure (figure I-A-4).

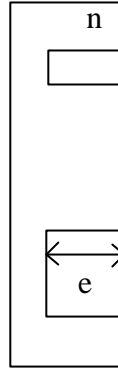


Figure I-A-4 : Objet de phase binaire de profondeur e et d'indice de réfraction n .

La relation entre le déphasage \mathbf{d} et la profondeur e de la gravure est la suivante :

$$e = \frac{\mathbf{d}l}{2\mathbf{p}(n-1)} \quad (\text{I-A-5})$$

La fonction de transmission $\mathbf{t}(x,y)$ de l'objet de phase binaire est donc la suivante :

$$\mathbf{t}(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{pour les zones non gravées} \\ \exp(-i\mathbf{d}) & \text{pour les zones gravées} \end{cases} \quad (\text{I-A-6})$$

Une fois encore, précisons que cette fonction de transmission n'affecte que la phase du faisceau incident et nullement son amplitude. D'autre part, si nous inversons zones gravées et zones non gravées, constituant ainsi le négatif de notre objet de phase initial, le problème demeure identique et les deux optiques de phase sont complètement équivalentes. La figure I-A-5 présente les deux optiques binaires équivalentes.

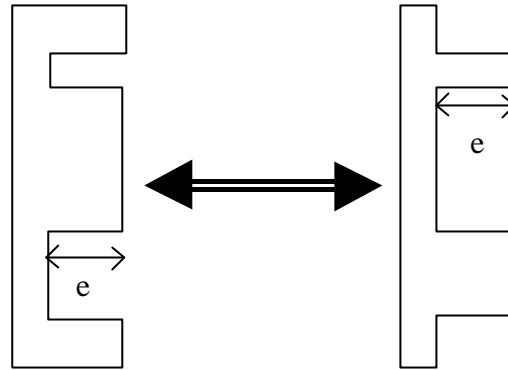


Figure I-A-5 : Optiques de phase équivalentes.

Finalement, le faisceau émergent de l'optique de phase possède un champ électrique E_{em} décrit par :

$$E_{em}(x, y, L) = E_{in}(\mathbf{r}, L)\mathbf{t}(x, y) \quad (\text{I-A-7})$$

- **Diffraction de Fresnel-Kirchhoff.**

Ce champ se propage derrière l'optique de phase permettant une redistribution radiale de l'énergie grâce à la nature ondulatoire de la lumière : le profil radial d'intensité peut donc être déterminé à partir la formule de diffraction de Fresnel-Kirchhoff donnant l'évolution du champ électrique dans le plan d'observation situé en z' :

$$E(x', y', z') = \frac{i}{\mathbf{I}d} \iint_{\substack{\text{objet} \\ \text{de} \\ \text{phase}}} E_{em}(x, y, L) \exp(-ikd) dx dy \quad (\text{I-A-8})$$

où d est la distance entre un point $M(x, y, L)$ du plan contenant l'objet de phase et le point d'observation $M'(x', y', z')$. (figure I-A-6)

Derrière l'optique de phase, on distingue deux zones : le champ lointain et le champ proche. Dans le champ proche, le profil radial de l'intensité du faisceau évolue fortement le long de l'axe z alors que dans le champ lointain ce profil possède une allure constante la seule

différence venant du fait que le faisceau part en expansion. Nous caractériserons ces zones précisément dans le cadre du trou d'amplitude et du trou de phase.

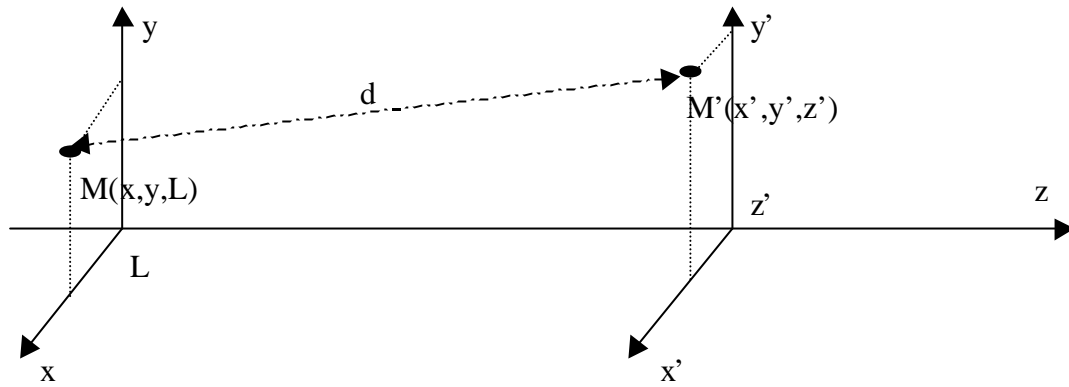


Figure I-A-6: Représentation du plan de l'objet de phase et du plan d'observation.

B-Le trou de phase.

1-Présentation.

Nous désirons mettre en évidence sur une forme simple les différentes propriétés des optiques diffractives de phase comme la modification de la divergence angulaire du faisceau, la mise en forme du profil radial de l'intensité, la définition du champ proche et du champ lointain... Pour chaque propriété, nous rappellerons les résultats déjà obtenus dans des conditions similaires avec le trou d'amplitude.

Le trou de phase est représenté schématiquement sur la figure I-B-1 : il s'agit d'une optique diffractive de phase binaire creusée d'un trou de diamètre $2r_d$ et de profondeur e . Les différentes propriétés du trou de phase sont discutées en détails dans la publication [BOU,97].

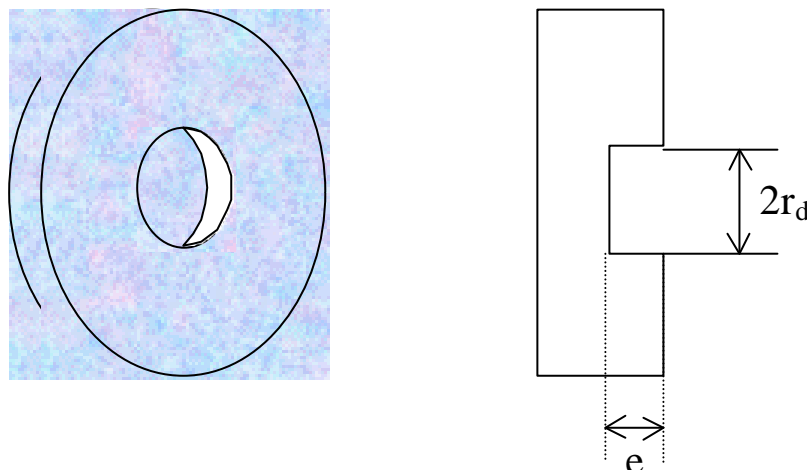


Figure I-B-1 : le trou de phase.

La fonction de transmission de cette optique est donnée par :

$$\mathbf{t}(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{r} > r_d \\ \exp(-i\mathbf{d}) & \text{si } \mathbf{r} \leq r_d \end{cases} \quad (\text{I-B-1})$$

où \mathbf{r} est la coordonnée radiale dans le plan de l'optique de phase et \mathbf{d} le déphasage tel que nous l'avons défini dans la première partie.

Pour un trou d'amplitude tel qu'il est représenté sur la figure I-A-2, avec une ouverture de rayon r_d , la formule de la fonction de transmission est la suivante :

$$t(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0 & \text{si } \mathbf{r} > r_d \\ 1 & \text{si } \mathbf{r} \leq r_d \end{cases} \quad (\text{I-B-2})$$

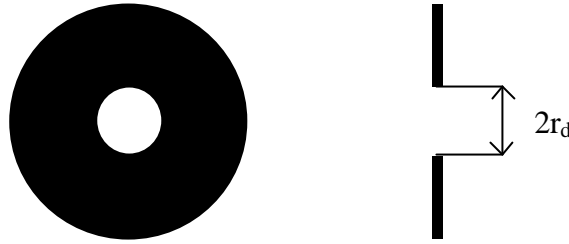


Figure I-B-2: le diaphragme ou trou d'amplitude.

Nous considérons que le faisceau incident correspond au faisceau gaussien de symétrie axiale que nous avons présenté dans la partie précédente. Si celui-ci a un rayon W_d quand il arrive au niveau de l'optique diffractive, nous pouvons définir un paramètre de troncature Y qui est le même pour le trou d'amplitude et pour le trou de phase :

$$Y = \frac{r_d}{W_d} \quad (\text{I-B-3})$$

Le paramètre de troncature traduit la taille relative de l'ouverture de l'optique par rapport à celle du faisceau incident : plus le paramètre de troncature est petit plus le faisceau est tronqué. Les paramètres de contrôle de notre étude sont donc la profondeur de la gravure e et le paramètre de troncature Y .

Dans la mesure où les deux optiques diffractives respectent la symétrie axiale du faisceau incident, l'intégration des équations de Fresnel-Kirchhoff peut d'effectuer seulement sur une dimension, la coordonnée radiale r dans le plan d'observation.

Le champ électrique juste après le trou de phase prend donc la forme suivante :

$$E_{em}(\mathbf{r}, L) = \begin{cases} E_{in}(\mathbf{r}, L) & \text{pour } \mathbf{r} > \mathbf{r}_o \\ E_{in}(\mathbf{r}, L) \exp(-i\mathbf{d}) & \text{pour } \mathbf{r} \leq \mathbf{r}_o \end{cases} \quad (\text{I-B-4})$$

où E_{in} est le faisceau incident tel qu'il est décrit dans la première partie.

On peut donc écrire le champ électrique à une distance z' de l'optique de phase grâce la formule suivante :

$$E(r, z') = \frac{2\mathbf{p} \exp(ikz')}{i\mathbf{L}z'} \int_{\substack{\text{objet} \\ \text{de} \\ \text{phase}}} E_{em}(\mathbf{r}, L) \exp\left(\frac{ik\mathbf{r}^2}{2z'}\right) J_0\left(\frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{L}z'} r\mathbf{r}\right) r d\mathbf{r} \quad (\text{I-B-5})$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.

Comme nous nous intéressons à la distribution radiale de l'intensité $I(r, z') = |E(r, z')|^2$, nous pouvons éliminer les termes de phases qui n'agissent pas sur I , donc :

$$E(r, z') = \frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{L}z'} \int_{\substack{\text{objet} \\ \text{de} \\ \text{phase}}} E_{em}(\mathbf{r}, L) \exp\left(\frac{ik\mathbf{r}^2}{2z'}\right) J_0\left(\frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{L}z'} r\mathbf{r}\right) r d\mathbf{r} \quad (\text{I-B-6})$$

2-Intensité sur l'axe.

Pour les points situés sur l'axe ($r=0$), $J_0(0)=1$, la formule (I-B-6) peut être simplifiée sous la forme :

$$E(0, z') = \frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{L}z'} \int_{\substack{\text{objet} \\ \text{de} \\ \text{phase}}} E_{em}(\mathbf{r}, L) \exp\left(\frac{ik\mathbf{r}^2}{2z'}\right) r d\mathbf{r} \quad (\text{I-B-7})$$

Si nous considérons le cas particulier d'un trou de phase dont le déphasage est égal à π : dans ce cas, $\exp(-i\mathbf{d}) = -1$ et l'équation (I-B-7) devient :

$$E(0, z') = \frac{2\mathbf{p}}{Iz'} W_o W(L) \left\{ - \int_0^Y \exp(-X^2) \exp(iaX^2) X dx + \int_Y^\infty \exp(-X^2) \exp(iaX^2) X dX \right\} \quad (\text{I-B-8})$$

où X est la coordonnée radiale normalisée $X = \mathbf{r}/W(L)$. Le paramètre a est décomposé de la façon suivante :

$$a = a_o + a' \quad (\text{I-B-9})$$

avec :

$$a_o = \frac{\mathbf{p}W^2(L)}{IR_C(L)} \quad (\text{I-B-10})$$

et

$$a' = \frac{\mathbf{p}W^2(L)}{Iz'} \quad (\text{I-B-11})$$

Si on remplace $W(L)$ et $R_C(L)$ par leur expression (I-A-2) et (I-A-3), a_o se simplifie :

$$a_o = \frac{L}{z_R} \quad (\text{I-B-12})$$

Par conséquent, changer le paramètre a_o revient à modifier la position de l'objet de phase par rapport au plan du point de pincement du faisceau incident. On peut également placer une lentille mince contre l'objet de phase permettant de modifier la courbure du faisceau tout en conservant $W(L)$ constant [YAR,85]. Le paramètre a' peut être considéré comme un nombre de Fresnel généralisé [CAR,89].

L'équation (I-B-8) peut être résolue analytiquement et l'on peut ainsi déduire l'expression donnant l'intensité sur l'axe:

$$I(0, z') = \frac{(\mathbf{p}W_o W(L))^2}{I^2 z'^2 (1+a^2)} \left\{ 1 + 4 \exp(-2Y^2) - 4 \exp(-Y^2) \cos(aY^2) \right\} \quad (\text{I-B-13})$$

Nous choisissons de représenter l'intensité sur l'axe pour un paramètre de troncature $Y=1,2$ (figure I-B-3) pour un rayon de diaphragme et de trou de phase $r_d=1\text{mm}$; ces optiques diffractives sont placées au point de pincement du faisceau incident de longueur d'onde $\lambda_p=1,06\mu\text{m}$.

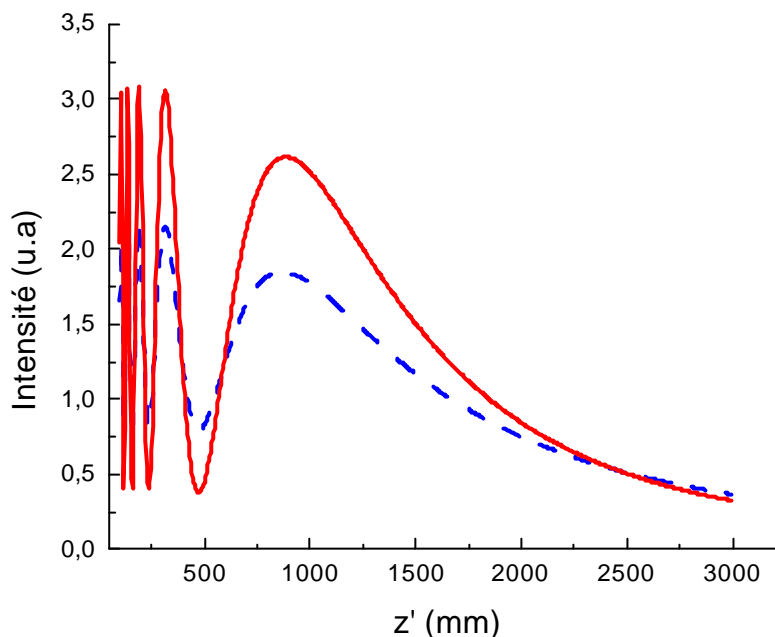


Figure I-B-3 : Variation de l'intensité sur l'axe pour $Y=1,2$, pour un trou de phase avec $d=p$ (courbe en trait plein) et pour un trou d'amplitude (courbe en pointillés).

Nous remarquons un comportement très similaire entre le trou de phase et le trou d'amplitude : dans les deux cas, la courbe se décompose en deux parties que l'on peut identifier comme étant le champ proche et le champ lointain [OTI,79]. La première zone présente de nombreuses oscillations qui correspondent à des maxima et des minima locaux de l'intensité sur l'axe ; une fois le dernier maximum passé l'intensité sur l'axe décroît régulièrement traduisant ainsi l'expansion latérale du faisceau.

Les positions des maxima z'_{max} sont déduites en rendant le cosinus égal à -1 (équation I-B-13), c'est-à-dire $aY^2=(2n+1)p$, ce qui aboutit à la relation suivante :

$$\frac{1}{z'_{max}} = (2n+1) \frac{\lambda}{r_d^2} - \frac{1}{R_C(L)} \quad (\text{I-B-14})$$

De la même façon, les minima se produisent pour $aY^2 = 2n\mathbf{p}$.

$$\frac{1}{z'_{\min}} = \frac{2n\mathbf{I}}{r_d^2} - \frac{1}{R_C(L)} \quad (\text{I-B-15})$$

Pour le trou d'amplitude, il est de coutume d'introduire le nombre de Fresnel N_f défini par :

$$N_f = \left[\frac{1}{R_C(L)} + \frac{1}{z'} \right] \frac{r_d^2}{\mathbf{I}} \quad (\text{I-B-16})$$

Les maxima correspondent à des valeurs impaires de N_f alors que les minima correspondent à des valeurs paires. $N_f = 1$ fixe la limite entre le champ lointain ($N_f < 1$) et le champ proche ($N_f > 1$). Les similitudes entre le trou de phase et le trou d'amplitude sont donc nombreuses et pour rappel, nous donnons ici l'expression de l'intensité sur l'axe pour un diaphragme :

$$I(0, z') = \frac{(\mathbf{p}W_o W(L))^2}{\mathbf{I}^2 z'^2 (1+a^2)} \left\{ 1 + \exp(-2Y^2) - 2 \exp(-Y^2) \cos(aY^2) \right\} \quad (\text{I-B-17})$$

A la vue des équations (I-B-13) et (I-B-17), on comprend aisément les similitudes déjà commentées entre le trou de phase et le trou d'amplitude. Malgré tout, il existe un certain nombre de différences que nous allons mettre à présent en relief. Les maxima sont plus élevés et les minima plus bas pour le trou de phase : en d'autres termes la convergence du faisceau aux points correspondant aux maxima est plus importante. En outre, il est bien connu que dans le champ proche le profil radial d'intensité évolue beaucoup : nous allons comparer ces profils en champ proche pour les deux objets diffractifs. La figure I-B-4 représente ces profils pour $N_f = 2$, c'est-à-dire pour le dernier minimum rencontré avant le champ lointain : les deux courbes sont proches l'une de l'autre, même si comme nous l'avons vu précédemment l'intensité sur l'axe est moins importante. Globalement, le faisceau subit une déformation plus importante avec le trou de phase.

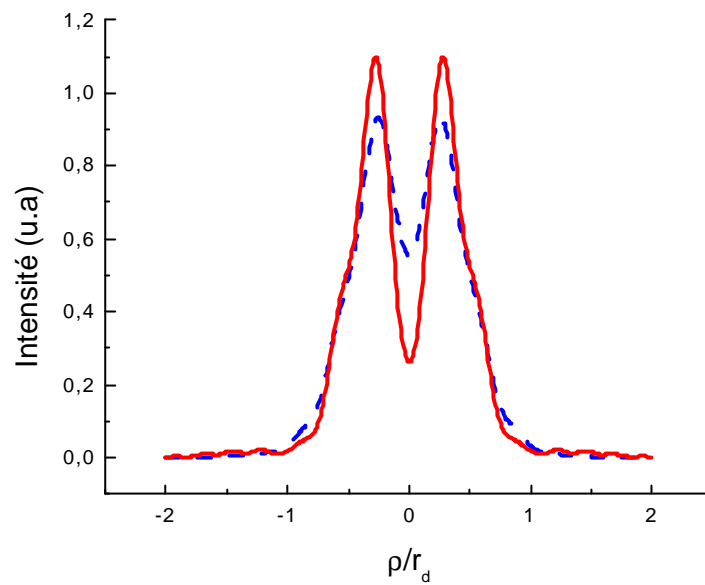


Figure I-B-4 : Comparaison des profils radiaux d'intensité pour $Y=1,2$ et $N_f=2$.
(trait plein pour le trou de phase et pointillés pour le diaphragme)

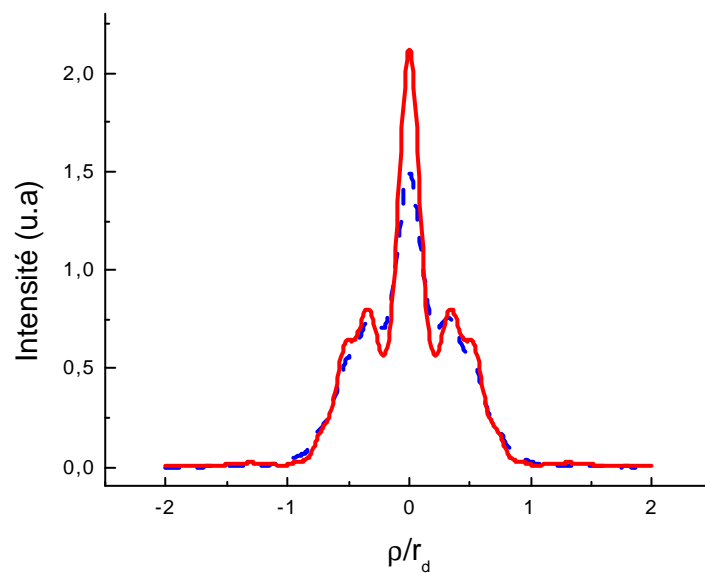


Figure I-B-5 : Comparaison des profils radiaux d'intensité pour $Y=1,2$ et $N_f=3$.
(trait plein pour le trou de phase et pointillés pour le diaphragme)

La figure I-B-5 présente la même comparaison mais pour $N_f=3$, c'est-à-dire pour l'avant dernier maximum sur l'axe rencontré avant le début du champ lointain. Les constatations restent les mêmes : un maximum plus élevé pour le trou de phase et un profil radial un peu plus déformé.

3-Le champ lointain.

La distribution en champ lointain peut être calculée en se plaçant suffisamment loin de l'optique diffractive ($N_f < 1$) ou bien dans le plan focal d'une lentille convergente située immédiatement derrière le trou de phase ou le trou d'amplitude. Nous savons que dans cette zone le profil du faisceau diffracté par un diaphragme redevient gaussien (figure I-B-6). Par contre, nous pouvons voir que dans les mêmes conditions, le trou de phase est capable de transformer un faisceau incident gaussien en un faisceau dont l'allure est proche de celle d'un faisceau super-gaussien avec une répartition uniforme de l'énergie au centre du faisceau. Contrairement au trou d'amplitude, le trou de phase est donc capable de mettre en forme le faisceau en champ lointain.

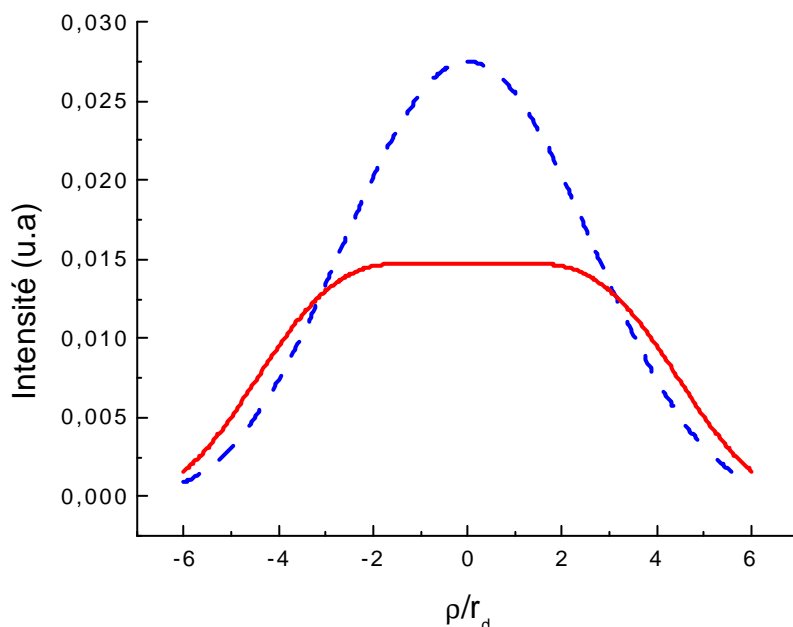


Figure I-B-6 : Profil radial d'intensité en champ lointain ($N_f=0,1$) pour $Y=1,2$.

(trait plein pour le trou de phase et pointillés pour le diaphragme)

La figure I-B-7 montre l'influence du paramètre de troncature Y sur le profil radial du faisceau en champ lointain. L'angle q utilisé pour cette figure est l'angle entre l'axe de propagation z et la droite passant par le centre de l'optique de phase et le point de mesure dans le plan d'observation.

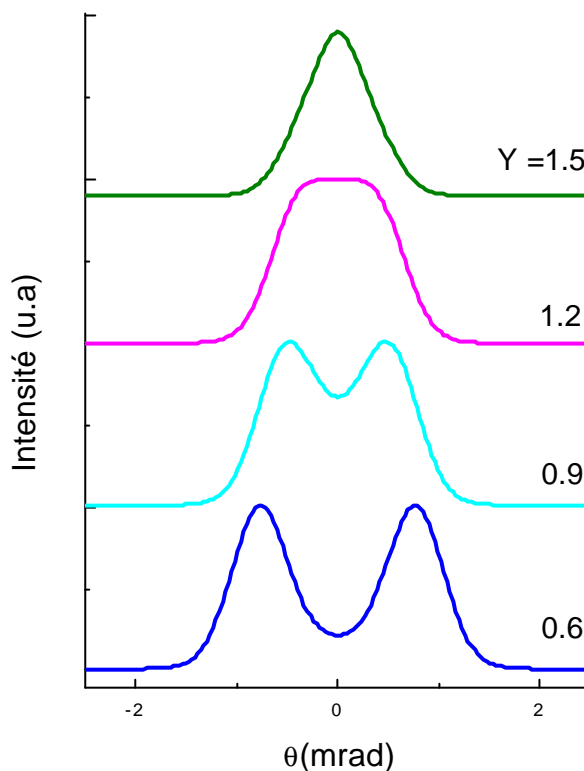


Figure I-B-7 : Evolution du profil radial en champ lointain en fonction de Y .

Pour $Y > 1,5$, une grande partie du faisceau subit le même déphasage, seules les ailes du faisceau traversent une épaisseur de verre différente et donc le profil gaussien incident est conservé en champ lointain. Il faut noter que pour $Y=1,2$, le faisceau incident gaussien est transformé en un faisceau super-gaussien, d'ordre n proche de 6, dont la distribution radiale est donnée par $I(r) = I_0 \exp[-2(r/W)^n]$. Par la suite, si Y continue à diminuer, l'intensité sur l'axe décroît; au fur et à mesure les deux maxima en intensité s'écartent l'un de l'autre et l'intensité sur l'axe continue à décroître de telle sorte que le trou de phase transforme le faisceau gaussien en un faisceau annulaire. Nous avons donc montré que cet objet diffractif simple et facilement intégrable à tous les systèmes optiques permettait, en ajustant son rayon, de transformer un faisceau gaussien en un faisceau super-gaussien ou encore en anneau de lumière.

4-La divergence angulaire.

Sur la figure I-B-7, nous pouvons voir que l'intensité se disperse vers les grandes valeurs de q : en d'autres termes, la divergence angulaire en champ lointain q_{out} évolue fortement. Afin de déterminer q_{out} , nous utilisons un critère énergétique tel qu'il est défini dans la référence [SIE,86]. Nous définissons la divergence angulaire comme étant l'angle q_{out} tel que 86% de l'énergie du faisceau soit contenue dans le cône $[0, q_{out}]$. La divergence du faisceau incident q_n est quant à elle définie par la relation suivante :

$$q_{in} = \frac{l}{pW_o} \quad (\text{I-B-18})$$

Nous décidons donc de tracer le rapport q_{out}/q_n en fonction du paramètre de troncature Y et pour différentes valeurs de déphasage d (figure I-B-8).

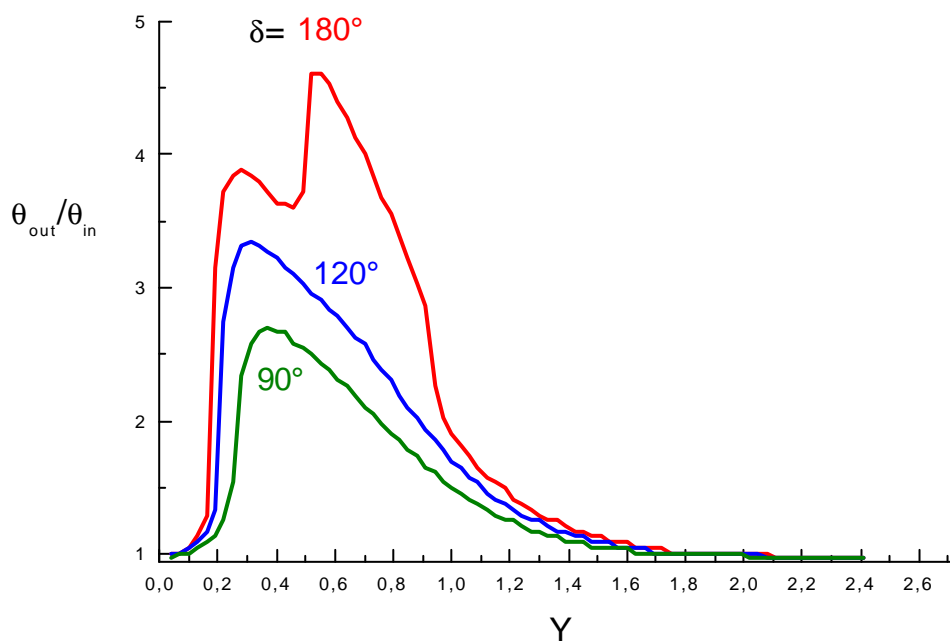


Figure I-B-8 : Divergence angulaire en champ lointain.

Nous voyons clairement que plus le déphasage introduit est important plus le trou de phase fait diverger le faisceau : la divergence angulaire pouvant être multipliée par un facteur de l'ordre de 5 pour $\mathbf{d}=180^\circ$ et $Y=0,57$. Comme nous l'avons vu précédemment, pour des valeurs de Y importantes, seules les ailes du faisceau subissent un déphasage par rapport à la partie centrale et le faisceau est peu affecté, le rapport des divergences tend donc vers un. Il en va de même quand Y devient très petit ($Y < 0,1$), dans ce cas seule une petite partie centrale du faisceau subit le déphasage. Pour tous les déphasages, il existe une valeur limite de Y pour laquelle le rapport des divergences évolue brutalement avant de décroître lentement quand Y augmente.

Finalement, on peut affirmer que le trou de phase peut également jouer le rôle d'amplificateur de divergence pour un faisceau gaussien. Toutefois, si l'on veut garder le caractère mono-lobe du faisceau incident, il faut veiller à ce que le faisceau en champ lointain ne devienne pas un anneau de lumière ou un faisceau avec un creux au centre (figure I-B-7).

5-Bilan sur le trou de phase.

Le trou de phase est probablement l'objet de phase le plus simple que nous puissions imaginer : il conserve tous les avantages des objets de phase que nous avons énoncés dans la première partie : compacité, simplicité (un seul niveau de gravure), aucune perte supplémentaire... Malgré cette simplicité, nous avons pu mettre en évidence ses nombreuses propriétés dans le domaine de la mise en forme de faisceaux : en ajustant les paramètres clés (le paramètre de troncature Y et le déphasage \mathbf{d}), il est possible d'obtenir un faisceau super-gaussien ou un anneau de lumière. Enfin, le trou de phase peut jouer le rôle d'amplificateur de divergence.

Toutefois, il serait extrêmement restrictif de limiter le trou de phase à ces quelques applications. D'autres travaux [BOU,97-AIT,00-AIT,02] ont montré des propriétés complémentaires prouvant que le trou de phase peut être considéré sans exagération comme un nouveau composant optique à part entière. Si ce composant est placé en cavité les propriétés énoncées sont exaltées et il est montré que le trou de phase permet d'augmenter le facteur de discrimination d'un diaphragme intra-cavité si l'on considère la divergence angulaire des modes transverses d'ordres supérieurs. De plus, en fonction des paramètres de troncature et des déphasages considérés, les auteurs montrent que le mode fondamental du laser peut être différent du mode TEM_{00} .

C-Applications à la mise en forme de faisceaux.

Dans ce qui suit, nous allons utiliser les propriétés de mise en forme précédemment démontrée des optiques diffractives de phase dans le cadre de trois applications concrètes pour lesquelles des formes particulières de faisceaux sont nécessaires pour optimiser le comportement de systèmes physiques.

1-Circularisation d'un faisceau elliptique.

- Emission elliptique des lasers à semiconducteurs.

Dans les cavités respectant la symétrie axiale, le mode transverse du laser est souvent décrit en termes de faisceaux de Laguerre-Gauss avec un mode fondamental circulaire gaussien. Pour les lasers à semiconducteurs, la zone de gain ne respecte pas cette symétrie et il est connu que ces lasers émettent un faisceau dont la section est elliptique avec un rapport entre le grand axe et le petit axe compris entre 2 et 4 pour les lasers de faible puissance (inférieure à quelques centaines de mW). Par la suite, nous parlerons de *facteur de forme* pour le rapport entre le grand axe et le petit axe de l'ellipse.

Il est important pour de nombreuses applications de corriger cette asymétrie pour obtenir un faisceau circulaire gaussien : on peut notamment citer l'exemple de l'injection du signal émis par ces diodes dans une fibre optique (qui dans la majorité des cas possède une section circulaire), le rendement d'injection est naturellement optimisé si le faisceau de la diode est préalablement circularisé. En outre, les diodes lasers sont souvent utilisées pour pomper d'autres lasers dont la cavité respecte la symétrie circulaire : il est donc essentiel d'avoir une tache de gain respectant cette symétrie.

Pour circulariser ces faisceaux elliptiques en champ lointain, il existe de nombreux systèmes permettant d'étirer le faisceau radialement suivant une seule direction. La plupart de ces méthodes utilisent des lentilles cylindriques [LIE,92-ZHA,94], ou, un ou deux prismes anamorphoseurs [MAR,84]. Ces solutions basées sur la réfraction fonctionnent de façon satisfaisante mais elles présentent le désavantage d'être très coûteuses et encombrantes. Une autre technique permet de limiter l'expansion du faisceau dans une direction en déposant directement sur la face de sortie du laser plusieurs traitements diffractifs [DRE,91]. Les objets

de phase présentés dans les parties précédentes peuvent remplir cette fonction et ils peuvent également être directement gravés sur la face de sortie de la diode laser [RAS,91].

- La fente de phase.

Nous cherchons donc un objet de phase binaire capable d'étirer le faisceau radialement dans le champ lointain (figure I-C-1).

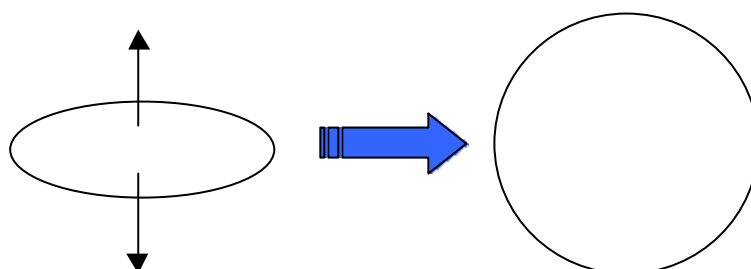


Figure I-C-1 : Modification souhaitée en champ lointain.

Cette transformation revient à augmenter la divergence angulaire du faisceau dans une seule direction. Nous avons précédemment montré que le trou de phase était capable d'augmenter la divergence angulaire d'un faisceau circulaire gaussien : par analogie, on peut déduire qu'une fente de phase est capable d'augmenter la divergence suivant une direction qui lui est perpendiculaire. Une fente de phase est caractérisée par la profondeur de la gravure e ainsi que par sa largeur x_0 (figure I-C-2).

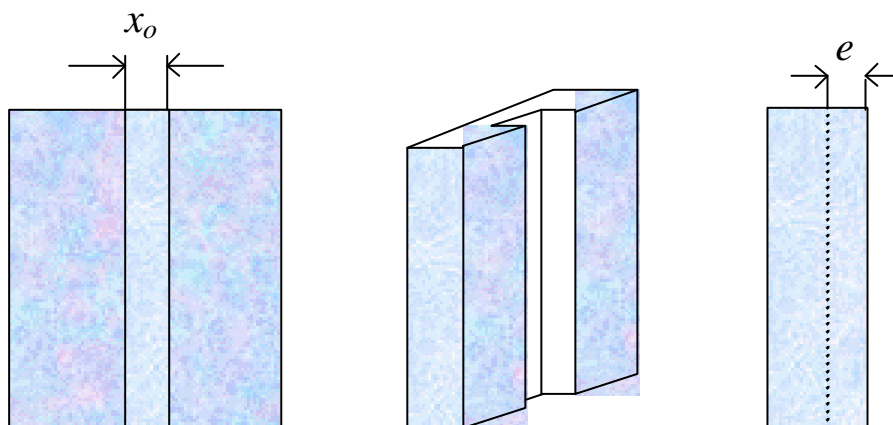


Figure I-C-2 : La fente de phase.

La fonction de transmission de cette fente est donnée par la fonction complexe suivante :

$$\mathbf{t}(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{pour } |x| > x_o \\ \exp(-i\mathbf{d}) & \text{pour } |x| \leq x_o \end{cases} \quad (\text{I-C-1})$$

où \mathbf{d} est le déphasage dont l'expression est donnée dans l'équation I-A-5.

- Orientation de la fente.

Nous plaçons la fente de phase au point de pincement du faisceau incident qui donc est décrit par la relation suivante :

$$E_{in}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2}{W_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{W_y^2}\right) \quad (\text{I-C-2})$$

où W_x et W_y sont les rayons du faisceau suivant l'axe x et suivant l'axe y respectivement.

La figure I-C-3 représente l'inversion de l'ellipse entre le faisceau incident en $z=0$ et le faisceau en champ lointain sans avoir traversé d'optique de phase : en effet, la divergence angulaire du faisceau incident est inversement proportionnelle au rayon (équation I-B-18).

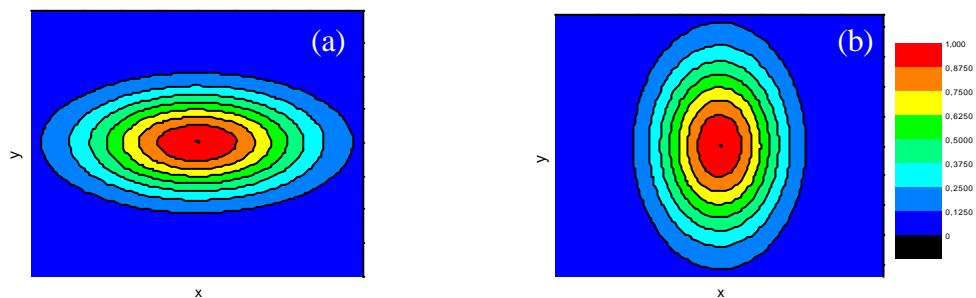


Figure I-C-3 : Faisceau incident à $z=0$ (a) et en champ lointain en propagation libre (b).

On en déduit que la fente de phase doit être placée perpendiculairement au grand axe de l'ellipse dans le plan du point de pincement afin d'augmenter la divergence selon cet axe (figure I-C-4).

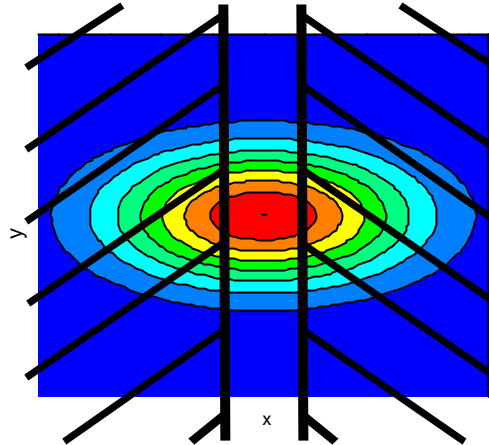


Figure I-C-4 : Position de la fente de phase placée au point de pincement du faisceau.

- Détermination du profil radial d'intensité en champ lointain.

La symétrie axiale n'étant plus respectée, l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff n'utilise plus les coordonnées polaires mais les coordonnées cartésiennes : le plan (x, y) correspondant au plan de l'objet de phase alors que le plan (x', y') correspond au plan d'observation.

$$I(x', y') \propto \left| \iint_{\substack{\text{fente} \\ \text{de} \\ \text{phase}}} \mathbf{t}(x, y) E_{in}(x, y) \exp\left(ik \frac{xx' + yy'}{z'}\right) dx dy \right|^2 \quad (\text{I-C-3})$$

Il suffit alors d'ajuster convenablement les deux paramètres de la fente de phase x_0 et e dans cette formule, pour obtenir en champ lointain un faisceau circulaire. Pour obtenir un ordre de grandeur de ces paramètres, on peut utiliser la courbe donnant l'évolution de la divergence angulaire tracée pour un trou de phase (figure I-B-14). De la même façon que pour le trou de phase, on peut définir un paramètre de troncature Y pour la fente de phase : $Y = x_0/W_x$.

- Utilisation de la courbe de divergence tracée pour le trou de phase.

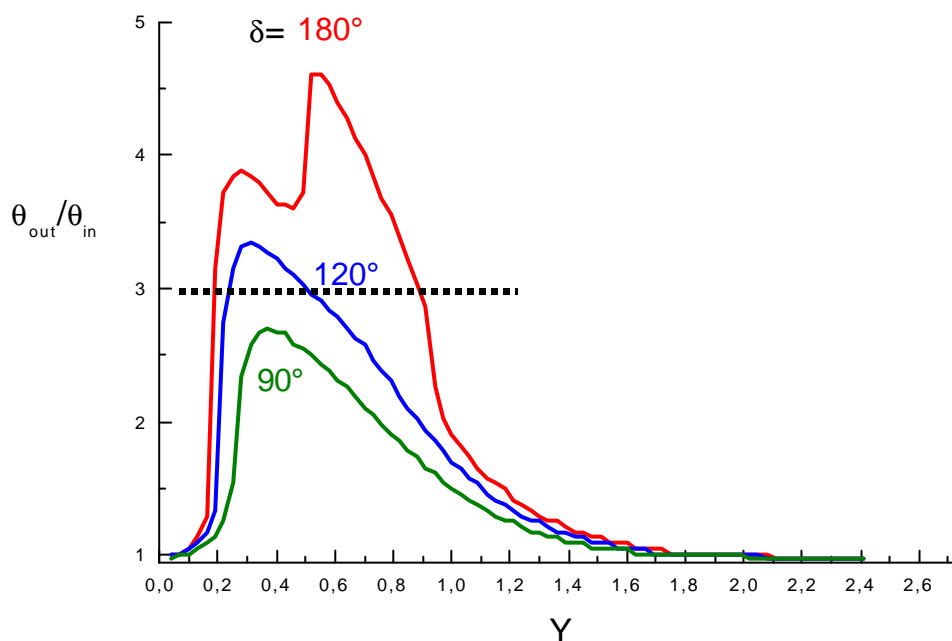


Figure I-C-5: Utilisation de la courbe de divergence pour fixer les paramètres de la fente de phase.

Grâce à cette courbe, on voit que pour multiplier par exemple la divergence angulaire d'un faisceau par un facteur 3, il faut utiliser des déphasages importants (supérieurs à 110°). La figure I-C-6 représente le profil radial de l'intensité en champ lointain selon l'axe x pour $y=0$ pour un déphasage de 180° . Suivant l'axe y , il n'y a pas d'effet de diffraction et l'intensité suit une courbe dont l'allure est gaussienne. Comme pour le trou de phase, nous voyons l'évolution du profil avec le paramètre de troncature. Pour $Y=1$, l'énergie suivant x suit un palier au centre du faisceau : nous rappelons que dans ce cas, ce profil ne correspond pas à un profil super-gaussien car suivant l'axe y , l'énergie suit un profil gaussien et donc le faisceau a tendance à avoir une forme rectangulaire. Pour $Y>1$, le faisceau tend de nouveau vers un profil elliptique avec une correction de la divergence angulaire négligeable. Quand Y diminue, l'énergie diminue au centre du faisceau et s'étale suivant l'axe x , ce qui

C-Applications à la mise en forme de faisceaux.

correspond effectivement à l'augmentation de la divergence angulaire. Pour des valeurs de Y comprises entre 0,6 et 0,4, l'énergie au centre du faisceau est quasiment nulle et le faisceau est séparé en 2 lobes : si on reconstruit ce type de faisceau suivant deux dimensions, on obtient un motif proche de celui de la figure I-C-7 tracée pour un faisceau elliptique ayant un facteur de forme égal à 2 (jusqu'à présent les courbes étaient tracées pour un facteur de forme égal à 3).

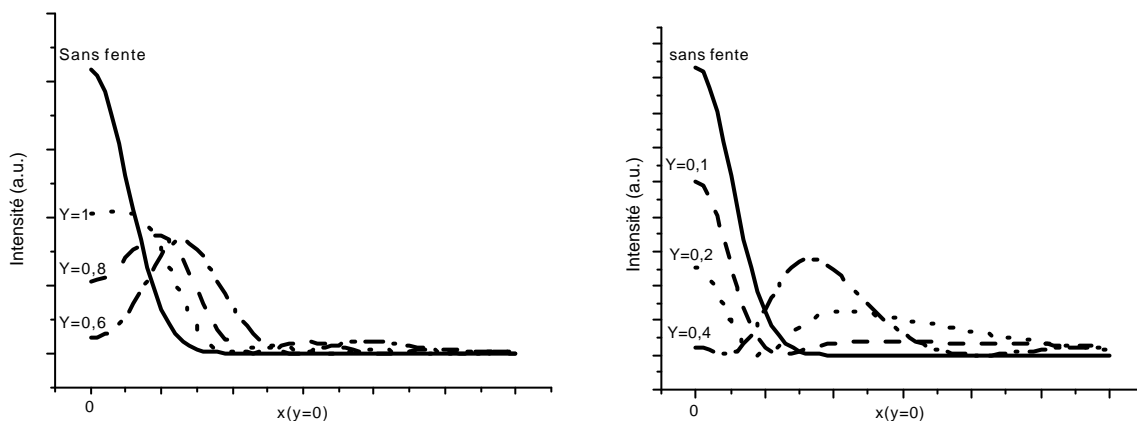


Figure I-C-6 : Profil radial de l'intensité pour $d=180^\circ$.

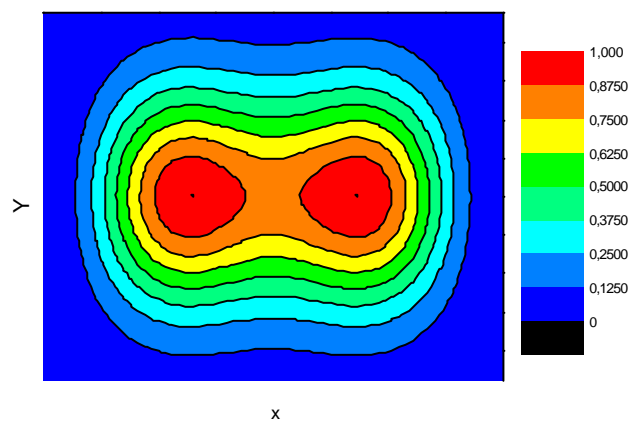


Figure I-C-7 : Motif en champ lointain pour $Y=0,8$ et $d=180^\circ$.

Pour $Y < 0,3$, l'énergie au centre du faisceau augmente de nouveau mais les 2 lobes latéraux observés pour les autres valeurs de Y demeurent et voient leur intensité maximale décroître alors que l'énergie s'étale vers les ailes du faisceau : là encore, l'amplification de la divergence suivant x est importante mais le faisceau est fortement déformé. Au fur et à mesure que Y diminue, l'énergie contenue dans les 2 lobes latéraux diminue au profit du lobe central de telle sorte que l'on tende vers le cas sans objet de phase, ce qui est logique car seule une faible portion centrale du faisceau subit la discontinuité de phase.

Ces constatations sont identiques pour des déphasages de 120° même si les faisceaux sont moins déformés que pour 180° . Finalement, nous pouvons affirmer qu'une fente de phase n'est pas en mesure de corriger un facteur 3 pour l'ellipticité du faisceau dans la mesure où le faisceau subit des déformations trop importantes. Il nous faut donc envisager des corrections plus faibles de l'ellipticité.

- Circularisation pour une ellipticité de 2.

En suivant la méthode précédemment détaillée, nous déterminons des paramètres capables de circulariser un faisceau incident pour lequel $W_x = 2W_y$ (figure I-C-8).

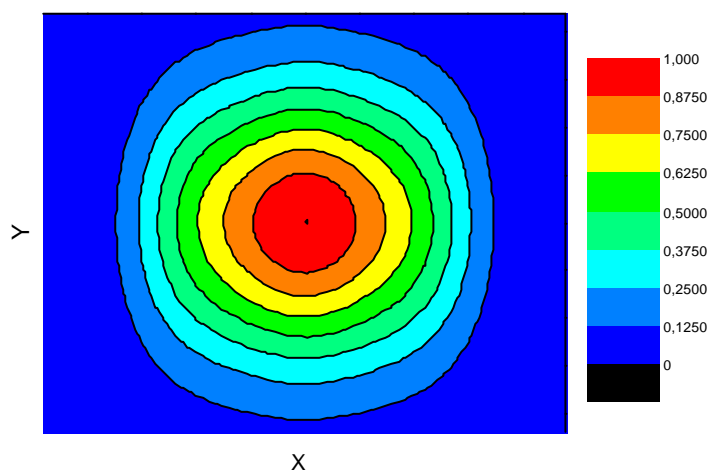


Figure I-C-8 : Faisceau circularisé pour $d=90^\circ$ et $Y=0,8$.

- Les voies explorées pour optimiser ce résultat.

Afin de corriger une ellipticité plus importante, nous avons cherché d'autres formes pour ces optiques de phase binaires. Par analogie avec les lentilles diffractives, nous avons ajouté des fentes latérales (possédant la même profondeur que la fente centrale pour conserver le caractère binaire du composant) (figure I-C-9).

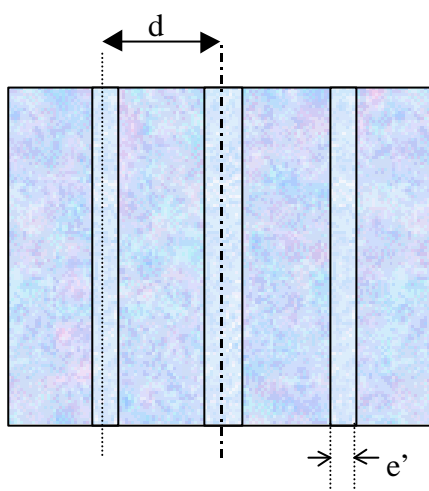


Figure I-C-9 : Optique diffractive comprenant plusieurs fentes.

L'ajout de deux fentes latérales multiplie par 2 le nombre de paramètres : il faut en effet prendre en compte la largeur de ces fentes e' et la distance d de celles-ci à la fente centrale. Etant donné le nombre important de combinaisons, nous utilisons la technique suivante pour déterminer la configuration idéale : nous prenons dans un premier temps une fente centrale qui permette une amplification de la divergence suffisante même si celle-ci induit une déformation importante du faisceau. Nous examinons ensuite l'influence des deux fentes latérales. Globalement, quelle que soit la valeur des paramètres de contrôle, nous observons que les fentes latérales ont tendance à ramener l'énergie vers le centre du faisceau là où initialement avec une seule fente, le profil lointain était composé de deux lobes. Ceci autorise une correction importante au niveau de l'ellipticité comme nous pouvons le voir sur la figure I-C-10-b où la courbe en pointillés représente la correction idéale pour une ellipticité de 3. Malgré tout, la qualité de la circularisation est inférieure à celle obtenue sur la figure I-C-8 :

en effet, nous voyons que la courbes présentent de nombreuses oscillations autour de la courbe idéale.

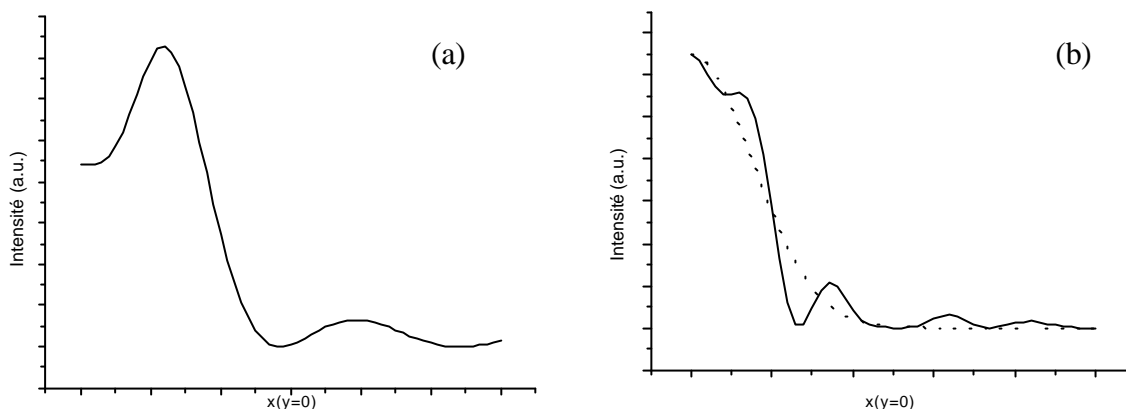


Figure I-C-10 : a) Profil d'intensité pour une fente unique $Y=0,65$ et $d=120^\circ$.
b) même fente centrale +2 fente $d=1\text{mm}$ et $e'=400\mu\text{m}$ (en pointillés transformation idéale).

Si nous ajoutons encore d'autres fentes latérales, elles se retrouvent trop éloignées du centre du faisceau pour avoir une action significative. N'ayant pas balayé tous les paramètres, nous pensons qu'il est encore possible d'optimiser les résultats obtenus avec 3 fentes.

Nous pensons également que des motifs légèrement dérivés de la fente de phase pourraient convenir et provoquer des déformations moindres du faisceau : nous pouvons par exemple imaginer des fentes légèrement courbes comme celles représentées sur la figure I-C-11. Toutefois, avant de multiplier les motifs, il convient de réaliser un démonstrateur expérimental prouvant qu'une fente de phase peut corriger un facteur 2 pour l'ellipticité. Ensuite, il pourrait également être intéressant d'automatiser les programmes et développer un algorithme qui fasse évoluer pas à pas le motif de l'objet de phase jusqu'à ce que le profil lointain souhaité soit obtenu, tout en gardant un caractère binaire au composant diffractif.

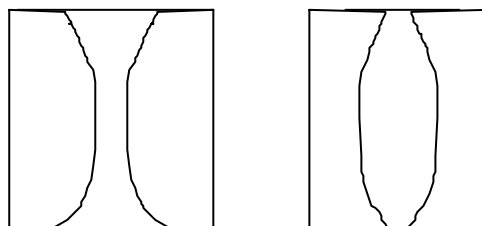


Figure I-C-11 : Fentes de phase courbes.

2-Rectangularisation et autres transformations d'un faisceau circulaire.

La plupart des sources lasers commerciales (à l'exception des diodes lasers autres que les VCSELs) possèdent un faisceau dont le profil radial d'intensité est circulaire gaussien. Pour certaines applications, ce profil n'est pas le meilleur : dans ce cas, l'optique diffractive de phase peut être une solution permettant la mise en forme du faisceau sans modifier l'encombrement initial du système. Nous allons dans ce qui suit montrer que l'optique diffractive permet de rectangulariser un faisceau circulaire dans le but d'optimiser un procédé de recuit laser utilisé en microélectronique.

La qualité des composants électroniques gravés dans du silicium peut être améliorée en rendant monocristalline la couche amorphe de silicium : cet objectif peut être atteint par la technique suivante ; un faisceau laser éclaire l'un des germes monocristallins de la plaquette et est ensuite translaté sur la plaquette permettant la fusion locale du substrat et donc de proche en proche l'étirement du premier germe monocristallin (figure I-C-12).

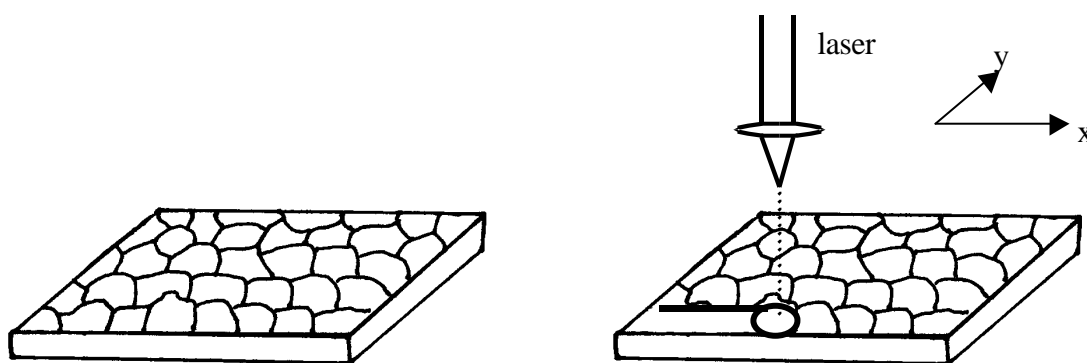


Figure I-C-12 : Procédé pour rendre une couche monocristalline.

Malheureusement, le résultat final n'est pas une couche mince monocristalline mais une couche mince polycristalline qui constitue malgré tout un progrès certain par rapport au caractère amorphe du départ. Dans le cas présent, la vitesse du processus serait grandement améliorée si le faisceau laser avait une géométrie rectangulaire et d'autre part, une telle géométrie limite les problèmes liés au recouvrement des zones monocristallines lorsque l'on translate le faisceau laser. La figure I-C-13 montre la transformation d'un faisceau circulaire gaussien par une fente de phase ayant un paramètre de troncature de 0,8 et un déphasage de

C-Applications à la mise en forme de faisceaux.

110° : cette transformation permet d'obtenir un palier de forme allongée ayant une énergie presque uniforme. De plus, nous voyons sur la figure en 3 dimensions que les taches latérales de diffraction ne contiennent qu'une faible énergie (insuffisante pour atteindre le point de fusion du substrat). Là encore, une simple fente de phase placée en sortie du faisceau permettrait d'optimiser notablement le rendement du procédé.

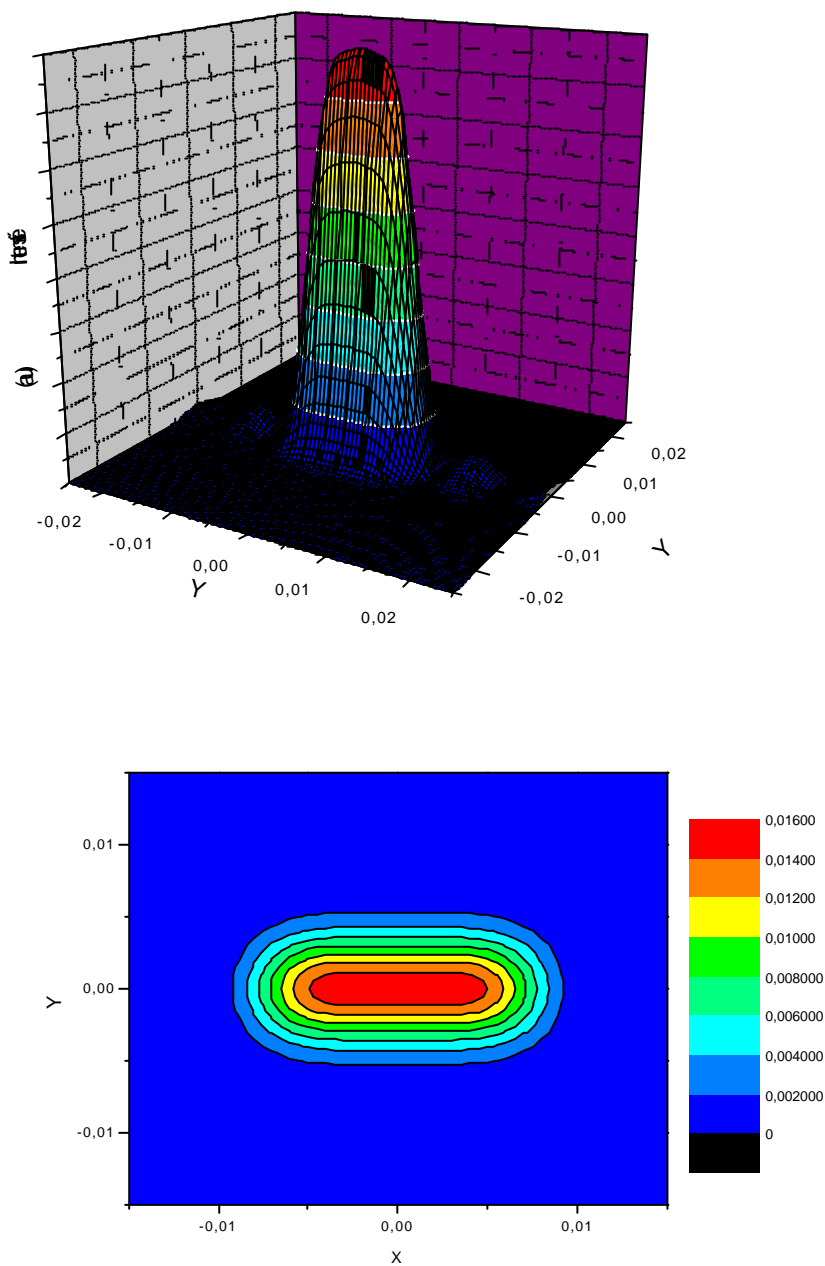


Figure I-C-13 : Rectangularisation d'un faisceau circulaire gaussien par une fente de phase.

3-Réalisation d'un anneau de lumière polarisé radialement.

- Intérêt d'un tel faisceau.

La cryptographie quantique utilise des sources de photon unique déclenché qui reposent sur des émetteurs moléculaires placés en cavité. L'orientation des moments dipolaires de cette couche moléculaire dans l'axe de la cavité, c'est-à-dire perpendiculairement à la couche, est nécessaire pour un fonctionnement optimum de la source de photon unique déclenché : la vérification de l'orientation de ces moments dans la couche est donc essentielle. Pour effectuer ce contrôle, il est donc nécessaire d'avoir une composante de champ électrique longitudinale capable d'exciter ces moments ; cette composante longitudinale de champ peut être obtenue au foyer d'une lentille en focalisant un faisceau annulaire polarisé radialement [YOU,00].

En collaboration avec le laboratoire L.P.Q.M. de l'E.N.S. Cachan qui réalise les émetteurs moléculaires, nous proposons l'utilisation d'optique de phase binaire pour réaliser la transformation d'un faisceau laser polarisé rectilignement en un anneau de lumière polarisé radialement.

- Contrôle de l'orientation des moments dipolaires.

La figure I-C-14 décrit le dispositif expérimental utilisé pour contrôler l'orientation des moments de l'émetteur moléculaire [SIC,00]. La source laser est un laser à Argon ayant une sortie fibrée (F) dont on peut contrôler la polarisation (P). Le faisceau est collimaté par une lentille (L1) puis un stop circulaire (S) est placé au centre du faisceau permettant de générer un faisceau annulaire. Cet anneau de lumière est ensuite focalisé sur la couche moléculaire par un objectif de microscope (O). La couche moléculaire est montée sur une table de translation X-Y-Z permettant de sonder toutes les zones de la couche. Le signal de fluorescence est ensuite focalisé (L2) sur une photodiode (SPAD). Les figures de fluorescence relevées permettent alors de remonter à l'orientation des dipôles. Nous pensons que l'efficacité de ce test peut être améliorée en ayant un meilleur contrôle de la composante longitudinale du champ : ceci peut être atteint en focalisant un faisceau annulaire polarisé radialement.

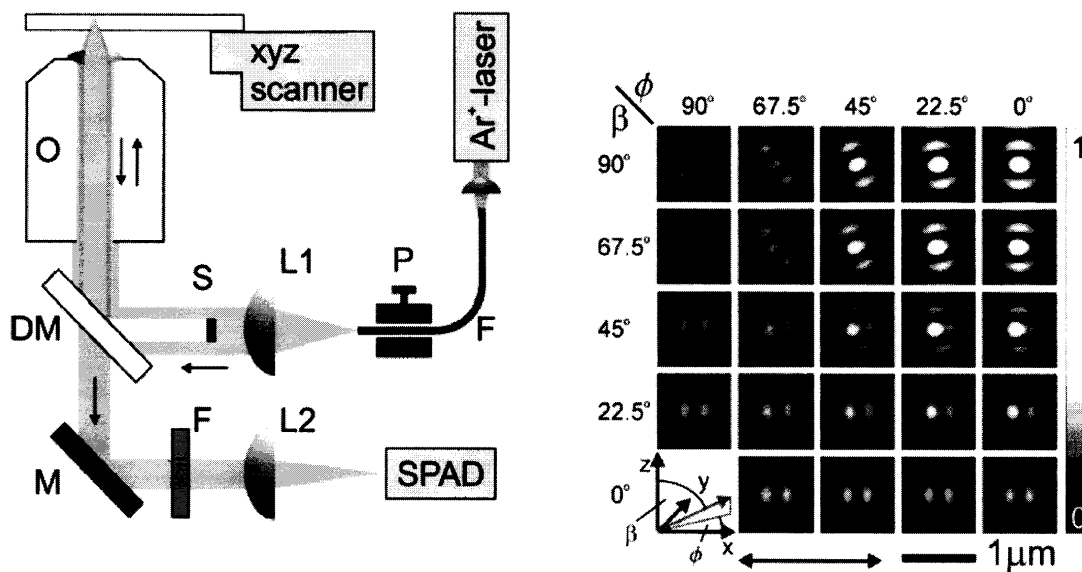


Figure I-C-14 :Dispositif expérimental (a) permettant de relever les diagrammes de fluorescence (b) qui traduisent l’alignement des moments dipolaires [SIC,00].

- Réalisation d’un faisceau annulaire polarisé radialement.

Nous considérons que le faisceau annulaire polarisé radialement peut résulter de la somme de quatre faisceaux polarisés rectilignement dans directions perpendiculaires (figure I-C-15).

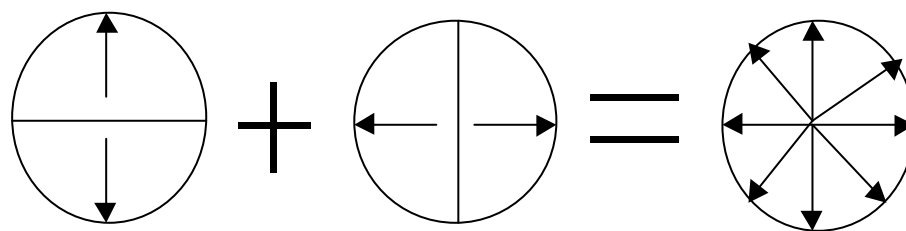


Figure I-C-15 : Recombinaison de faisceau pour obtenir un faisceau polarisé radialement.

Nous connaissons en outre une optique de phase binaire capable de transformer un faisceau circulaire gaussien polarisé rectilignement en deux lobes polarisés rectilignement mais ayant une polarisation de sens opposé : il s’agit de la marche de phase introduisant un déphasage de 180° (figure I-C-16).

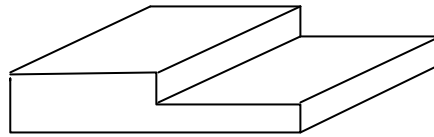
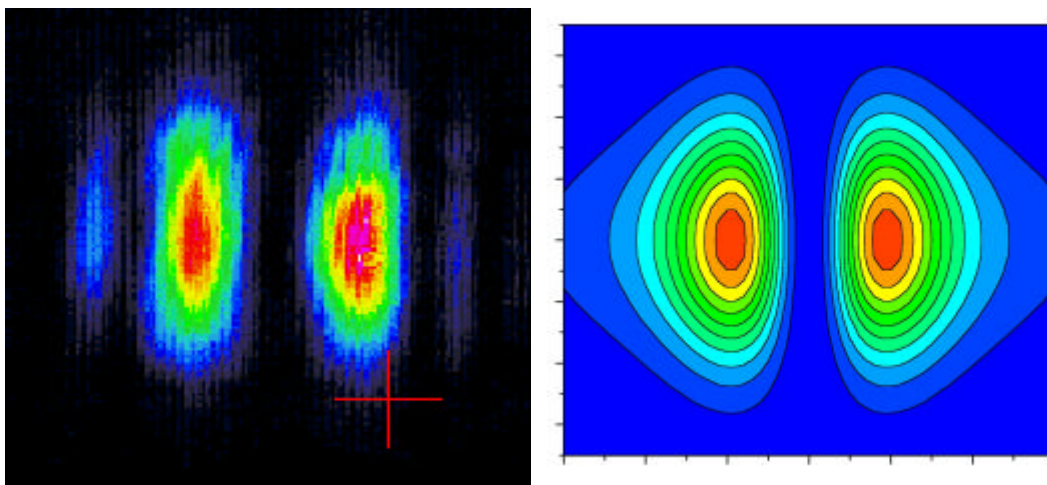


Figure I-C-16 : Marche de phase.

La transmission de cet objet de phase est donnée par :

$$t(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases} \quad (\text{I-C-4})$$

La figure I-C-17 permet de comparer la distribution d'intensité fournie par le modèle et celle relevée expérimentalement dans le champ lointain d'une marche de phase réalisée au L.P.Q.M.. Contrairement aux optiques de phases réalisées au G.R.E.Y.C. de Caen, cette marche de phase n'est pas gravée dans le verre : la figure I-C-18 résume les étapes de sa fabrication. La première étape consiste à déposer à la tournette une couche mince de polymère (PPMA d'indice de réfraction 1,5) d'épaisseur optique équivalent à un déphasage de π sur un substrat de verre. Un cache métallique est ensuite posé (une lame de rasoir) et la gravure du polymère s'effectue par procédé plasma. Le problème majeur de ces optiques de phase est que les couches de polymères ne supportent pas le flux. Notons également que des résultats similaires ont été atteints avec des marches de phase en verre réalisées à Caen.

Figure I-C-17: Profil d'intensité engendré par une marche de phase ($d=180^\circ$).

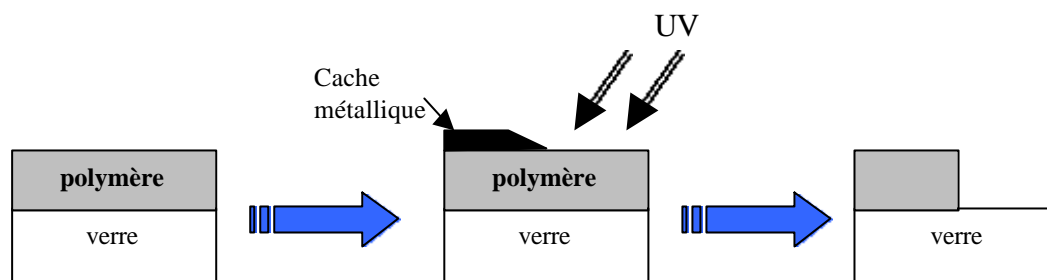


Figure I-C-18 : Etapes de la fabrication d'optiques diffractives par dépôt de polymères.

Nous utilisons le dispositif de Mach-Zehnder (figure I-C-19) pour recombinaison de deux profils comme ceux de la figure I-C-17, l'un d'eux ayant subi une rotation de 90° . La source laser est fournie par un laser à argon, suivi d'un rotateur de polarisation et d'un cube séparateur de polarisation : les flèches situées après le cube indiquent la polarisation du faisceau. Sur chacune des voies, on place une marche de phase verticale (MP2) ou horizontale (MP1), il en résulte des faisceaux similaires à la figure I-C-17 dont l'état de polarisation est donné par les flèches. Ces rayons sont ensuite recombinaison avec un second cube séparateur de polarisation et observés grâce à une caméra C.C.D..

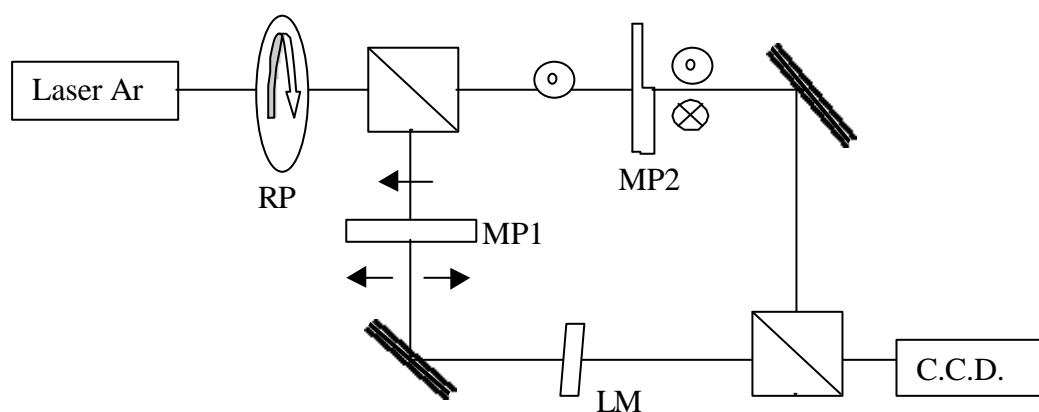


Figure I-C-19 : Dispositif expérimental de Mach-Zehnder.

(RP : rotateur de polarisation et LM lame de phase permettant d'ajuster la phase d'une branche par rapport à l'autre)

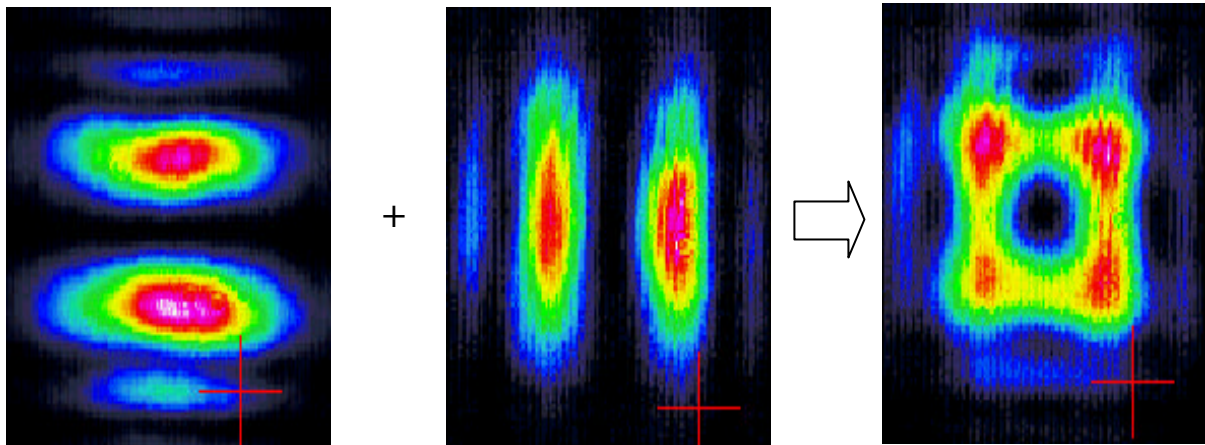


Figure I-C-20 : Recombinaison de deux faisceaux pour obtenir un anneau de lumière.

Sur la figure I-C-20, on voit quelques imperfections au niveau de l'anneau de lumière avec 4 maxima formant une sorte d'étoile. Cette observation peut être expliquée par le modèle et traduit une mauvaise distance entre les objets de phase et la zone de recombinaison (figure I-C-21). Pour une autre distance, le modèle montre que l'on peut obtenir un faisceau annulaire plus régulier : les expérimentations et notamment la caractérisation en polarisation du faisceau obtenu continuent actuellement.

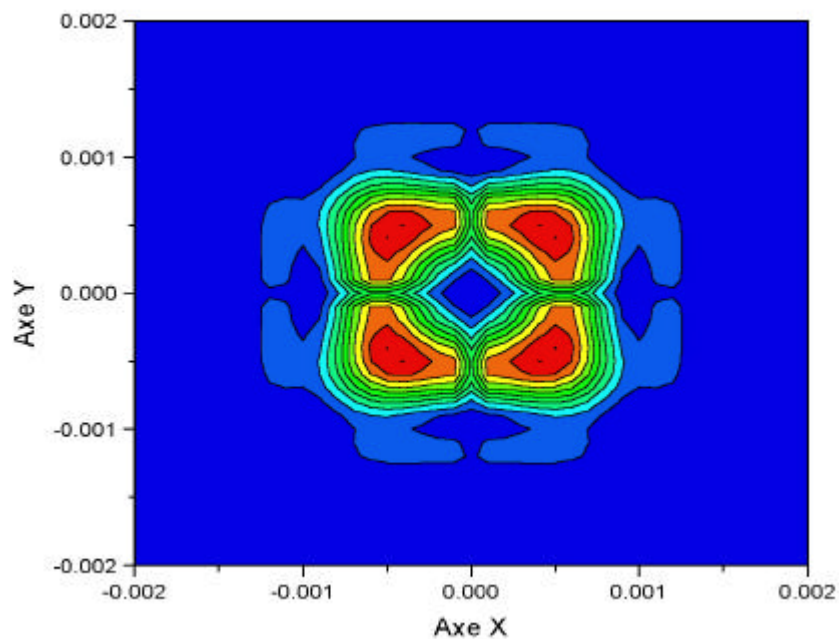


Figure I-C-21 : Modélisation du profil observé pour une mauvaise distance de recombinaison.

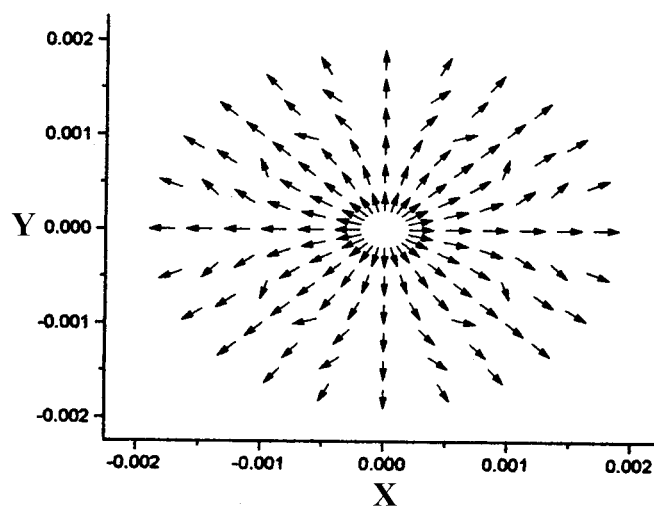


Figure I-C-22 : Modélisation de la polarisation pour une distance de recombinaison optimisée.

Pour vérifier expérimentalement, l'état de polarisation du faisceau annulaire, il suffit de placer un polariseur ; le signal résultant observé avec un analyseur de faisceau est un faisceau TEM_{01} dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du polariseur.

Ce premier chapitre a permis de mettre en avant le rôle bénéfique de la diffraction dans le cadre de la mise en forme des faisceaux lasers. Elle autorise en effet de s'affranchir d'un profil radial d'intensité généralement imposé par la géométrie des systèmes optiques. Nous avons vu sur trois exemples concrets que la mise en forme de faisceaux répondait à des besoins réels dans différents domaines des sciences fondamentales et des sciences de l'ingénieur : de nombreux autres dispositifs se verraient améliorer en utilisant des faisceaux ayant des formes mieux adaptées. Pour répondre à ces besoins, on peut imaginer des optiques diffractives complexes pouvant générer des profils très proches des profils désirés : ces optiques comportent toutefois de très nombreux niveaux de gravures avec des motifs compliqués. Ces optiques sont donc coûteuses et difficiles à réaliser et répondent généralement à un besoin précis, ce qui les rend exclusives. Quant à nous, nous considérons des optiques diffractives simples ne comportant qu'un seul niveau de gravure : elles sont donc plus faciles à fabriquer et pour un coût moindre.

Notre objectif est de mettre en avant les propriétés de ces objets, comme par exemple l'influence sur la divergence angulaire dans le cadre du trou de phase : nous avons alors montré que le trou de phase était capable d'agir comme un amplificateur de divergence angulaire, ce qui nous avait permis d'entrevoir la possibilité de circulariser un faisceau elliptique grâce à une fente de phase. Mise devant un faisceau circulaire cette même fente est d'ailleurs capable de rectangulariser le faisceau afin d'optimiser la technique de recuit des couches de silicium utilisées en microélectronique.

Il est bien sûr impossible de faire une liste exhaustive de toutes les mises en forme utiles, mais nous avons montré dans ce chapitre que l'optique de phase binaire était en mesure de répondre de façon satisfaisante à un certain nombre de besoins. Malgré tout, il serait restrictif de limiter certains de ces composants à un simple rôle de mise en forme : un objet comme le trou de phase peut en effet, à mon avis, être perçu comme un nouveau composant à part entière un peu comme son pendant le trou d'amplitude. Par exemple, si on se rappelle la figure I-B-8 donnant l'évolution de la divergence angulaire avec le paramètre de troncature Y , on voit qu'il existe une gamme de paramètres pour lesquels la divergence évolue rapidement avec Y : on peut par exemple utiliser cette forte pente pour mesurer un effet de lentille évoluant faiblement. Imaginons ainsi un effet de lentille thermique ayant une faible dynamique avec la puissance de pompe : il est difficile de relever l'évolution de la taille du faisceau en fonction de la puissance de pompe en mesurant la transmission du faisceau de sortie par un diaphragme. En plaçant sur le chemin un trou de phase dans la zone où la

variation de la divergence angulaire est importante, une petite variation de la focale thermique aura une plus grande influence sur la transmission du diaphragme. En outre, si on considère à présent la transmission des modes transverses d'ordres supérieurs par un trou de phase, on voit que l'évolution de la divergence est très différente pour ces différents ordres. On peut donc supposer qu'une fois placé en cavité, le trou de phase pourra augmenter le pouvoir de discrimination d'un diaphragme tout en conservant des pertes raisonnables pour le mode fondamental. On entrevoit alors une autre façon de percevoir l'optique diffractive : l'optique diffractive intracavité dont les principes sont exposés en annexe. En cavité, étant donné le nombre de fois que l'optique de phase est traversée les propriétés mise en avant en simple passage sont alors amplifiées et de nouvelles applications du trou de phase sont alors envisageables.

CHAPITRE II

Prise en compte des effets transverses dans les milieux à gain.

A-Bistabilité optique dans les verres phosphates Yb:Er fortement dopés.

B-Diffraction sur une tache de gain.

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr:LiSaF.

La première partie de cette thèse a permis de mettre en évidence qu'il était possible de mettre en forme le profil radial d'intensité d'un faisceau laser. Ces faisceaux ne peuvent donc pas être pris en compte en termes d'ondes planes comme nous le faisons le plus souvent lorsque nous modélisons l'émission d'un laser. En effet, en première approximation la plupart des lasers sont modélisés en utilisant les équations cinétiques en considérant une répartition uniforme radiale de l'énergie. Malgré tout, si nous considérons les deux principaux modes de pompes optiques longitudinal et transversal représentés sur la figure 1, nous entrevoyons l'intérêt de prendre en compte l'allure radiale des faisceaux.

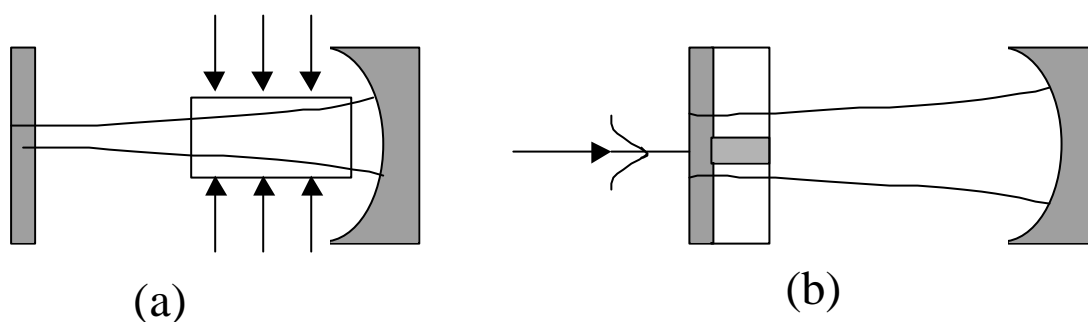


Figure 1 : Deux types de pompes optiques

- a) pompage transversal
- b) pompage longitudinal

Dans le cadre du pompage longitudinal, deux grandeurs géométriques sont significatives : la taille du mode laser sur le milieu amplificateur et la taille du faisceau de pompe. On peut intuitivement comprendre que le fonctionnement optimal des lasers est obtenu quand ces deux tailles sont relativement proches l'une de l'autre. Dans les parties qui vont suivre, nous considérons l'influence de la taille des faisceaux sur l'émission des lasers. Si le milieu amplificateur est un laser à trois niveaux, si la taille du mode est plus importante que celle de la pompe, des pertes importantes sont engendrées dans la mesure où les photons du mode peuvent être absorbés par le niveau fondamental. De plus, le milieu amplificateur que nous considérons étant un verre, il provoque un effet de lentille thermique important qui fait que ces pertes évoluent avec la puissance de pompe : nous verrons qu'une prise en compte des effets transverses (effet de lentille et profil radial de la pompe et du mode) permet d'expliquer un phénomène de bistabilité optique observé dans les verres phosphates fortement dopés en ions ytterbium et erbium.

Si on s'affranchit de la contrainte des lasers à trois niveaux, et que l'on focalise fortement la pompe sur le milieu amplificateur les pertes peuvent ne pas être rédhibitoires et on peut alors considérer la diffraction du mode sur la tache de gain. Nous verrons qu'une telle configuration est capable de faire osciller le laser sur un mode fondamental non gaussien caractérisé par des profils radiaux d'intensité annulaires en champ lointain. L'utilisation des méthodes d'optique diffractive intracavité permet de modéliser l'émission de ces lasers.

Si, à présent, le pompage s'effectue de façon transversale, l'énergie fournie par la pompe peut être considérée comme uniforme dans tout le milieu amplificateur alors que la géométrie du mode est toujours imposée par les paramètres géométriques de la cavité. Le profil radial de ces lasers est donc a priori imposé par le mode fondamental de la cavité. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous considérons le cas du Cr:LiSaF dans lequel une propriété de couplage indice-inversion provoque un effet de lentille directement lié au profil gaussien du mode fondamental. Nous verrons que cet effet transverse permet d'obtenir une émission pulsée dont les performances sont comparables à celles obtenues en régime déclenché alors que ce laser ne comprend ni absorbant saturable ni aucun autre système de commutation des pertes.

A-Bistabilité optique dans un laser à verre phosphate Er:Yb fortement dopé.

1-Motivations.

Parmi les lasers à solide émettant à $1,5\mu\text{m}$, le verre codopé Yb:Er est probablement la solution la plus souvent retenue. Les avantages de ces milieux sont nombreux, notamment au niveau de l'élaboration du matériau. Les principaux problèmes sont liés aux propriétés thermiques des verres. En effet, ils sont réputés pour leur faible conductivité thermique qui empêche une évacuation efficace de l'énergie calorifique. Dans le but de limiter ces effets, la société Kigre (principal producteur) a cherché à développer ses verres, ce qui s'est traduit par le passage du verre QE au QX [JIA,94].

Concrètement, nous savons que la pompe induit un profil radial de température dans le milieu engendrant un effet de lentille thermique. En première approximation, la focale de cette lentille peut être considérée comme inversement proportionnelle à la puissance de pompe [KOE,99]. Ainsi, si nous traçons la caractéristique de puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe (*courbe de rendement*), la géométrie du mode laser va évoluer avec la puissance de pompe alors que celle du faisceau de pompe reste fixe : nous dirons par la suite que le *recouvrement entre la tache de pompe et le mode laser* évolue. Dans le cadre des lasers à 3 niveaux, un mauvais recouvrement affecte particulièrement le gain effectif du laser : en effet, dans les zones non pompées, les photons du mode laser sont absorbés.

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'influence d'un fort taux de dopage en ions erbium et en ions ytterbium sur la focale thermique induite. Une forte densité d'ions augmente effectivement le nombre de transitions non-radiatives qui sont à l'origine de l'effet de lentille thermique. Nous verrons que la courbe de rendement expérimentale présente une forme arrondie directement liée aux problèmes de recouvrement entre le spot de pompe sur le milieu et le mode du laser. En outre, nous expliquerons l'existence d'une zone de bistabilité optique mise en évidence sur la courbe de rendement.

2- Dispositif expérimental.

Notre échantillon est un verre phosphate Kigre QX codopé chrome, ytterbium et erbium. Le poids du Cr_2O_3 représente 0,3% du poids total du verre : le chrome, qui agit comme ion sensibilisateur pour optimiser le pompage par flash, n'intervient pas dans notre étude puisque le pompage est réalisé à l'aide d'une diode laser. La concentration massique est de 21% en Yb_2O_3 et de 1% en Er_2O_3 . De telles concentrations sont généralement utilisées pour optimiser le comportement en configuration microlaser. Notre échantillon d'une épaisseur $e=400\mu\text{m}$ est collé sur une monture de cuivre refroidie par un élément Peltier. Le milieu amplificateur est placé dans une cavité plano-concave (Fig II-A-1): le miroir plan entièrement réfléchissant à la longueur d'onde laser $\lambda_L=1,53\mu\text{m}$ est directement déposé sur l'une des faces du verre qui est également traitée anti-reflet à la longueur d'onde pompe $\lambda_p=980\text{nm}$. La seconde face est quant à elle traitée anti-reflet à la longueur d'onde laser.

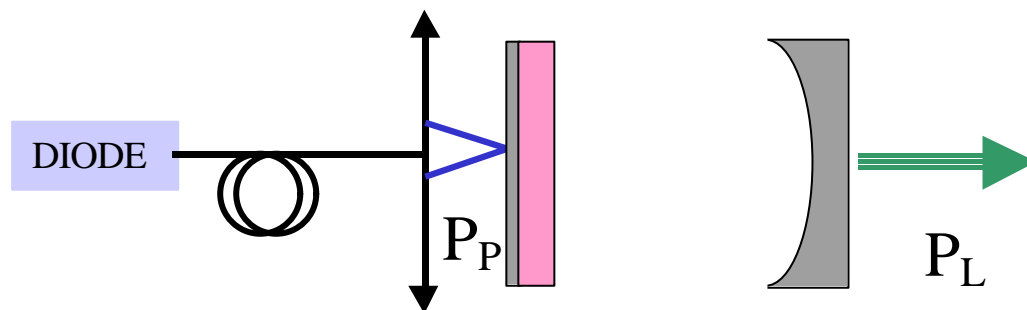


Figure II-A-1 : Dispositif expérimental

La puissance de pompe P_p est émise par une diode laser fibrée de $100\mu\text{m}$ de cœur (toutes les caractéristiques techniques du matériel utilisé sont données en annexe de ce document). La sortie de cette fibre est en premier lieu collimatée puis focalisée avec une lentille de 8mm sur le verre. Nous disposons de deux coupleurs de sortie de rayon de courbure $R_c=10\text{ cm}$ dont la transmission est 0,2% ou 0,5%.

3. Courbe de rendement expérimentale.

Le dispositif expérimental permet de tracer la courbe de rendement représentée sur la figure II-A-2. Cette courbe de rendement est tracée sur un chemin aller correspondant à des puissances de pompe croissantes, et sur un chemin retour pour des puissances de pompe décroissantes.

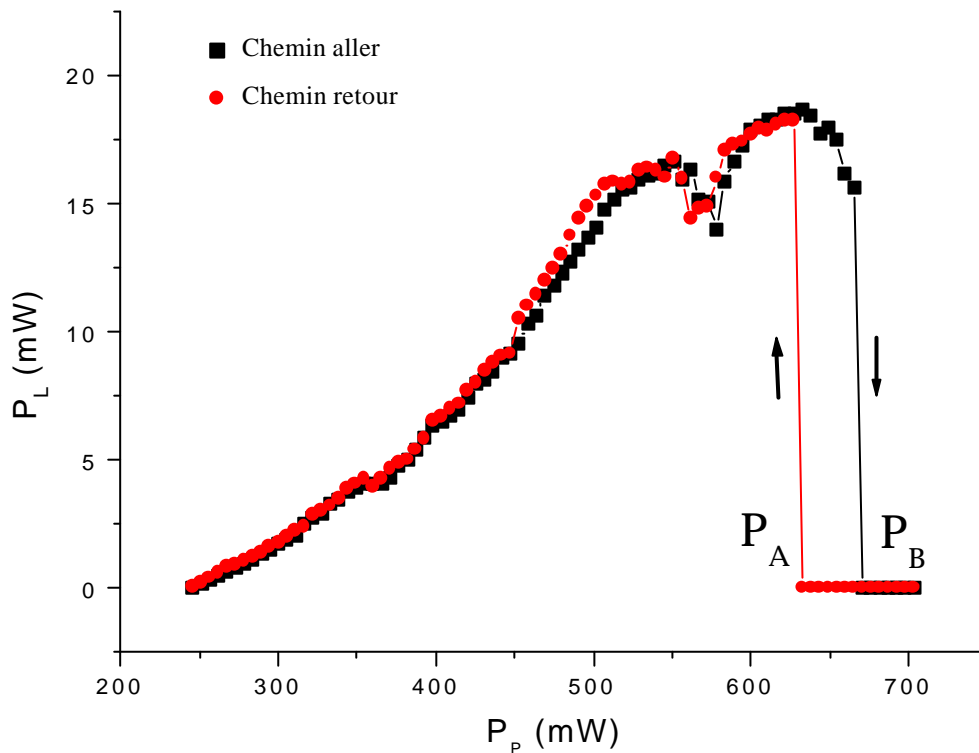


Figure II-A-2 : Courbe de rendement aller-retour présentant une zone de bistabilité (transmission du miroir de sortie 0.5%).

La courbe de rendement possède une forme arrondie assez inhabituelle comparées à celles tracées dans la littérature pour des concentrations moindres : usuellement, ces courbes sont en effet linéaires. Sur le chemin aller, la pente de la courbe peut même devenir négative. Finalement, si on continue d'augmenter la puissance de pompe, le laser s'éteint pour $P_p = P_B$; si $P_p > P_B$, le laser reste éteint. Sur le chemin retour, le laser ne redémarre que pour une

puissance de pompe P_A inférieure à P_B : cette différence crée une zone de bistabilité entre P_A et P_B .

Si nous plaçons un obstacle dans la cavité du laser qui oscille avec une puissance de pompage $P_A < P_P < P_B$, on constate sans surprise que le laser s'éteint. Cependant, si on retire l'obstacle, le laser reste éteint. D'autre part, nous avons tracé cette courbe de rendement en laissant suffisamment de temps s'écouler pour que l'équilibre thermique soit atteint entre deux points de mesure.

Enfin, peu avant d'atteindre P_B , il y a un décrochement systématique pour lequel on peut observer des instabilités temporelles à l'oscilloscope. Elles ont pour conséquence une légère diminution de la puissance de sortie. Cette observation est identique quelle que soit la transmission du miroir de sortie et quelle que soit la longueur de la cavité. Hélas, nous ne disposons d'aucune explication suffisamment étayée pour ce phénomène (sous certaines conditions, le laser peut avoir une dynamique particulière que est décrite en annexe).

Dans ce qui suit, nous allons nous attacher à comprendre en détails les différents points observés :

- L'extinction du laser
- La zone de bistabilité

4-Détermination des causes de l'extinction du laser.

Il peut exister plusieurs facteurs causant l'extinction d'un laser. La première explication irréversible suppose que le milieu a subi un dommage : piquage du traitement ou fracture. Ce n'est pas le cas ici, car l'expérience est parfaitement reproductible sans déplacer le verre. Il est en outre possible que la solution stationnaire décrivant les propriétés de l'émission laser devienne instable [FRO,00]. Ceci est peu probable dans la mesure où le laser est bien décrit par des équations cinétiques simples comme nous allons le voir par la suite. Ces équations ne comportent aucune non-linéarité qui pourrait éventuellement induire la déstabilisation de la solution stationnaire. Il reste alors deux possibilités plus probables qui vont être discutées en détail dans ce qui suit. La première explication concerne le problème de la réduction du gain

effectif dû au mauvais recouvrement entre la tache de gain et le mode laser. La seconde explication suppose que la cavité peut devenir instable en fonction des valeurs prises par la focale de la lentille thermique.

a) Recouvrement entre le mode du laser et la tache de gain imposée par la pompe.

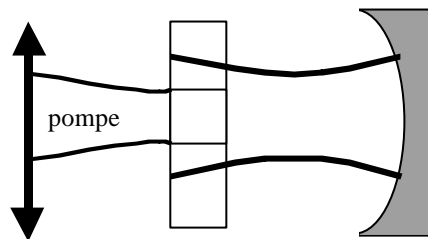


Figure II-A-3 : Recouvrement entre le mode laser et la pompe.

La figure II-A-3 illustre l'existence de deux zones dans le verre phosphate: comme le rayon du mode laser sur le milieu peut être supérieur à celui du spot de pompe, il existe dans ce cas une zone non-pompée où le mode laser interagit également avec le milieu amplificateur. Il en résulte une diminution du gain effectif dans la mesure où dans cette zone les photons du mode sont absorbés (a). La figure II-A-4 illustre le fait que cette absorption est liée à la nature « 3 niveaux » des lasers à verres dopés Yb:Er. Pour un laser à 4 niveaux, cette absorption n'existe pas car le niveau récepteur de la transition laser est vidé en permanence par des transitions non-radiatives.

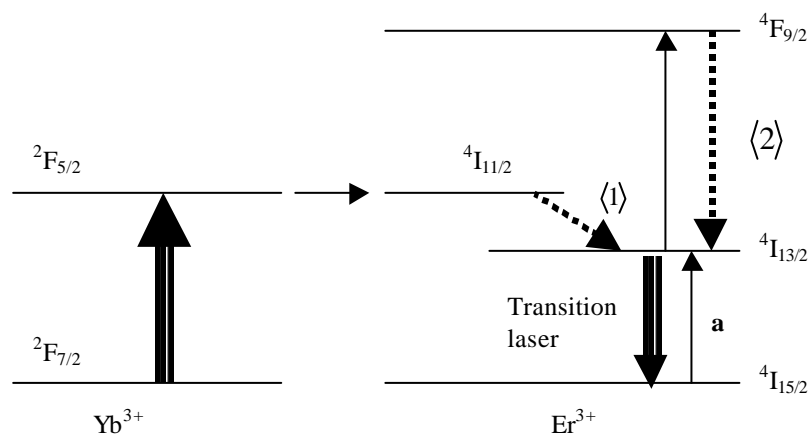


Figure II-A-4 : Schéma des niveaux d'énergie pour l'erbium et l'ytterbium.

La réduction du gain effectif est donc liée au mauvais recouvrement spatial entre la pompe et le mode qui évolue avec la puissance de pompe dans la mesure où la géométrie du mode dépend de la focale de la lentille thermique. En effet, la lentille rend la cavité plano-concave équivalente à une cavité concave-concave (figure II-A-5). Le fait que l'effet de lentille se produise contre le miroir plan donne à ce dernier un rayon de courbure f_{th} (valeur de la focale de la lentille thermique). Ce rayon est déterminé par le formalisme des matrices de transfert $ABCD$. R_c correspond au rayon de courbure du coupleur de sortie.

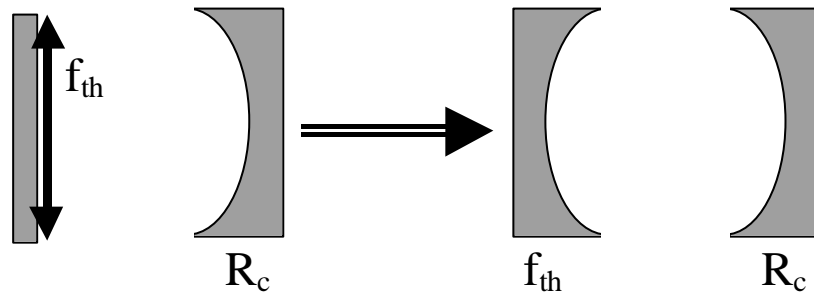


Figure II-A-5 : Cavités équivalentes.

Un telle cavité impose un mode décrit par les paramètres géométriques g_1 (eq.II-A-1) et g_2 (eq.II-A-2) à partir desquels on peut déterminer W_p le rayon du mode sur le miroir plan [KOG,65]. La figure II-A-6 donne l'évolution de W_p avec f_{th} .

$$g_1 = 1 - \frac{D}{f_{th}} \quad (\text{II-A-1})$$

$$g_2 = 1 - \frac{D}{R_c} \quad (\text{II-A-2})$$

où D est la longueur de la cavité.

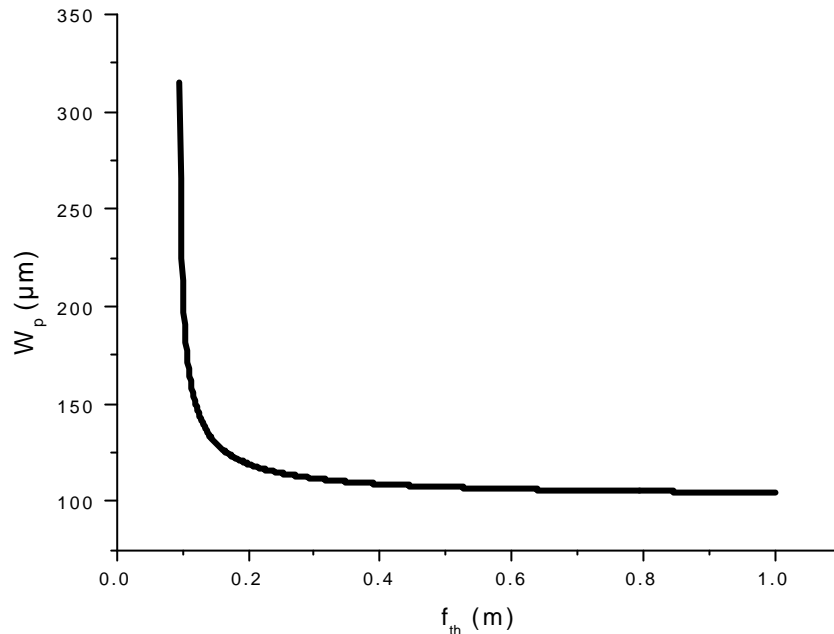


Figure II-A-6 : Evolution de W_p avec f_{th} . ($R_c=10\text{cm}$ et $D=9.5\text{cm}$)

Nous constatons que pour les longues focales, correspondant à de faibles puissances de pompe, W_p évolue peu : le recouvrement demeurant inchangé, la première partie de la courbe de rendement doit être linéaire. Pour $f_{th} < 30\text{cm}$, W_p évolue rapidement avec f_{th} : il est donc probable qu'à partir de ce point, on voit le gain effectif chuter rapidement avec la puissance de pompe. Cette évolution est tellement rapide pour les courtes focales que l'extinction peut être due au fait qu'un trop mauvais recouvrement spatial fasse passer le laser sous le seuil. Dans la modélisation, il faut donc absolument tenir compte du profil radial de la pompe et du mode laser dans le milieu à gain. Notons enfin, que les remarques de ce paragraphe concernant l'évolution du recouvrement avec f_{th} permettent d'expliquer la forme globale de la courbe de rendement.

b) Stabilité de la cavité.

L'introduction des paramètres géométriques g_1 et g_2 permet de proposer une seconde hypothèse pour expliquer l'extinction du laser. En effet, ces paramètres g définissent

également la stabilité de la cavité ; pour que la cavité soit stable, il faut que l'équation II-A-3 soit respectée.

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (\text{II-A-3})$$

La focale thermique f_{th} faisant varier le produit $g_1 g_2$, il est probable que la cavité devienne instable en fonction de la valeur de f_{th} . Ceci nous amène donc à tracer un diagramme indiquant la stabilité de la cavité en fonction du couple de valeur f_{th}, D (Fig II-A-6).

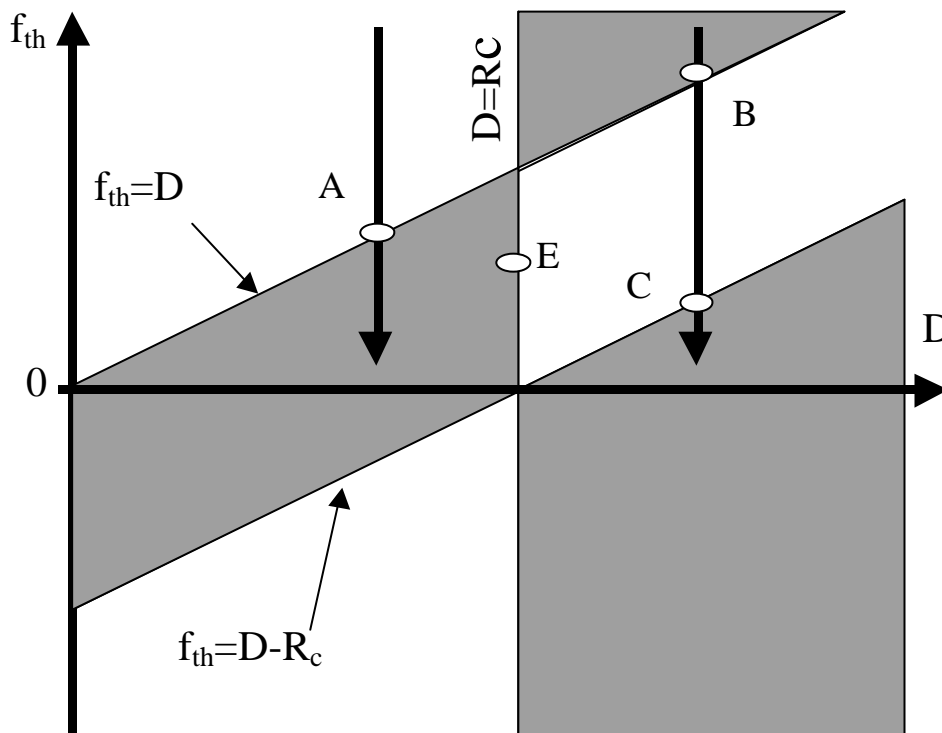


Figure II-A-7 : Diagramme de stabilité d'une cavité comportant une lentille contre le miroir plan (les hachures indiquent les zones instables).

Sur la figure II-A-7, nous avons représenté deux cas de figures: lentille thermique convergente ou divergente. A priori, nous ne connaissons pas ce renseignement. La réponse à

cette question peut être obtenue expérimentalement. Effectivement, le diagramme indique que dans le cas où la focale serait positive, il peut exister une oscillation laser pour des cavités dont la longueur est supérieure à R_c , alors que c'est impossible pour une lentille divergente. Il nous a donc suffi de faire fonctionner le laser pour une telle cavité pour démontrer que la focale était positive. La figure II-A-8 montre la courbe de rendement du laser pour $D > R_c$. L'allure globale de cette courbe sera en outre discutée ultérieurement.

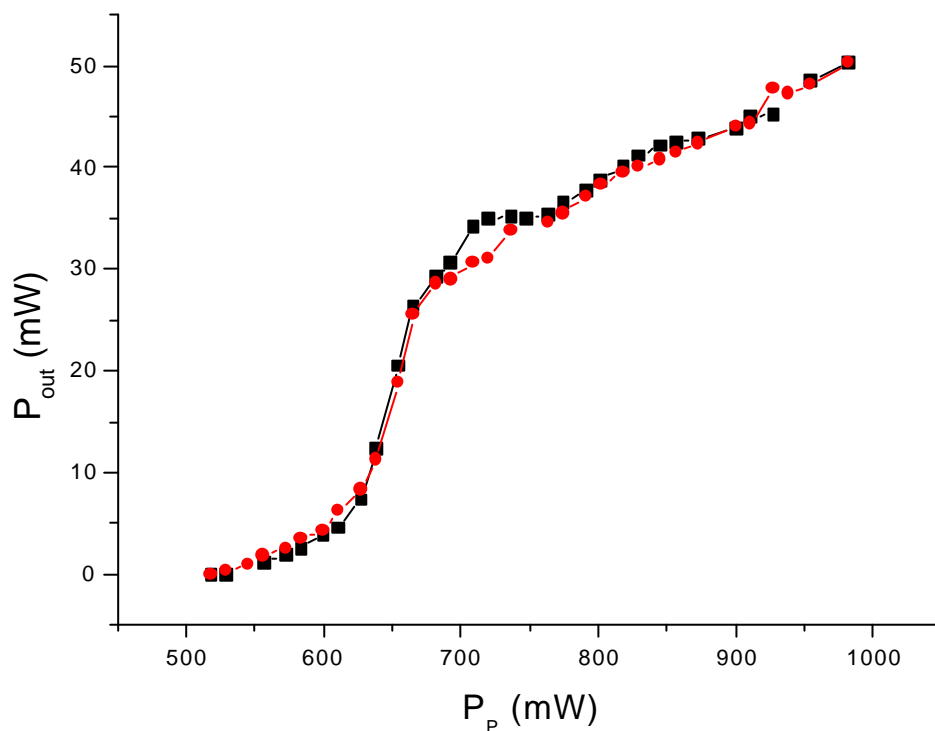


Figure II-A-8 : Courbe expérimentale de rendement pour $D > R_c$.
 $R_c = 10\text{cm}$ et $D = 11\text{cm}$.

Quand nous traçons une courbe de rendement, la longueur de cavité est fixe. Dans la figure II-A-7, quand la puissance de pompe varie, nous décrivons donc une droite verticale. Pour les faibles valeurs de pompage, la lentille thermique est quasi inexistante et la valeur de la focale tend vers l'infini. Au fur et à mesure que l'on augmente la puissance, la focale thermique décroît. Finalement pour une configuration donnée, il faut lire le diagramme de stabilité selon des droites verticales du haut vers le bas pour des pompages croissants. Pour

des cavités de longueur inférieure à R_c , on comprend facilement qu'en atteignant le point A de la figure II-A-7, le laser s'éteint, la cavité devenant instable.

Le problème est donc à présent de déterminer qu'elle est la cause réelle de l'extinction parmi les deux possibilités qui viennent d'être exposées. A priori, nous n'avons aucun élément de réponse immédiat. Il faudrait connaître un ordre de grandeur pour f_{th} pour savoir si elle atteint réellement des valeurs inférieures à D .

5-Expression de la focale de la lentille thermique.

Pour trouver l'origine de la lentille thermique, il faut faire le bilan de toutes les sources d'échauffement. Nous supposons que ces sources sont au nombre de deux et qu'elles correspondent aux transitions non-radiatives se produisant dans le milieu soumis au pompage (figure II-A-9).

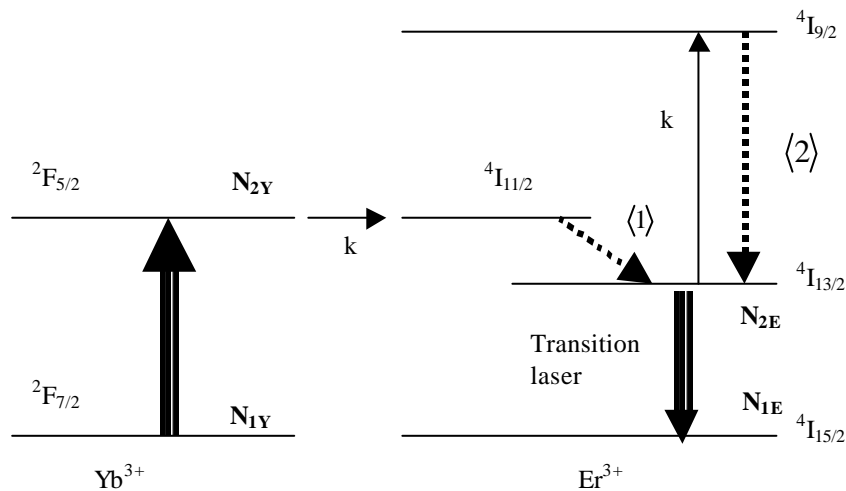


Figure II-A-9 : Identification des sources de chaleur dans le matériau.

La première transition non-radiative notée (1) est liée à la différence d'énergie entre le niveau vers lequel l'énergie de pompe est transférée $^4I_{11/2}$ et le niveau émetteur $^4I_{13/2}$. Cette transition non-radiative est commune à tous les lasers.

La deuxième transition (2) a pour origine le processus d'up-conversion se produisant au sein des verres codopés erbium et ytterbium [LAP,93,FRA,00]. Le schéma des niveaux d'énergie est commenté en détail en annexe dans la mesure où ce même schéma est nécessaire à plusieurs parties de ce manuscrit.

A présent que les sources de chaleur dans le milieu sont identifiées, il faut trouver l'expression reliant l'énergie associée à ces transitions non-radiatives et la focale thermique. Nous décidons d'utiliser une formule « simple » donnée par Koechner [KOE,99] :

$$f_{th} = \frac{A}{P_H} \quad (\text{II-A-4})$$

où A est une constante dépendant de la géométrie du faisceau de pompe et des propriétés thermiques des matériaux. P_H est la puissance thermique effectivement produite dans le milieu.

Nous qualifions cette formule de formule simple dans la mesure où elle est le résultat d'un certain nombre d'approximations clairement énoncées dans la référence [KOE,99]. Elle ne prend notamment pas en compte les éventuelles aberrations induites par le profil d'indice : l'effet de lentille pur correspondant généralement à une approximation du premier ordre [BOU,01].

P_H est la somme des deux puissances P_a et P_b associées aux deux transitions non-radiatives notées (1) et (2). Pour connaître P_a et P_b , il suffit de déterminer le nombre de transitions (1) et (2) se produisant en une seconde. Nous savons que tous les ions se trouvant dans l'état $^4I_{11/2}$ passent vers le niveau $^4I_{13/2}$. Le peuplement de ce niveau s'effectue grâce au codopage ytterbium erbium. L'ytterbium absorbe les photons émis par la pompe et passe vers le niveau $^2F_{5/2}$ dont on nommera N_{2Y} la densité de population. L'énergie emmagasinée est alors transférée à l'erbium suivant le taux k , ce qui permet la transition du niveau $^4I_{15/2}$ (densité de population N_{1E}) vers le niveau $^4I_{11/2}$. On en déduit que le nombre de transitions non radiatives (1) par seconde N_{T1} (eq.II-A-5) :

$$N_{T1} = kN_{2Y}N_{1E} \quad (\text{II-A-5})$$

La deuxième transition (2) est liée au nombre d'ions qui participent à l'up-conversion. Cette fois, l'énergie de l'ytterbium n'est pas transférée au niveau fondamental de l'erbium mais à son niveau émetteur (densité de population N_{2E}). Le taux de transfert k associé est le même que dans le cas précédent [LAP,93]. On en déduit que le nombre de transitions non radiatives (2) par seconde N_{T2} (eq.II-A-6).

$$N_{T2} = kN_{2Y}N_{2E} \quad (\text{II-A-6})$$

Chaque transition (1) apporte une quantité d'énergie $h\mathbf{u}_a$ où \mathbf{u}_a correspond à la différence de fréquence entre le niveau $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$. De la même façon, la seconde transition fournit $h\mathbf{u}_b$ où \mathbf{u}_b est liée à la différence d'énergie entre les niveaux $^4I_{9/2}$ et $^4I_{13/2}$. Au final, pour obtenir les puissances P_a et P_b , il suffit d'intégrer spatialement ces termes en prenant en compte la dépendance radiale des densités de population mises en jeu. On considère de plus que pour une tranche de milieu de 400 μm , il n'y a pas de variation longitudinale significative :

$$P_a = 2\mathbf{p}h\mathbf{n}_a kd \int_0^\infty N_{2Y}(r)[N_E - N_{2E}(r)]r dr \quad (\text{II-A-7})$$

$$P_b = 2\mathbf{p}h\mathbf{n}_b kd \int_0^\infty N_{2Y}(r)N_{2E}(r)r dr \quad (\text{II-A-8})$$

où d est l'épaisseur du milieu amplificateur et N_E la densité totale en ion Erbium.

Par le biais des équations (II-A-4), (II-A-7) et (II-A-8), on voit clairement la dépendance de la focale thermique avec la population des différents niveaux. Il ne reste donc qu'à extraire des équations cinétiques les valeurs de $N_{2Y}(r)$ et de $N_{2E}(r)$. Nous confirmons d'autre part que plus le milieu amplificateur est dopé, plus P_a et P_b sont grandes et donc, plus les focales courtes peuvent être facilement atteintes. La dépendance de P_a et P_b avec $N_{2Y}(r)$ se traduit par une relation quasi linéaire entre la puissance de pompe et l'inverse de la focale. $N_{2E}(r)$ apporte seulement une correction à cette évolution linéaire. Les densités de population exprimées ici sont déterminées en résolvant les équations cinétiques.

6. Les équations cinétiques.

Les équations cinétiques sont discutées en détail en annexe. Ceci nous permet d'écrire directement celles-ci après avoir effectué les hypothèses usuelles:

$$\frac{\partial N_{2Y}(\vec{R})}{\partial t} = \mathbf{s}_Y N_Y F(\vec{R}) - k N_{2Y}(\vec{R}) N_E(\vec{R}) \quad (\text{II-A-9})$$

$$\frac{\partial N_{2E}(\vec{R})}{\partial t} = k N_{2Y}(\vec{R}) [N_E - N_{2E}(\vec{R})] - \frac{\mathbf{s}_E c \mathbf{r}(\vec{R})}{h \mathbf{n}} [2 N_{2E}(\vec{R}) - N_E] - \frac{N_{2E}(\vec{R})}{\mathbf{t}_E} \quad (\text{II-A-10})$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \mathbf{s}_E c \int_{V_a} \frac{\mathbf{r}(\vec{R})}{h \mathbf{n}} [2 N_{2E}(\vec{R}) - N_E] d\vec{R} - \frac{1}{\mathbf{t}_c} \int_V \frac{\mathbf{r}(\vec{R})}{h \mathbf{n}} d\vec{R} \quad (\text{II-A-11})$$

Nous rappelons ici la signification des différents termes :

\vec{R} : vecteur de position.

F : Flux de photons de pompe.

q : Nombre de photons dans le mode laser.

\mathbf{r} : Densité d'énergie du mode laser.

c : Vitesse de la lumière.

$\mathbf{t}_c = \frac{2D}{c \ln(I/R)}$ est le temps de vie des photons dans la cavité et R est le coefficient de

réflexion du miroir de sortie.

V : Volume de la cavité.

V_a : Volume du milieu à gain.

\mathbf{t}_E : Temps de vie du niveau $\text{Er}(^4\text{I}_{13/2})$.

\mathbf{s}_E : Section efficace d'émission pour la transition laser.

\mathbf{s}_Y : Section efficace d'absorption pour la transition $\text{Yb}(^2\text{F}_{7/2}) \rightarrow \text{Yb}(^2\text{F}_{5/2})$.

Afin de déterminer l'état stationnaire, on annule toutes les dérivées temporelles. Ceci nous mène aux équations suivantes :

$$N_{2Y}(r) = \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r)}{k N_E} \quad (\text{II-A-12})$$

$$N_{2E}(r) = \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r) + (\mathbf{s}_E c / h \mathbf{n}) N_E \mathbf{r}(r)}{\frac{1}{\mathbf{t}_E} + \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r)}{N_E} + \frac{2 \mathbf{s}_E c}{h \mathbf{n}} \mathbf{r}(r)} \quad (\text{II-A-13})$$

$$\frac{W_0^2}{4} \left(\frac{1}{2 \mathbf{s}_E c \mathbf{t}_c} \frac{D}{d} + \frac{N_E}{2} \right) = \int_0^\infty G_0(r) \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(0) G_p(r) + (\mathbf{s}_E c / h \mathbf{n}) N_E \mathbf{r}(0) G_0(r)}{\frac{1}{\mathbf{t}_E} + \mathbf{s}_Y \frac{N_Y}{N_E} F(0) G_p(r) + \frac{2 \mathbf{s}_E c}{h \mathbf{n}} \mathbf{r}(0) G_0(r)} r dr \quad (\text{II-A-14})$$

où $G_0(r)$ et $G_p(r)$ représentent respectivement la distribution radiale du mode laser et du spot de pompe sur le verre.

$$\mathbf{r}(r, \mathbf{q}, z) = \mathbf{r}(r) = \mathbf{r}(0) G_0(r), \text{ avec } G_0(r) = \exp[-2r^2 / W_0^2]. \quad (\text{II-A-15})$$

$$F(r, \mathbf{q}, z) = F(r) = F(0) G_p(r), \text{ avec } G_p(r) = \exp[-2r^2 / W_p^2]. \quad (\text{II-A-16})$$

où W_p et W_0 sont le rayon de la pompe et du mode laser sur le verre.

L'équation (II-A-12) montre que le profil transverse de l'inversion de l'ytterbium suit la dépendance radiale imposée par la géométrie de la pompe. Il n'est pas affecté par le transfert d'énergie vers l'erbium dans la mesure où quelle que soit l'inversion de l'erbium le transfert est le même : s'il ne se fait pas vers le niveau fondamental, il se fait vers le niveau émetteur avec la même efficacité caractérisée par k . Par conséquent, l'évolution de N_{2Y} ne dépend pas du fait que le laser fonctionne ou pas.

Il n'en va pas de même pour N_{2E} dont l'expression est directement reliée à \mathbf{r} la densité d'énergie du mode laser (eq.(II-A-13)). Cette dépendance insérée dans les équations (II-A-7)

et (II-A-8) montre l'existence de deux formulations de la focale thermique suivant que le laser émette ou pas. Nous donnons ici l'expression de $N_{2E}(r)$ pour les deux états du laser :

$$\text{Le laser émet: } N_{2E}(r) = \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r) + (\mathbf{s}_E c / h\mathbf{n}) N_E \mathbf{r}(r)}{\frac{1}{\mathbf{t}_E} + \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r)}{N_E} + \frac{2\mathbf{s}_E c}{h\mathbf{n}} \mathbf{r}(r)} \quad (\text{II-A-17})$$

$$\text{Le laser est éteint: } N_{2E}(r) = \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r)}{\frac{1}{\mathbf{t}_E} + \frac{\mathbf{s}_Y N_Y F(r)}{N_E}} \quad (\text{II-A-18})$$

Il ne reste donc qu'à résoudre le système des équations (II-A-12), (II-A-13) et (II-A-14) pour connaître le comportement du laser en fonction de la puissance de pompe. Nous rappelons que ce système prend en compte l'allure radiale des faisceaux et leur évolution avec la focale thermique. La seule hypothèse étant que le faisceau de pompe et le mode du laser conservent à tout moment une symétrie radiale gaussienne.

Pour chaque valeur de la fluence de pompe $F(0)$, les inconnues du système d'équations sont W_o et $\mathbf{r}(0)$, deux valeurs dépendantes l'une de l'autre étant donnée la dépendance de la focale avec le signal laser. Si nous imposons $\mathbf{r}(0)$, nous sommes en mesure de déterminer W_o : il nous suffit donc de faire varier $\mathbf{r}(0)$ et la solution du problème se trouve à l'intersection des droites représentant le terme de droite et celui de gauche de l'équation II-A-14 (méthode de Newton).

9-Exploitation de la courbe théorique.

Cette technique nous a permis de reconstituer la courbe expérimentale de la figure (II-A-2). La figure théorique (II-A-10) tracée pour les paramètres de l'expérience représente également l'évolution de la focale thermique avec et sans laser en fonction de la pompe. La courbe de rendement est en bon accord avec l'expérience. Nous retrouvons la forme arrondie qui est liée à la variation du recouvrement du spot de pompe par le mode. La première

remarque est que sur le chemin aller, l'extinction n'est pas due au fait que la cavité soit devenue instable : la courbe (b) « *laser on* » ne franchissant pas la limite de stabilité. Le laser s'éteint parce que le recouvrement est devenu tellement mauvais que l'on passe sous le seuil.

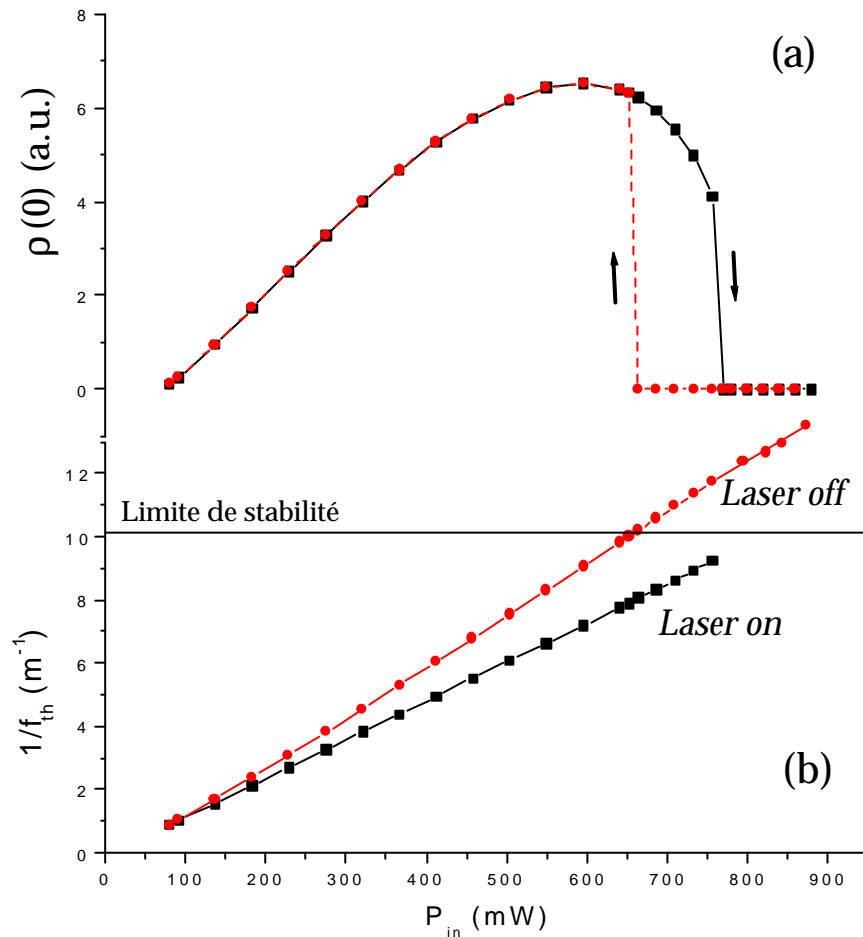


Figure II-A-10 : Courbe de rendement théorique (a) et évolution de la focale thermique avec et sans laser en fonction de la pompe (b). Les carrés sont utilisés pour l'aller et les ronds pour le retour.

Quand le laser s'éteint, la focale thermique bascule sur la courbe « *laser off* » et la cavité devient alors instable. Si on augmente la puissance de pompe, le laser reste éteint car la cavité demeure instable. Si on diminue la puissance de pompe, on décrit la courbe « *laser off* » et donc l'oscillation laser ne redémarre que lorsque les conditions de stabilité sont satisfaites.

Nous avons donc pu montrer théoriquement que les causes de l'extinction (et du redémarrage) du laser étaient, dans le cas présent, mixtes : problème de recouvrement et stabilité de la cavité.

Plus qu'une simple curiosité expérimentale, ce phénomène de bistabilité peut être utilisée pour remonter aux propriétés thermiques du verre.

10.Détermination de la constante A.

Jusqu'à présent nous avons sous-entendu que la constante A de l'équation (II-A-4) était parfaitement connue. En fait, cette constante dépend d'un grand nombre de paramètres du matériau que nous ne connaissons pas forcément [KOE,99]. Il peut donc être avantageux de déterminer expérimentalement cette constante en contournant cette complexité. Notre seule hypothèse sera que la linéarité de la focale thermique avec l'inverse de la puissance de la pompe est effectivement respectée (eq II-A-5).

Il existe de nombreuses techniques pour mesurer une focale thermique et elles sont toutes plus ou moins difficiles à mettre en œuvre [alignement d'un faisceau sonde, analyseur de faisceau]. Dans notre cas, il existe une puissance de pompe particulière pour laquelle nous connaissons avec exactitude la valeur de la focale. Effectivement, sur le chemin retour de la courbe de rendement, nous avons démontré que l'oscillation laser redémarrait quand la limite de stabilité de la cavité était atteinte. Or, celle-ci correspond au cas $f_{th}=D$. Il suffit donc de connaître avec exactitude la longueur de la cavité pour obtenir la focale thermique. En outre, en utilisant les équations précédemment établies, il nous est possible d'exprimer P_H en fonction de la puissance incidente de pompe. La connaissance de ces deux grandeurs nous permet d'estimer la valeur de la constante A .

La longueur de la cavité peut être déterminée avec une grande précision dans la mesure où le coupleur de sortie est monté sur une table de translation micrométrique. D'autre part, nous possédons une longueur de cavité qui peut nous servir de référence : $D=R_C$. Pour s'en persuader, il suffit de reprendre la figure (II-A-7) qui représente le diagramme de stabilité de la cavité. Si nous nous plaçons au point E, le laser oscille pour des cavités supérieures à R_C alors qu'il n'y a pas d'oscillation laser si on diminue la longueur de la cavité.

Expérimentalement, cette limite est très nettement marquée fixant avec précision la valeur étalon $D=R_C$ et par déduction toutes les autres longueurs de cavités.

Pour obtenir la valeur de la constante A avec une plus grande précision, nous avons tracé plusieurs courbes de bistabilité pour plusieurs longueurs de cavité. Nous avons laissé la focalisation de la pompe sur le verre inchangée de telle sorte que W_p reste constant (nous rappelons que A est une fonction de W_p). Pour le réglage de la pompe retenu, nous obtenons une valeur constante de A quelle que soit la longueur de la cavité : $A=3.2 \cdot 10^{-2} Wm$.

Cette méthode est généralisable à tous les milieux présentant un effet de lentille. La seule condition contraignante est de travailler avec des longueurs de cavité proche de la valeur de la focale thermique. Il est donc nécessaire que cette focale soit relativement courte pour éviter que les pertes induites par des cavités trop longues ne soient rédhibitoires.

11. Peut-on observer de la bistabilité optique pour des cavités dont la longueur est supérieure à R_C ?

Si on examine le diagramme de stabilité de la cavité pour $D>R_C$ (figure II-A-7), on devrait parcourir le chemin passant par les points B et C quand la pompe augmente. Au niveau du point C, le laser s'éteint car la cavité devient instable et il n'existe aucune raison pour qu'il n'y ait pas de bistabilité. D'ailleurs, le modèle montre cela. Toutefois, la figure expérimentale (II-A-11) qui correspond à ce cas de figure ne montre pas de zone de bistabilité. La raison est relativement simple : sur le diagramme de stabilité, on voit que le point C est atteint pour des valeurs de focale relativement petites qui correspondent à des puissances de pompe trop importantes pour être atteintes. De plus, il est probable que pour de tels flux de photons incidents, le verre subirait des dommages.

Comme pour la courbe de rendement de la figure II-A-2, l'allure n'est pas linéaire en raison de la variation de recouvrement entre la pompe et le mode laser. La seule nouveauté vient de la valeur du seuil extrêmement élevée. En fait, le seuil ne répond pas à la définition usuelle qui veut que l'inversion de population ait atteint une valeur suffisante pour dépasser les pertes intra cavité. Pour de telles puissances de pompe, ce seuil est largement dépassé.

Dans notre cas, le laser se met à osciller uniquement quand la focale thermique rend la cavité stable (point B). Par contre, le fait que l'extinction du laser soit fixée pour des valeurs beaucoup plus courtes de la focale permet d'atteindre des puissances de sorties bien plus importantes.

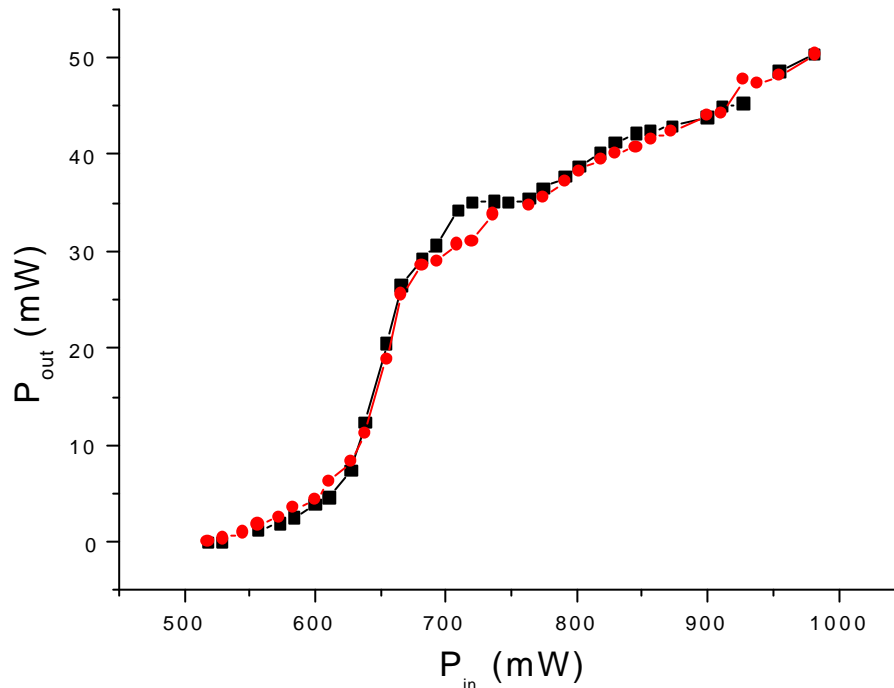


Figure II-A-11 : Courbe expérimentale de rendement pour $D > R_C$.

12. Pourquoi personne n'a reporté cette observation ?

Nous nous sommes posés une question relativement naturelle dans la mesure où le verre Kigre est le matériau probablement le plus couramment utilisé pour fabriquer des lasers solides à $1.5\mu\text{m}$: pourquoi personne ne fait état de cette bistabilité dans la littérature ?

La première réponse peut être liée au fort dopage de notre matériau. Les équations (II-A-7) et (II-A-8) tendent à prouver que plus la concentration en dopant est importante plus les focales générées sont courtes. Toutefois, bien que la concentration de notre milieu soit

probablement l'une des plus importantes rencontrées dans la littérature, elle n'a rien d'extravagant et de nombreux travaux ont utilisé des proportions voisines [TAC,95-ALO,01]. En fait, de telles quantités d'ions sont souvent choisies afin d'optimiser le comportement du laser en cavité de type micro laser. Dans ce cas, la focale thermique joue un rôle plutôt bénéfique dans la mesure où la cavité plan-plan est transformée en cavité sphérique stable. Il n'y a donc pas de raison a priori pour que le laser s'éteigne.

D'autre part, nous avons essayé d'observer de la bistabilité avec le verre utilisé dans la seconde partie afin de réaliser des lasers déclenchés. L'échantillon a une concentration en ytterbium égale à 0.88 fois celle que nous considérons jusqu'à maintenant. Le facteur multiplicatif est de 0.73 en ce qui concerne l'erbium. L'épaisseur du milieu est de $710\mu\text{m}$. La focale est plus grande dans la mesure où nous ne parvenons pas à éteindre le laser avec $R_C=10\text{cm}$ pour des réglages comparables à ceux utilisés précédemment. Pour observer la bistabilité, il faut aller la chercher pour des configurations non optimales. En effet, vu que les focales thermiques mises en jeu sont trop longues pour éteindre le laser, il faut l'éteindre en utilisant le désaccord de recouvrement entre la pompe et le mode laser ou en plaçant un obstacle dans la cavité. Le principe de base de notre observation est représenté sur la figure II-A-12.

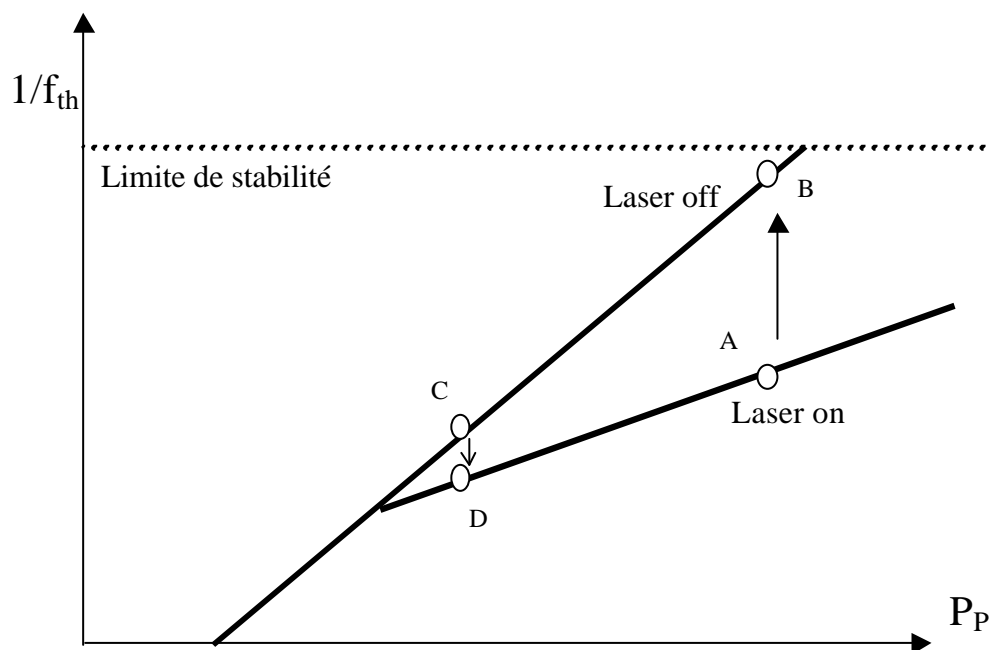


Figure II-A-12 : Bistabilité sans rendre la cavité instable.

Nous allons maintenant décrire le cycle bistable suivi par le laser. Comme précédemment, le laser commence par franchir le seuil et la focale suit alors la courbe «*laser on*» jusqu'à ce que nous repassions en dessous du seuil à cause des problèmes de recouvrement au point A. La focale saute alors au point B qui peut ne pas être dans la zone d'instabilité de la cavité. Le laser n'émet toujours pas car le recouvrement est moindre (figure II-A-6). Si nous augmentons la puissance de pompe, l'oscillation laser ne reprend pas.

Quand la puissance de pompe décroît, la focale thermique évolue sur la courbe «*laser off*» jusqu'à ce que le recouvrement soit satisfaisant (point C). Notons au passage que ce recouvrement «seuil» ne correspond pas forcément à la même focale que pour l'extinction car à focale équivalente la puissance de pompe n'est pas la même. Ce manque d'information sur la valeur réelle de la focale thermique lors de l'extinction nous empêche d'utiliser la méthode précédente pour déterminer la focale thermique. D'autre part, il faut noter que le recouvrement initial doit être particulièrement mauvais pour qu'il puisse faire passer le laser sous le seuil en augmentant la puissance de pompe malgré des focales relativement longues : les rendements sont donc très mauvais.

Un phénomène de bistabilité similaire a été reporté dans la littérature [LEE,85] pour le GGG:Nd : la courbe présentant la bistabilité pour ce milieu est semblable à celle de la figure I-A-2. Toutefois, les puissances de pompes mises en jeu, de l'ordre de quelques kilowatts sont sans aucune commune mesure avec celles de notre dispositif expérimental (moins d'un watt). Les auteurs attribuent cette bistabilité à deux effets de lentille dont l'un est dépendant de la puissance de pompe alors que l'autre est fonction de la puissance de sortie du laser ; malgré tout ils ne proposent aucun modèle permettant de simuler leurs résultats.

13. Conclusion et perspectives.

Nous avons montré au cours de cette partie qu'une prise en compte de la nature radiale du problème était nécessaire pour expliquer les différentes observations expérimentales. Le premier effort a consisté à insérer cette dépendance au niveau du milieu amplificateur. En effet, les pertes engendrées par la réabsorption dans les lasers trois niveaux sont telles qu'elles peuvent éteindre le laser. Il faut donc que le modèle distribue spatialement la zone de gain et la zone où il y a réabsorption. Cette prise en compte permet d'expliquer en partie l'extinction

mais également l'allure non linéaire de la courbe de rendement liée à l'évolution de la focale thermique avec la pompe. Là encore, l'expression de cette focale tient compte de la distribution radiale de l'inversion de population à la fois pour l'erbium et pour l'ytterbium. Un tel niveau de détail a permis de mettre en évidence l'existence d'un important écart entre la valeur de la focale thermique avec et sans oscillation laser.

Le modèle a ainsi permis de retracer fidèlement la courbe de rendement du laser montrant une zone de bistabilité. Nous avons également pu placer les courbes représentant les focales thermiques avec et sans laser dans un diagramme de bistabilité permettant d'identifier les causes de l'extinction ou du redémarrage de l'oscillateur : stabilité de la cavité ou recouvrement entre la pompe et le mode laser. L'analyse de ces résultats nous a permis de mettre au point une méthode originale pour mesurer la valeur d'une focale générée par un milieu à gain. La seule restriction étant de travailler avec des cavités dont le coupleur de sortie possède un rayon de courbure voisin de la focale thermique. Nous avons également vu que la bistabilité était également observable pour des verres plus faiblement dopés. Toutefois, cette observation reste anecdotique dans la mesure où le laser n'est pas idéalement réglé. De plus, les informations qui en sont extraites sont limitées.

Quand un milieu est fortement dopé, il faut s'attendre à ce que son comportement dynamique soit affecté par ce taux de dopage : le laser peut alors fonctionner en régime pulsé malgré un pompage continu. Une de nos précédentes études [FRO,00] a démontré que lorsque les dipôles étaient suffisamment proches les uns des autres, ils interagissaient modifiant ainsi de façon significative la dynamique du laser. Dans le cas de notre échantillon, il est peu probable que la densité du milieu permette d'observer ce genre d'interactions. Malgré tout, nous avons connaissance du comportement auto pulsé des fibres fortement dopé en erbium [DAN,98-SAN,93-SAN,95]. Ces travaux nous ont amenés à chercher les conditions requises pour notre milieu afin qu'il fonctionne en auto pulsé. Nous avons effectivement pu relever une dynamique particulière du laser en défocalisant fortement la pompe. Cette dynamique est comparable à celle relevée dans les fibres où elle était attribuée à la formation de paires d'ions. Nous avons donc caractérisé cette dynamique plus en détail. Nous ne rédigeons pas cette partie dans ce chapitre car elle ne concerne en aucun cas les effets transverses. La dynamique de ce laser est donc traitée en annexe [FRO,02].

B-Diffraction sur une tache de gain

1-Introduction

Dans la partie précédente, nous avons étudié les conséquences d'un mauvais recouvrement spatial entre la taille du faisceau de pompe et celui du mode imposé par la cavité dans le cas particulier d'un laser à trois niveaux. Pour un laser à quatre niveaux, nous nous attendons à des conséquences moins importantes. En effet, si on suppose que le mode est plus large que le spot de pompe dans le milieu, il n'y a pas ici d'absorption du rayonnement laser par le milieu.

Malgré tout, nous allons montrer qu'un faisceau de pompe trop petit peut engendrer un mode fondamental annulaire dans le champ lointain du laser. La partie expérimentale de cette étude a été réalisée par le docteur Gilles Martel de l'Université de Rouen. Nous avons quant à nous élaboré le modèle théorique. Dans la première partie, nous allons fournir une description des observations expérimentales. La seconde partie permettra de mettre en place un modèle théorique afin d'expliquer le profil radial d'intensité en champ lointain du laser considéré dans l'expérience.

2-Le dispositif expérimental.

Le laser quatre niveaux considéré est une tranche de Nd:YVO₄. Ce matériau est utilisé dans des applications de métrologie [OKA,95-YAN,00], de blocage de mode [YAN,00-COU,99-KRA,99], de doublage [MAC,94-SAS,91-CHE,97-HUA,98] ou pour l'étude de la dynamique temporelle de lasers couplés longitudinalement [PED,95] ou transversalement [MOL,98-MOL,00-BOU,00]. L'intérêt de ces lasers est qu'ils présentent une forte section efficace d'absorption pour la pompe et une forte section efficace d'émission stimulée pour la transition laser. Notre échantillon possède une concentration en Nd de 2% et est coupé suivant l'axe *c*. C'est un parallélépipède de 5×5mm possédant une épaisseur $l=0,5$ mm fixé sur une

B-Diffraction sur une tache de gain.

monture de cuivre refroidie par Peltier qui maintient sa température à 290K. L'une des faces du cristal réfléchit totalement la longueur d'onde du signal ($\lambda_s = 1,066\mu m$) et l'autre côté est traité anti-reflet à cette longueur d'onde. Le reste de la cavité de longueur d_{cav} (figure II-B-1) est constitué par un miroir concave externe de rayon de courbure $R_C=100mm$ et de transmission $T=2\%$.

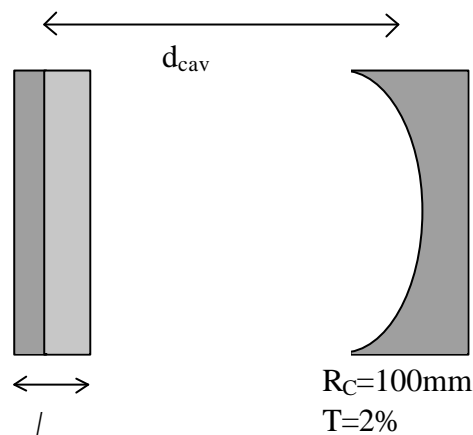
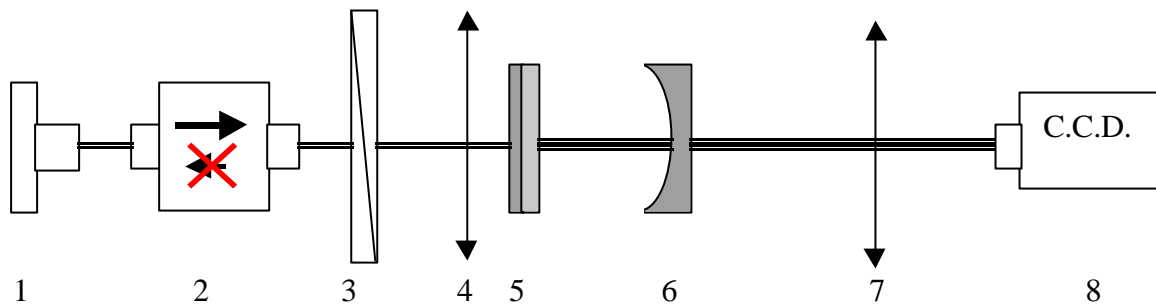


Figure II-B-1 : Configuration de la cavité.

Le faisceau de pompe est fourni par une diode laser (SDL 5422-H1) de 150mW stabilisée en température. Si on lui impose un courant largement supérieur au seuil, la diode émet un signal monomode longitudinal. Cette observation a été vérifiée en traçant le spectre d'émission de la diode avec un analyseur de spectre optique (ADVANTEST-Q8384). Le courant et la température de la diode restent constants durant toute l'expérience. Afin d'ajuster la puissance de pompe, un atténuateur variable est utilisé. Le fait de garder constants les deux paramètres gouvernant l'émission de la diode permet de fixer sa longueur d'onde à $\lambda_p = 808,7nm$, ce qui correspond au centre de la bande d'absorption du milieu à gain. Malgré les optiques de collimation, (kit AMS-54/E), le faisceau de pompe demeure fortement elliptique dans un rapport $4 \times 1mm$. Pour que le laser de pompe ne soit pas affecté par les différentes réflexions sur les optiques, on insère un isolateur optique de Faraday. La puissance de pompe incidente est mesurée après l'isolateur et l'atténuateur variable. Le faisceau est ensuite focalisé sur le microlaser avec un objectif de microscope traité anti-reflet à la longueur d'onde de la pompe ($\times 20$; N.A.=0,35).

B-Diffraction sur une tache de gain.

En sortie, le profil transverse est enregistré sur une caméra CDD (model WinCam-PCI beam profiler). Cette caméra est placée dans le plan focal d'une lentille de focale égale à 150mm placée à 250mm du coupleur de sortie. La figure (II-B-2) résume schématiquement l'ensemble du dispositif expérimental.



1. diode de pompe
2. isolateur de Faraday
3. atténuateur variable
4. objectif de microscope
5. cristal Nd :YVO4 (avec le miroir plan)
6. miroir concave
7. lentille $f=150\text{mm}$
8. caméra CCD

Figure II-B-2 : Dispositif expérimental.

Ce dispositif expérimental va nous permettre d'étudier l'influence de la taille du faisceau de pompe dans le cristal sur la distribution radiale de l'intensité dans le champ lointain du laser.

3-Définition de la largeur des faisceaux de pompe et du mode.

La figure II-B-3 montre la géométrie du faisceau de pompe focalisé dans le cristal.

B-Diffraction sur une tache de gain.

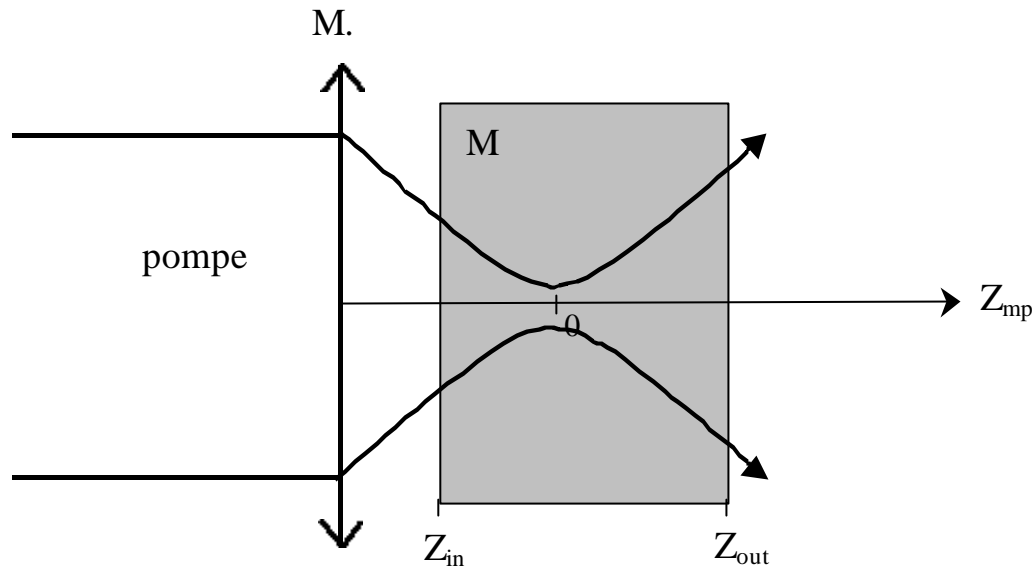


Figure II-B-3 : Focalisation du faisceau de pompe dans le cristal

L'origine de l'axe z_{mp} est fixé par le plan focal de la lentille. Dans ce plan, le rayon du faisceau de pompe est minimum et vaut W_{op} . L'évolution du rayon W_p avec z_{mp} est donnée par :

$$W_p(z_{mp}) = W_{op} \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{z_{mp}}{z_R} \right)^2} \quad (\text{II-B-1})$$

où $z_R = \frac{n p W_{op}^2}{I_p}$ est la distance de Rayleigh dans le milieu d'indice de réfraction $n=2$.

Le facteur M^2 a été expérimentalement mesuré [MAR,00] : $M^2=3$.

La position du plan d'entrée (de sortie) Z_{in} (Z_{out}) du milieu actif est modifié en translatant l'objectif de microscope : on peut ainsi faire varier Z_{in} de 0 à $-l$ (Z_{out} de l à 0) (où l est

B-Diffraction sur une tache de gain.

l'épaisseur du milieu amplificateur). Bien-sûr, si nous focalisons le faisceau de pompe au centre du cristal $Z_{in} = -l/2$ et $Z_{out} = l/2$.

Dans le modèle théorique, nous supposons le milieu infiniment mince et le spot de pompe gaussien de rayon \overline{W}_g . \overline{W}_g est calculé en moyennant $W_p(z)$ le long du milieu actif :

$$\overline{W}_g = \frac{1}{l} \int_{Z_{in}}^{Z_{out}} W_p(z) dz_{mp} \quad (\text{II-B-2})$$

\overline{W}_g varie de $10\mu\text{m}$ à $30\mu\text{m}$ quand Z_{in} évolue de $-l/2$ à 0 .

Cette évolution reproduit plutôt bien les changements de volume pompé quand on translate l'objectif de microscope. La figure II-B-4-a montre que dans le plan focal de l'objectif de microscope, le faisceau de pompe possède un profil radial dont la symétrie est quasiment circulaire. Plus on s'éloigne du plan focal, plus le profil radial redevient elliptique. Néanmoins, dans un souci de simplicité, nous supposerons dans notre modèle que la symétrie circulaire est respectée.

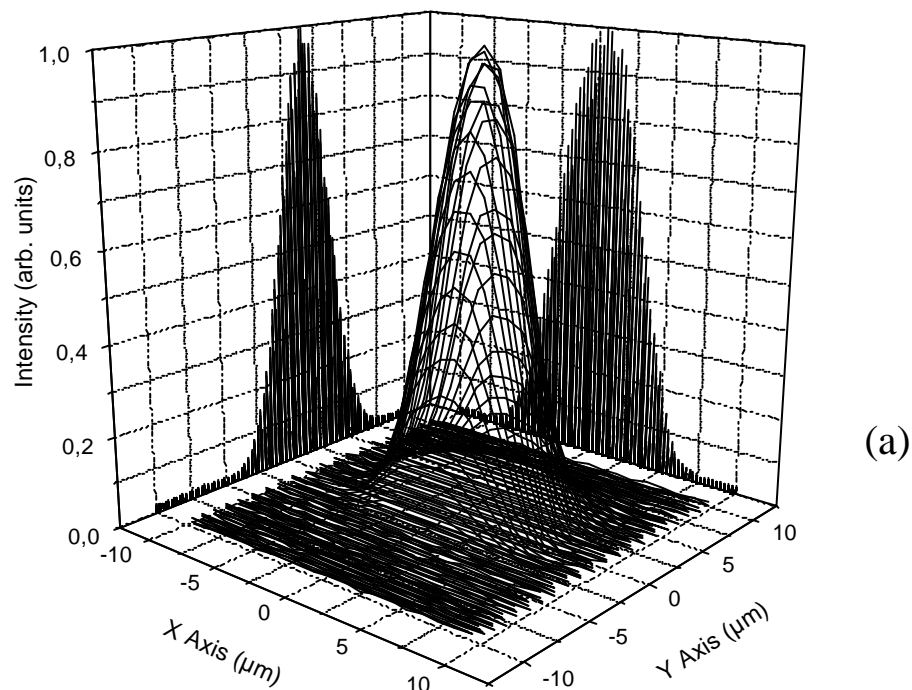
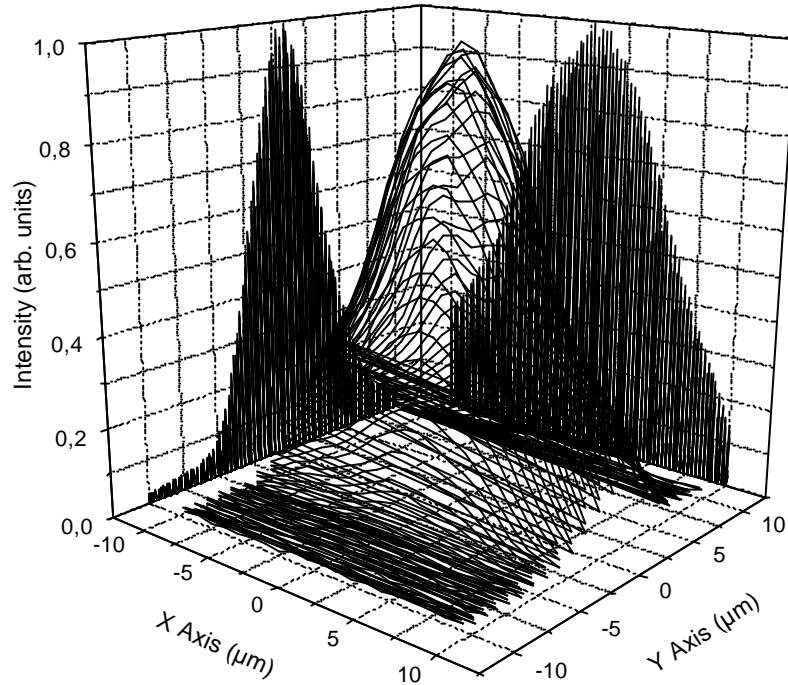


Figure II-B-4-a : Profil transverse de la pompe dans le plan focal de l'objectif de microscope (géométrie circulaire).

B-Diffraction sur une tache de gain.



(b)

Figure II-B-4-b : Profil transverse de la pompe à $50\mu\text{m}$ du plan focal (profil elliptique).

Une autre grandeur intéressante est le rayon du mode laser sur le miroir plan W_{ol} .

$$W_{ol}^2 = \frac{I}{P} \sqrt{d_{cav} (R_C - d_{cav})} \quad (\text{II-B-3})$$

A partir de ces deux rayons, on peut définir un paramètre Y qui traduit la qualité du recouvrement entre les deux faisceaux :

$$Y = \frac{\overline{W_g}}{W_{ol}} \quad (\text{II-B-4})$$

B-Diffraction sur une tache de gain.

Quand $Y \gg 1$, le laser est capable d'osciller sur des modes transverses d'ordre élevés. Il est d'autre part bien connu qu'une configuration idéale pour que le laser oscille sur le mode gaussien TEM_{00} est obtenue quand $Y \gg 1$.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons au profil radial du laser en champ lointain pour $Y \ll 1$ où seule la région centrale du mode est amplifiée. La figure II-B-5 montre la courbe de rendement du laser. Des profils transverses sont également représentés à la fois près du seuil et loin du seuil. Nous voyons clairement que le mode fondamental est constitué d'anneaux concentriques.

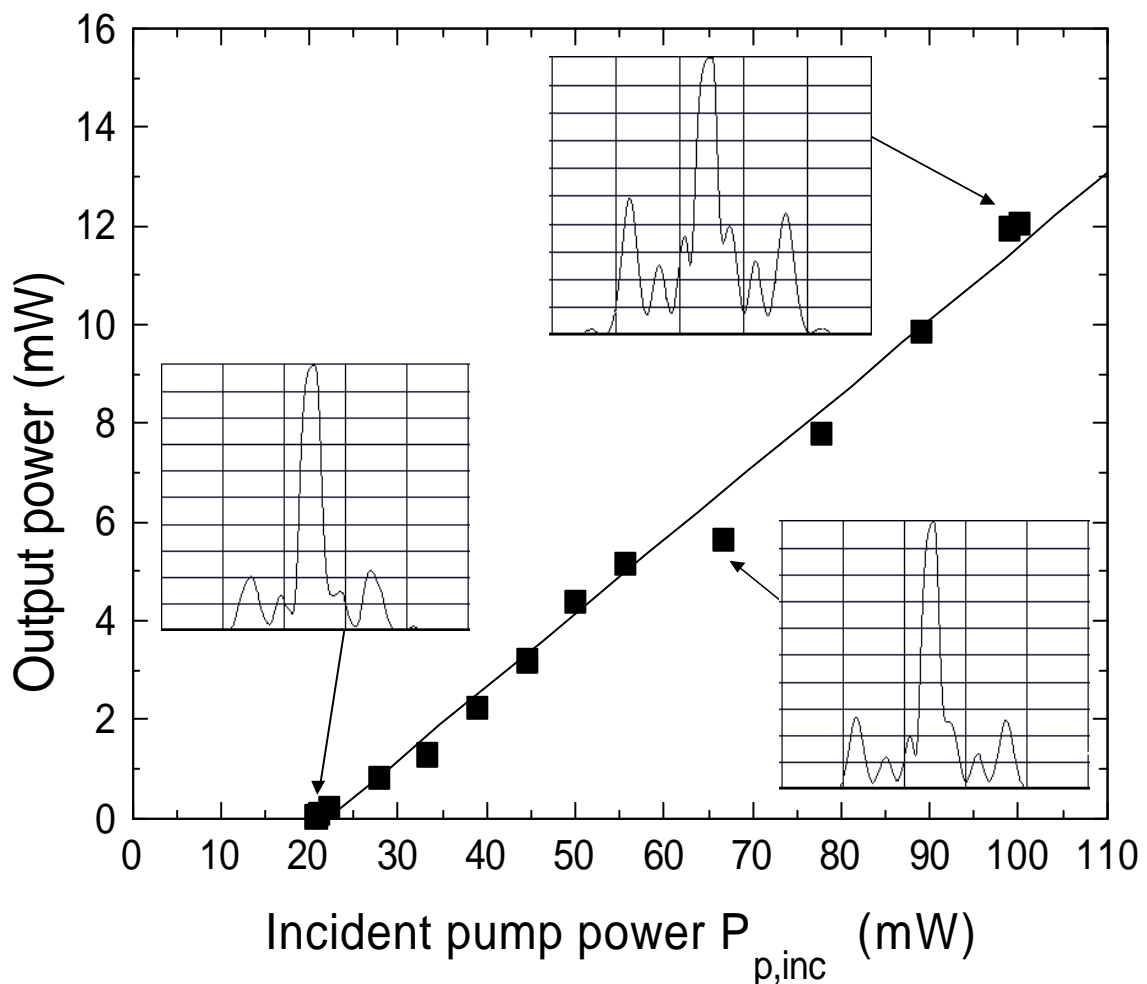


Figure II-B-5 : Evolution du profil radial avec la puissance de pompe.

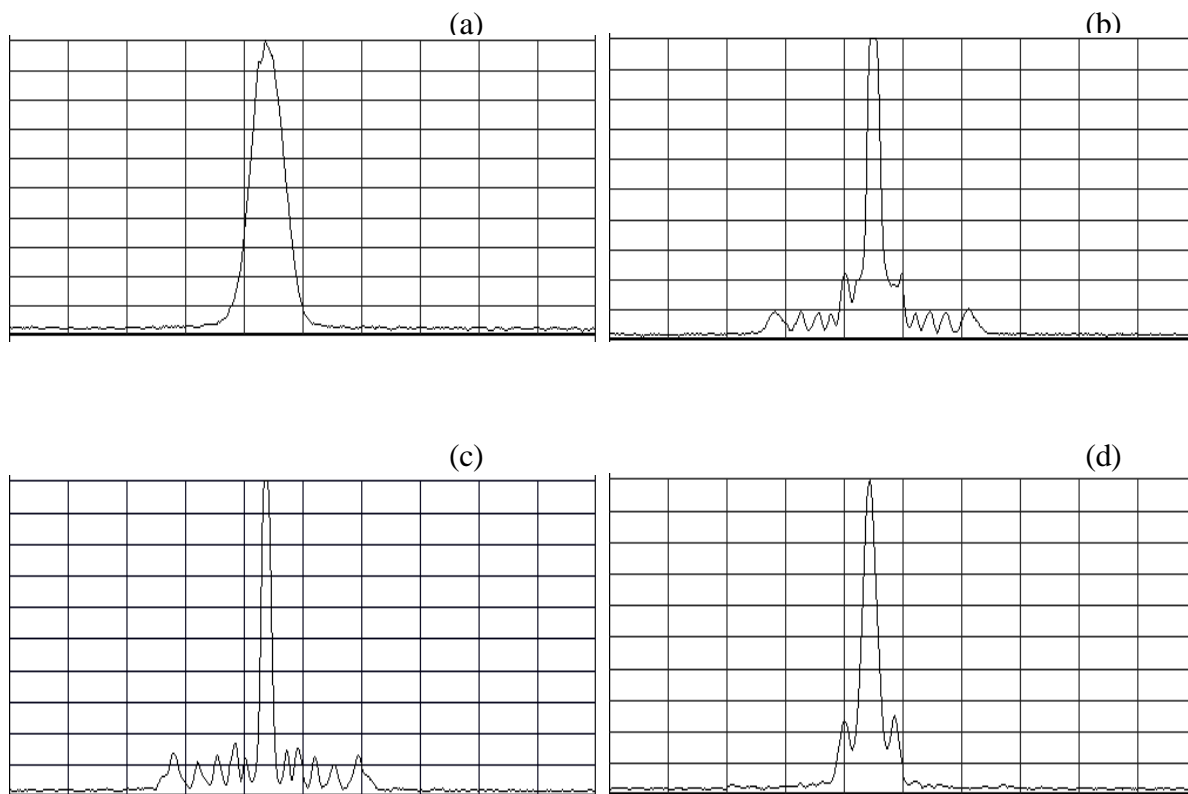
$$d_{cav}=13,16\text{mm.}$$

B-Diffraction sur une tache de gain.

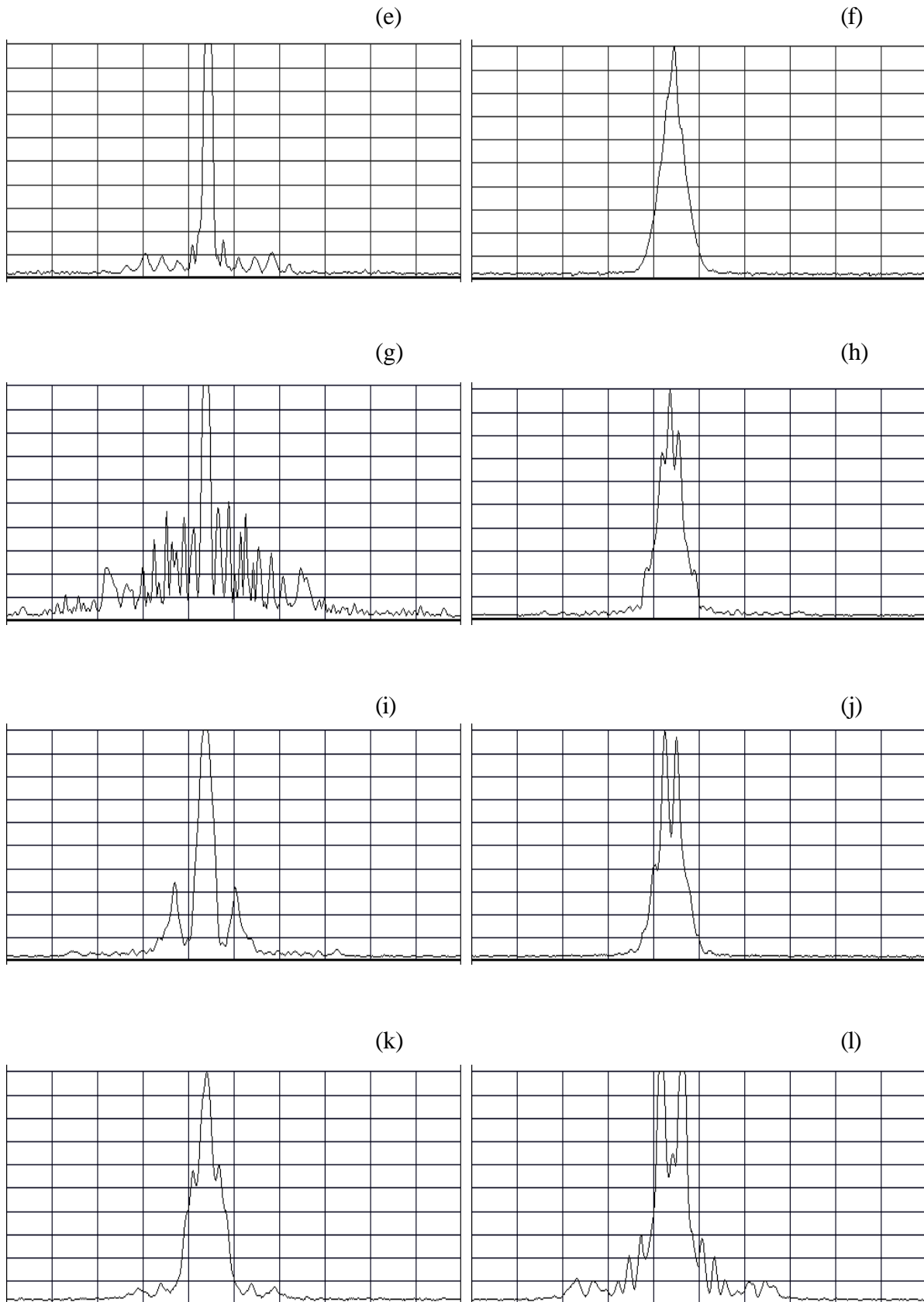
Deux observations nous permettent d'affirmer qu'il s'agit bien du mode fondamental :

- Les anneaux apparaissent dès que le seuil est franchi. (Par définition, le mode qui oscille au seuil est le mode fondamental.)
- Si on place un diaphragme près du miroir concave et qu'on le ferme progressivement, le profil radial ne subit pas de changement. Seule la puissance de sortie décroît.

Nous focalisons à présent la pompe au centre du milieu à gain (c'est à dire $\overline{w}_g \approx 10\mu m$). Nous faisons alors varier la longueur de la cavité d_{cav} dans une plage tolérée par l'expérience correspondant à une variation de Y de 0,99 à 0,11. La figure II-B-6 représente les différents profils transverses obtenus dans ces configurations.



B-Diffraction sur une tache de gain.



B-Diffraction sur une tache de gain.

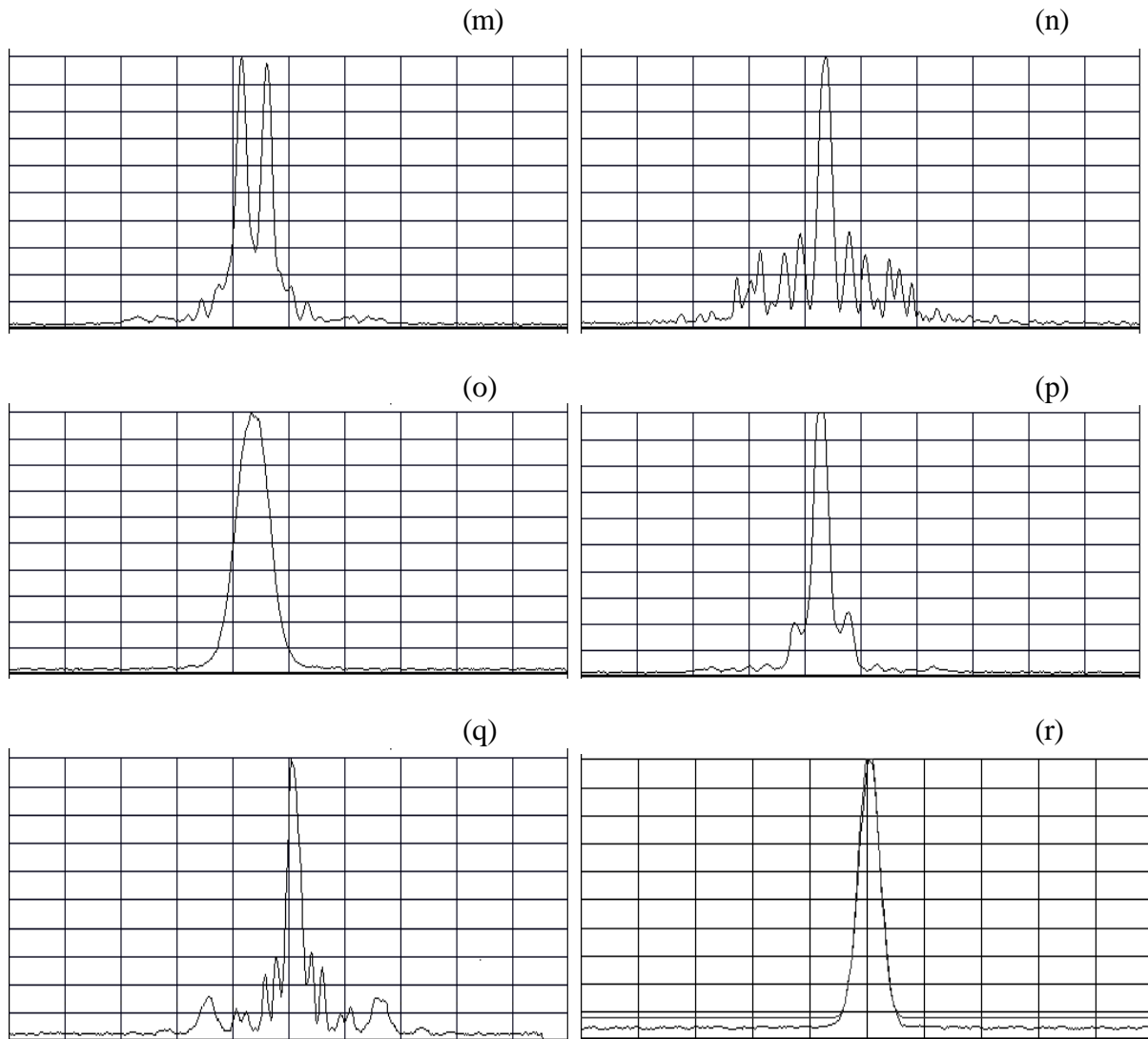


Figure II-B-6 : Profil transverse en fonction de la longueur de la cavité de (a) à (r) d_{cav} vaut : 6.48, 7.74, 8.44, 8.99, 9.36, 9.44, 11.5, 12.12, 12.19, 12.22, 13.7, 13.87, 13.95, 14.42, 14.52, 14.69, 15.88, 15.96 (en mm).

La puissance de pompe a été maintenue à 1,2 fois la puissance de seuil pour les graphiques de la figure II-B-6. On peut également noter qu'aucun anneau ne peut être obtenu quand le faisceau de pompe est focalisé en dehors du cristal de Nd:YVO₄, c'est-à-dire pour $\overline{w}_g \geq 30\text{mm}$ soit $Y \geq 0,3$.

De plus, la symétrie radiale parfaite des profils traduit le parfait alignement de la cavité. En effet, si on dérègle légèrement la cavité des modes supérieurs d'Hermite-Gauss apparaissent : ils traduisent la brisure de symétrie.

Excepté pour des longueurs discrètes de la cavité données à la figure II-B-6, c'est à dire pour la plupart des longueurs, un mode fondamental gaussien est observé. Un exemple de profil gaussien est donnée par les figures (a), (o) et (r). De tels points où le mode passe d'un profil gaussien vers un mode annulaire ont déjà été reportés dans la littérature [FLO,90-FRA,92-ZHA,99-WU,99-SER,99].

Flood [FLO,90] est le premier à avoir observé de telles transitions. Toutefois, ces observations concernent des cavités instables.

Frauchiger [FRA,92] étudie la génération de modes annulaires pour de fortes valeurs de la pompe. L'interprétation fournie est basée sur les aberrations induites par la focale thermique. De plus pour maintenir un profil radial constant, il faut réduire la taille de la cavité quand la puissance de pompe est augmentée. Dans notre cas, le profil reste stable quelle que soit la puissance de pompe, sans avoir à ajuster la cavité.

Zhang [ZHA,99] et Wu [WU,99] ont indépendamment et simultanément vu des modes transverses « non gaussien » pour des longueurs de cavités particulières. Leur explication est basée sur une analyse fréquentielle pour les modes transverses d'ordre élevé qu'ils soient d'Hermite-Gauss ou de Laguerre-Gauss. Dans leur modèle, les transitions de profils radiaux sont dues à du « blocage de mode « fréquentielle » » entre les différents modes TEM_{mn} ($m \neq n$). Ce modèle explique particulièrement bien l'apparition discrète des modes annulaires. Toutefois, nous observons expérimentalement un nombre de transitions plus important que celui prédit par cette théorie.

Dans son modèle, Serrat [SER,99] ramène la cavité à une cavité parallèle plane entièrement occupée par le milieu, lui-même supposé équivalent à une lentille. Contrairement au modèle que nous proposons, la localisation des différents éléments ne peut pas être prise en compte. Or il a été démontré précédemment [AIT,92] que la courbure locale du front d'onde joue un rôle important dans la diffraction. Par exemple, l'apparition des modes annulaires n'est prédite que pour des cavités présentant de fortes pertes [SER,99] alors que nous les observons avec des pertes faibles.

Au paragraphe suivant, nous proposons notre modèle basé sur la diffraction sur une tache de gain.

4-Modèle théorique.

a) Définition des différents paramètres

Pour commencer, rappelons les propriétés du mode fondamental d'une cavité comprenant un diaphragme. Il est bien connu qu'une cavité diaphragmée possède un mode fondamental dont le profil radial en champ proche peut faire penser à un mode transverse d'ordre supérieur. En champ lointain, ce profil redevient quasiment gaussien [KEL,87-WAN,91]. Il dépend de l'ouverture du diaphragme, du type de trou (trou simple ou diaphragme apodisant gaussien) et de la courbure du front de phase incident sur le trou d'amplitude [AIT,92-KEL,87-WAN,91-AIT,97].

Si on raisonne par analogie, on peut facilement comprendre que les structures observées en champ lointain résultent de la diffraction sur un diaphragme de gain avec $Y \ll 1$, c'est à dire $w_{ol} \gg \overline{w}_g$. La focalisation du faisceau dans le milieu à gain (4 niveaux) crée un diaphragme de rayon \overline{w}_g caractérisé par sa transmission $t(r)$ pour le champ:

$$t(r) = 1 + G_o \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w_g^2}\right) \quad (\text{II-B-5})$$

où G_o est la valeur sur l'axe du gain petits signaux.

Remarquons que la saturation n'est pas prise en compte et donc le modèle est d'autant plus valide que l'on est près du seuil. La lentille thermique induite par le faisceau de pompe est intégrée au modèle par le biais des paramètres géométriques:

$$g_1 = 1 - \frac{d_{cav}}{f_{therm}} \quad (\text{II-B-6})$$

$$g_2 = 1 - \frac{d_{cav}}{R_c} \quad (\text{II-B-7})$$

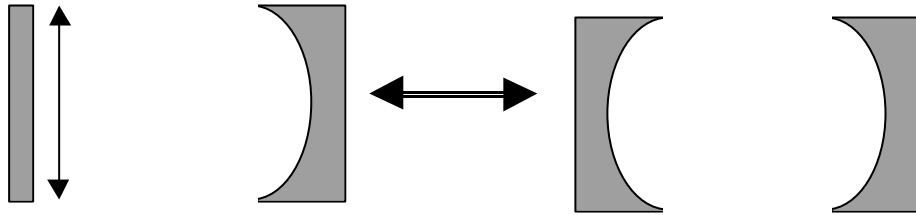


Figure II-B-7 : Schéma de la cavité équivalente.

Nous restons dans le cadre des cavités stables, c'est à dire $0 < g_1 g_2 < 1$. Pour des spots de pompe de quelques microns et pour une pompe de quelques dizaines de milliwatts, les formules analytiques [INN,90] prédisent une lentille thermique dont la focale est de quelques dizaines de millimètres. Une telle focale a bien entendu une grande influence sur la courbure locale du front d'onde intracavité et le profil radial en champ lointain y est donc très sensible.

La position du point de pincement définit l'origine de l'axe z . Les positions du miroir plan z_a et du miroir concave z_b sont données par les formules suivantes :

$$z_a = -d_{cav} \frac{g_2(1-g_1)}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2} \quad (\text{II-B-8})$$

$$z_b = d_{cav} \frac{g_1(1-g_2)}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2} \quad (\text{II-B-9})$$

Nous avons en outre : $z_b - z_a = d_{cav}$.

b) Expression de la matrice aller-retour.

B-Diffraction sur une tache de gain.

Les détails de la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss sont fournis en annexe. Les champs aller et retour sont représentés sur la figure II-B-8.

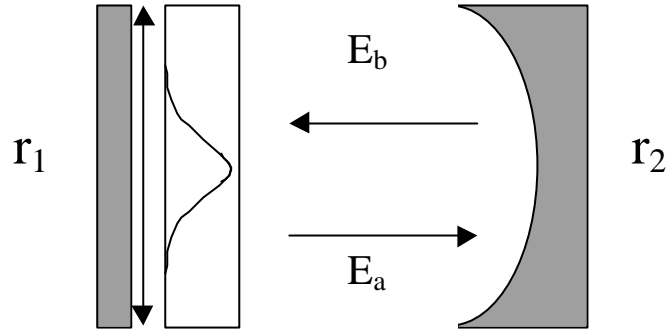


Figure II-B-8 : Représentation des champs aller et retour.

Les champs sont décomposés sur une base orthonormée de 60 polynômes de Laguerre-Gauss.

Pour le champ aller, cette base s'écrit :

$$G_{fp}(r, z) = \sqrt{\frac{2}{p}} \frac{1}{W} L_p(X) \exp\left(-\frac{X}{2}\right) \exp\left(i \frac{kr^2}{2R_c}\right) \exp[-i(2p+1)\mathbf{q}] \quad (\text{II-B-10})$$

Et pour le champ retour :

$$G_{bp}(r, z) = G_{fp}^*(r, z) \quad (\text{II-B-11})$$

$$\text{où } k = \frac{2p}{\mathbf{l}}$$

Le mode gaussien de la cavité non diaphragmée est caractérisé par son diamètre $2W(z)$, son rayon de courbure $R_c(z)$ dans le plan d'abscisse z et la phase \mathbf{q} :

B-Diffraction sur une tache de gain.

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (\text{II-B-12})$$

$$R_c(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{II-B-13})$$

$$\mathbf{q}(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (\text{II-B-14})$$

avec $z_0 = \frac{\mathbf{P}W_0^2}{\mathbf{I}_s}$ la distance de Rayleigh

w_0 est le rayon du faisceau au point de pincement

$$W_0^2 = \frac{\mathbf{I}_0 d_{cav}}{\mathbf{P}} \sqrt{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}}$$

de plus $X = \frac{2r^2}{W^2}$

et $L_p(X)$ désigne le polynôme de Laguerre d'ordre p .

On peut donc exprimer les champs aller et retour par les expressions suivantes :

$$E_f(r, z) = \exp[i(kz - \mathbf{w}t)] \sum_p f_p G_{fp}(r, z) \quad (\text{II-B-15})$$

$$E_b(r, z) = \exp[ik(2d_{cav} - z) - i\mathbf{w}t] \sum_p b_p G_{bp}(r, z) \quad (\text{II-B-16})$$

Les seules inconnues du problème sont donc les coefficients f_p et b_p qui peuvent être déterminés en exprimant les conditions aux limites.

$$E_f(r, z_a) = r_1 t^2(r) E_b(r, z_a) \quad (\text{II-B-17})$$

$$E_b(r, z_b) = r_2 E_f(r, z_b) \quad (\text{II-B-18})$$

où r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité.

Finalement, on obtient la relation suivante entre les coefficients :

$$b'_p = \sum_m M_{pm} b_m \quad (\text{II-B-19})$$

$$\text{avec } M_{pm} = r_2 \exp(2ikd_{cav}) \exp[-2i(2p+1)\mathbf{q}(z_b)] \exp[2i(p+m+1)\mathbf{q}(z_a)] C_{pm}$$

$$\text{où } C_{mp} = \int_0^\infty t^2(X) \exp(-X) L_m(X) L_p(X) dX$$

Les M_{pm} représentent les éléments de la matrice M qui est l'opérateur aller-retour décrivant les changements subits par le champ. Les vecteurs propres \mathbf{u} de la matrice M correspondent aux modes propres de la cavité : ce sont les seuls qui se reproduisent identiques à eux-mêmes après un aller-retour. Une valeur propre Γ est associée à ces vecteurs de telle sorte que :

$$M\mathbf{u} = \Gamma\mathbf{u} \quad (\text{II-B-20})$$

Le mode propre qui possède la plus grande valeur propre est celui qui subit le moins de pertes : il s'agit donc du mode fondamental qui oscillera au seuil.

5-Résultats issus du modèle.

Le profil d'intensité en champ lointain est déterminé par le module du champ aller (II-B-15) exprimé à 500mm du coupleur de sortie. La figure II-B-9 montre différents profils obtenus pour différentes longueurs de la cavité avec $G_o=1,7$, $\overline{w}_g=10\mu\text{m}$ et $f_{therm}=16\text{mm}$. G_o est lié à l'expression usuelle du coefficient de gain g_o par $G_o = \exp(g_o l)$. Si G_o est choisi proche de l'unité, g_o est alors quasi nul dans le milieu.

Pour de faibles variations de la longueur de la cavité, on peut obtenir différents profils qui correspondent à ceux représentés sur les figures expérimentales (II-B-5) et (II-B-6). Nous

B-Diffraction sur une tache de gain.

pouvons donc affirmer que nous avons apporté la démonstration que le profil lointain annulaire peut être expliqué par la diffraction sur la tache de gain. Ce résultat diffère de celui obtenu dans le cadre des cavités diaphragmées dans la mesure où le profil redevenait quasi gaussien en champ lointain malgré la présence d'anneaux en champ proche.

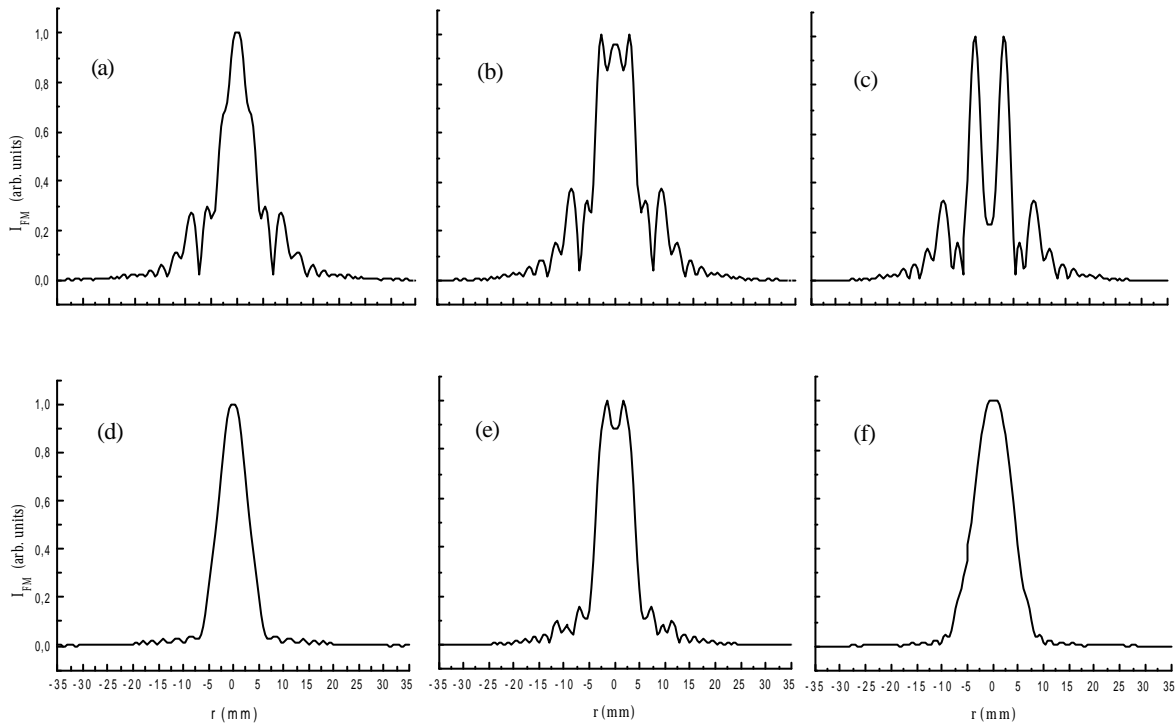


Figure II-B-9 : Profil lointain de l'intensité normalisée.

$d_{cav} =$ (a)8.4mm, (b)8.5mm, (c)8.75mm, (d)11mm (e)12.1mm (f)15mm

Discutons à présent de l'influence des différents paramètres du modèle. Les valeurs de la focale thermique f_{therm} doivent rester petites. En effet, si la focale thermique est fixée à 30mm, on peut toujours observer des anneaux mais seulement si la longueur de la cavité est augmentée. Cette observation confirme l'importance du rayon de courbure local du front de d'onde.

Un autre paramètre important est le gain petits signaux G_0 . Il est intéressant de faire évoluer ce paramètre même dans des gammes de valeurs qui ne peuvent pas être atteintes dans notre expérience. La figure II-B-10 montre l'évolution du profil radial quand G_0 passe de 1,01 (peu de pertes intracavité) à 3 (pertes très importantes). Plus on augmente les pertes plus le

B-Diffraction sur une tache de gain.

profil en champ lointain semble déformé. Ceci confirme les résultats déjà publiés dans la littérature [SER,99].

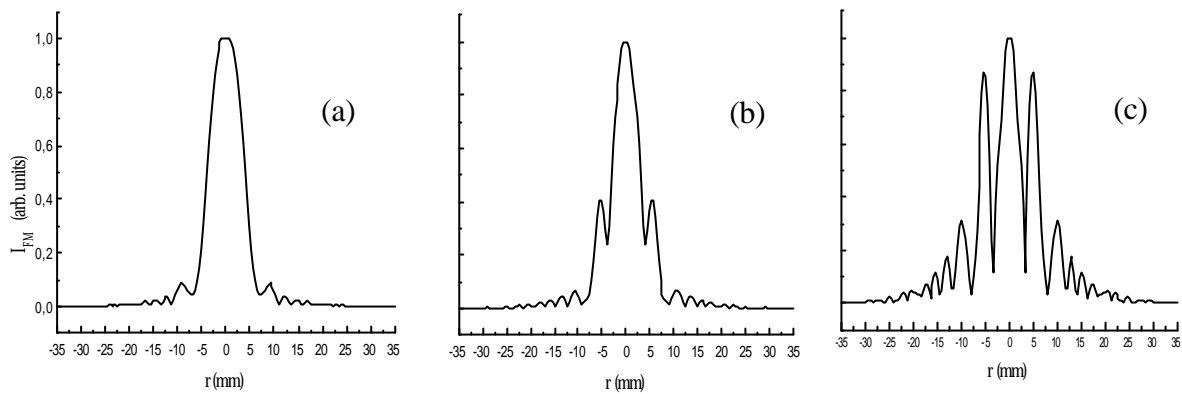


Figure II-B-10 : Evolution du profil lointain quand le gain sur l'axe G_0 est augmenté. (a) $G_0=1.01$, (b) $G_0=2$ et (c) $G_0=3$ pour $d_{cav}=9\text{mm}$. (les autres paramètres sont les mêmes sont les mêmes que pour la figure II-B-9).

A présent, intéressons nous à l'influence de la taille du spot de pompe (figure II-B-11). Tous les résultats précédents ont été obtenus quand la pompe est focalisée au centre du cristal.

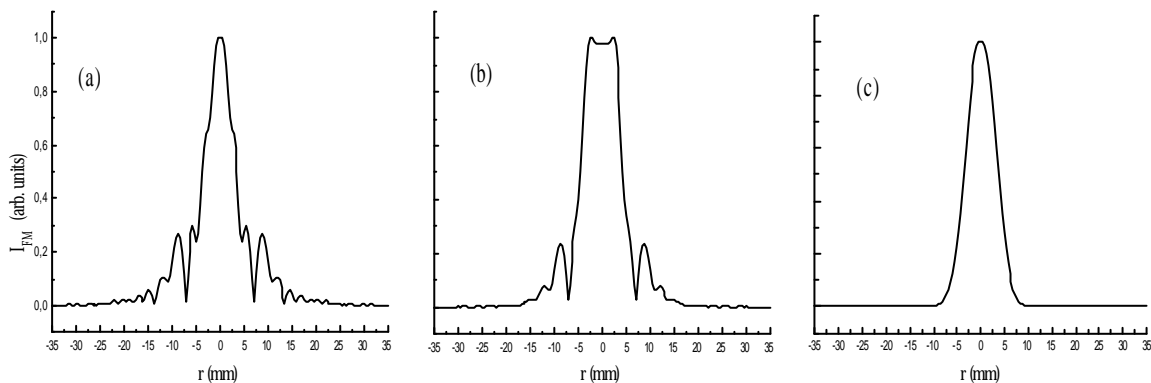


Figure II-B-11 : Influence de Y . $d_{cav}=8.4\text{mm}$ et $G_0=1.7$

(a) $\overline{w_g}=10\mu\text{m}$ (b) $\overline{w_g}=30\mu\text{m}$ et (c) $\overline{w_g}=100\mu\text{m}$

Quand Y tend vers 1, figure II-B-11-(c), le mode TEM_{00} est naturellement favorisé. Ceci est vérifié expérimentalement quand $Z_{in} \rightarrow \infty$. Il y a un parfait accord entre le mode et la tache de gain.

Pour un cas intermédiaire $\overline{w}_g = 30\mu m$, figure II-B-8-(b) ($Z_{in} = \pm l$), on conserve des modes fondamentaux annulaires. Toutefois la distribution spatiale évolue. On peut ainsi modéliser les modifications du profil d'intensité en champ lointain quand on translate l'objectif de microscope.

6-Conclusion.

La diffraction intra-cavité nous a permis d'expliquer l'apparition d'anneaux de lumière en champ lointain lorsque l'on focalise fortement la pompe dans un microlaser Nd:YVO₄. Nous avons démontré à la fois expérimentalement et théoriquement que ces anneaux n'apparaissent que pour des longueurs particulières de la cavité. Le reste du temps, c'est le mode gaussien qui est privilégiée. En fait, le laser adapte son mode de façon à minimiser ses pertes.

Ce comportement est très différent de celui observé pour les lasers trois niveaux, où les fortes pertes induites font passer le laser sous le seuil.

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser

Cr:LiSAF.

1-Introduction

Il existe de nombreuses techniques pour faire fonctionner un laser en régime pulsé : on peut notamment utiliser un pompage pulsé. Si la source de pompage est continue, le déclenchement actif ou passif consiste dans les deux cas à insérer dans la cavité un processus de pertes dépendant du temps. Le déclenchement actif (via un cristal électro-optique, acousto-optique, un miroir rotatif...) présente les inconvénients d'être coûteux et encombrant. Le déclenchement passif utilise quant à lui des absorbants saturables sous forme de cristaux ou de colorants. Les deux méthodes nécessitent l'insertion d'un composant supplémentaire dans la cavité ce qui peut représenter un désavantage certain.

Pour générer des impulsions relativement courtes, on peut également utiliser les premières impulsions des oscillations de relaxation associées au régime relaxé des lasers. Alors que dans le cadre des lasers déclenchés ce sont les pertes qui sont commutées, on commute ici le gain de telle sorte qu'après la première impulsion le gain passe sous le seuil : comme la pompe est coupée, les autres impulsions des oscillations de relaxation ne peuvent pas être émises. Par abus de langage, nous parlerons par la suite de régime de *commutation de gain*.

Dans ce qui suit nous allons montrer qu'un mécanisme de pertes dépendant de l'inversion peut être créé sans ajout supplémentaire de composants dans la cavité. Ce processus est basé sur la combinaison d'un diaphragme et d'un effet de lentille dépendant du temps induit par le milieu à gain. Cet effet de lentille est lié aux contraintes imposées par la matrice aux ions dans l'état excité déjà mises en évidence dans les lasers à rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$). En effet, le couplage des ions Cr^{3+} avec la matrice change fortement quand ces ions changent de niveau d'énergie, induisant une modification de l'indice de réfraction proportionnelle à l'inversion de population [BER,67-FLA,68]. Cette relation est caractérisée par une constante de proportionnalité C dont une mesure est fournie dans la littérature pour le rubis [BER,67-

FLA,68-AIT,82]; une étude a également montré l'influence de ce couplage sur la divergence d'un laser à rubis déclenché [**AIT,97b**].

Comme la saturation due au mode laser impose un profil radial d'inversion de population, un effet de lentille est généré dans le milieu amplificateur. Durant le régime transitoire du laser, l'effet de lentille suit la dynamique temporelle de l'inversion de population modifiant la géométrie du mode, notamment sur le diaphragme : les pertes induites par ce dernier sont donc fonction du temps. Naturellement, l'inversion de population est liée à l'intensité et donc, le processus précédemment décrit est en fait un processus de pertes dépendant de l'intensité. Bien que cette propriété n'ait été établie que dans les lasers à rubis, un effet similaire est suspecté dans tous les lasers dopés Ti^{3+} , Cr^{3+} et Cr^{4+} grâce à leur configuration électronique similaire [**MOU,92**].

Notre but est de déterminer l'influence de ce processus non linéaire de commutation des pertes sur la dynamique d'un laser fonctionnant en régime de commutation de gain. En particulier, nous montrerons le rôle important de la position et de l'ouverture du diaphragme dans la cavité.

2)Le modèle.

A-Les différents paramètres.

Nous considérons le cas d'une cavité plano-concave contenant un diaphragme et un barreau de Cr:LiSAF pompé par flash (figure II-C-1).

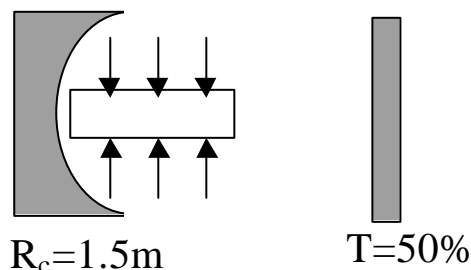


Figure II-C-1 : Dispositif expérimental

Le miroir concave totalement réfléchissant possède un rayon de courbure $R_c=1,5\text{m}$. Ces paramètres sont choisis identiques à ceux des références [WEB,96-WEB,98]. En effet, ces auteurs reportent des résultats étonnants pour un laser ne comportant pas d'absorbant saturable : en régime de commutation de gain (tel que nous l'avons défini, voir figure II-C-2), les impulsions obtenues ont une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 250 ns et des énergies pouvant atteindre 50 mJ.

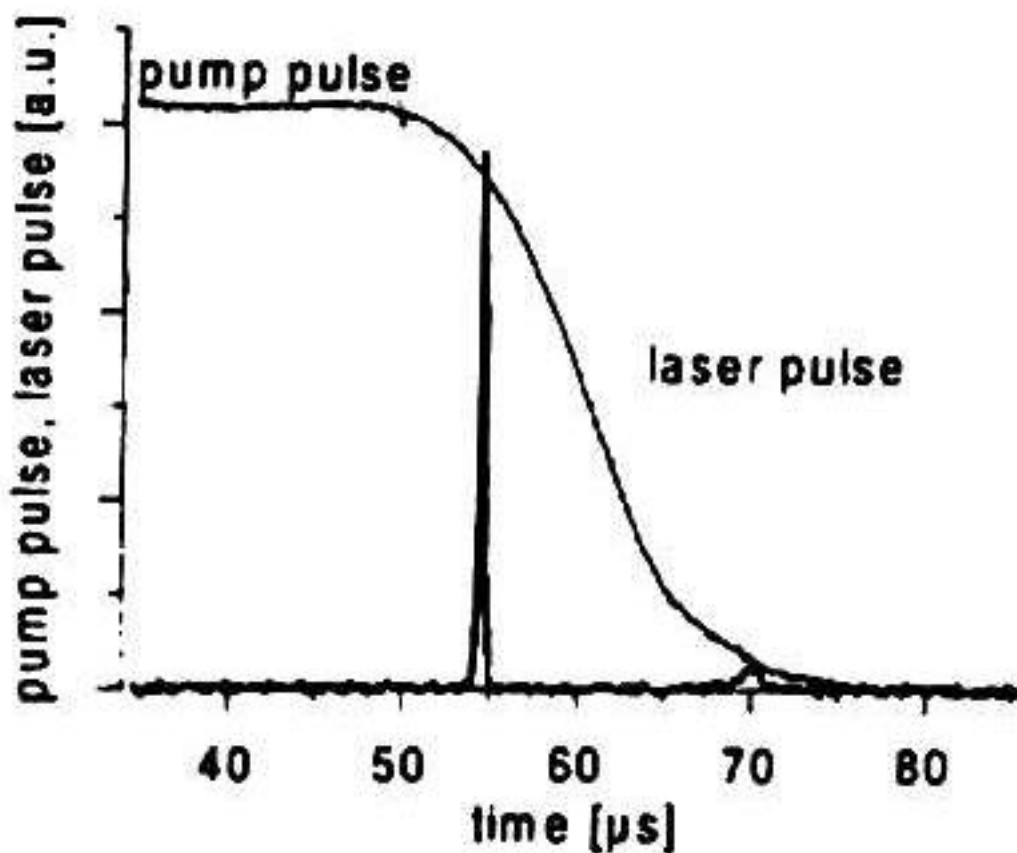


Figure II-C-2 : Régime de commutation de gain [WEB,96]

Pour le Cr:LiSAF, de telles performances sont généralement obtenues en régime déclenché [ZEN,95]. Les auteurs de cette publication ont pu mettre en évidence que leurs résultats étaient liés à un effet de lentille induit par le milieu amplificateur : en effet, ils ont montré que si un diaphragme était inséré dans la cavité, paradoxalement, plus il était fermé plus l'énergie contenue dans le pulse était importante. Cette observation peut être la signature

d'un processus de commutation des pertes dues au diaphragme: en premier lieu, les auteurs ont naturellement évoqué l'effet Kerr optique. Toutefois, les intensités mises en jeu pour ce type de régime sont trop faibles pour que cette hypothèse soit validée. De plus, ils constatent que la position des éléments dans la cavité joue un rôle important : par exemple, quand le milieu passe du miroir concave au miroir plan, les performances des impulsions générées passent de celles exposées précédemment à des valeurs plus conventionnelles pour un régime relaxé ; la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de la microseconde et l'énergie contenue dans un pulse de l'ordre de quelques millijoules. Nous allons montrer que le processus non linéaire que nous avons exposé en introduction peut notamment expliquer les résultats des expériences de Weber [**WEB,96- WEB,98**].

B-Modélisation du milieu amplificateur.

Le modèle que nous allons développer est basé sur les hypothèses suivantes :

➤ Nous supposons que le laser oscille sur le mode fondamental TEM_{00} et que celui-ci impose, via la saturation, une géométrie gaussienne au profil radial d'inversion de population. La propagation du faisceau dans le milieu est en outre décrite par le formalisme des matrices $ABCD$.

➤ La dynamique du laser est décrite par les équations cinétiques dans le cadre de la théorie des ondes planes donnant l'évolution temporelle de la densité de photon du mode $F(t)$ et de la densité d'inversion de population $N(t)$ dans le barreau. Ces équations incluent le phénomène de saturation de façon uniforme radialement, c'est pourquoi le profil transverse est restitué en utilisant les approximations suivantes : (i) l'intensité et donc la saturation possèdent un profil radial gaussien caractérisé par le rayon $W_{rod}(t)$, et (ii) $F(t)$ et $N(t)$ sont les valeurs sur l'axe. $W_{rod}(t)$ correspond au rayon du mode laser dans le barreau.

➤ Nous négligeons le mécanisme de guidage par le gain qui serait susceptible de modifier $W_{rod}(t)$.

Le milieu amplificateur est un système à quatre niveaux (figue II-C-3) pour lequel on peut écrire les équations cinétiques suivantes [**SVE,98**]:

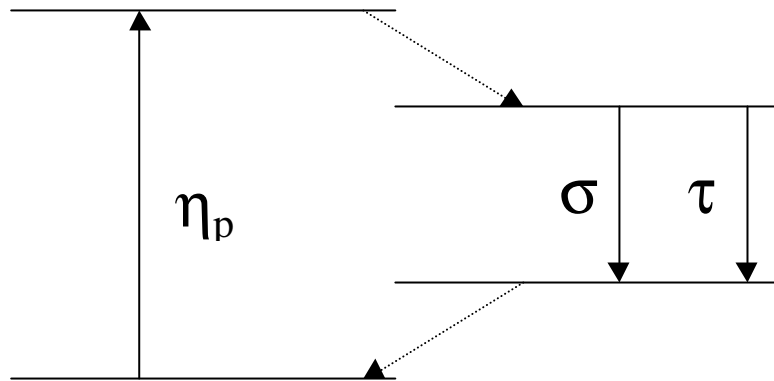


Figure II-C-3 : Schéma des niveaux d'énergie pour le Cr:LiSAF.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -N\Phi\mathbf{s} - \frac{N}{\mathbf{t}} + \mathbf{h}_p (N_T - N) \quad (\text{II-C-1})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \mathbf{f} \left\{ N\mathbf{s}\mathbf{e}_1 - \frac{\mathbf{d}}{t_R} \right\} + \frac{N}{\mathbf{t}} \mathbf{e}_2 \quad (\text{II-C-2})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le milieu à gain

\mathbf{s} est la section efficace d'absorption

\mathbf{h}_p est la cadence de pompage

N_T est la densité totale d'ions

\mathbf{t} est le temps de vie du niveau émetteur

t_R est la durée d'un aller-retour des photons dans la cavité

\mathbf{d} représente les pertes subies par les photons pour un aller-retour qu'elles soient dues au diaphragme ou au coupleur de sortie

\mathbf{e}_1 est un facteur correctif prenant en compte le fait que le milieu à gain n'occupe pas toute la cavité

\mathbf{e}_2 est un facteur exprimant le fait que seule une partie de l'émission spontanée participe au mode laser

Ces équations sont intégrées dans le temps en utilisant une méthode de Runge-Kutta d'ordre 6. Le facteur e_2 est calculé en considérant que la proportion de photons émis de façon spontanée participant au mode laser est émise dans l'angle solide vu depuis le barreau vers la tache du mode laser sur les deux miroirs de la cavité (figure II-C-4).

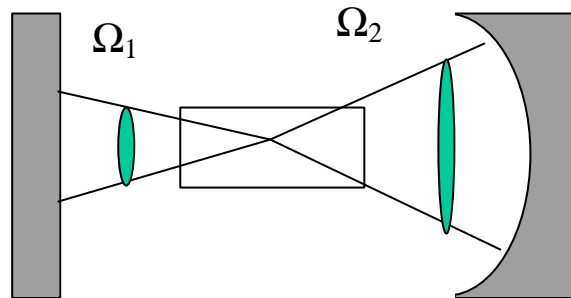


Figure II-C-4 : Portion d'émission spontanée « utile » à l'émission laser $e_2 = \frac{\Omega_2 + \Omega_1}{4\pi}$.

Le facteur e_1 est quant à lui calculé en divisant l'intersection, en volume, du barreau et du mode par le volume total du mode.

C-Modélisation de l'effet de lentille.

On peut définir deux zones dans le milieu à gain pour lesquelles la dynamique spatio-temporelle de l'inversion n'est pas la même (figure II-C-5). La première au centre du barreau subit le phénomène de saturation imposé par le mode laser : rappelons ici que le profil radial du mode est supposé gaussien. La deuxième zone est concentrique à la première et ne subit pas l'émission stimulée car elle n'interagit pas avec les photons du mode laser. La densité de l'inversion de population N_i dans cette zone est constante en espace et en temps durant le temps de l'impulsion laser (quelques centaines de nanosecondes).

La distribution radiale de la densité d'inversion de population dans la première zone $N_d(r,t)$ peut être déduite des hypothèses suivantes :

- (i) $N_d(r,t)$ est égale à $N(t)$ sur l'axe du barreau ($r=0$).
- (ii) Le profil radial de $N_d(r,t)$, imposé par la saturation, suit la forme gaussienne du mode et caractérisé par le rayon $W_{rod}(t)$.

On obtient donc la formule suivante pour $N_d(r,t)$:

$$N_d(r,t) = N_i - (N_i - N(t)) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_{rod}^2(t)}\right) \quad (\text{II-C-3})$$

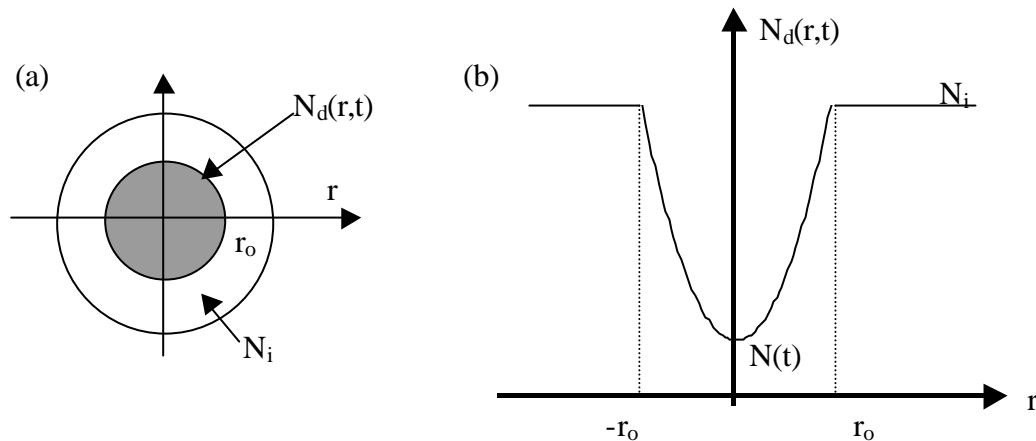


Figure II-C-5 : (a) Section du barreau de Cr:LiSAF

(b) profil radial de la densité d'inversion de population

L'interaction entre les ions passant dans l'état excité et la matrice cristalline se traduit par une variation $\mathbf{D}n(r,t)$ de l'indice de réfraction qui est directement proportionnelle à $N_d(r,t)$ [BER,67]:

$$\Delta n(r,t) = -C \frac{N_d(r,t) - N(t)}{N_T} \quad (\text{II-C-4})$$

où C est une constante de proportionnalité.

Dans ce qui suit, étant donnée l'équation II-C-4, nous parlerons de *couplage indice-inversion* pour le couplage des ions aux contraintes de la matrice.

En approximant le terme gaussien de l'équation II-C-3 par une parabole, on peut déterminer le profil radial de l'indice de réfraction $n(r,t) = n_o + \mathbf{D}n(r,t)$ de la façon suivante:

$$n(r,t) \approx n_0 \left[1 - \frac{aC\mathbf{b}(t)}{n_o W_{rod}^2(t)} r^2 \right] = n_o \left[1 - \mathbf{g}^2 r^2 \right] \quad (\text{II-C-5})$$

où n_o est l'indice de réfraction du cristal et $\mathbf{b}(t) = \frac{N_i - N(t)}{N_T}$.

Le paramètre a est un paramètre d'ajustement pour lequel une large gamme de valeurs est trouvée dans la littérature : $a \in [0,1;2]$ [HER,94-MAG,93-HAR,92]. Dans les simulations numériques, nous utilisons $a=0,25$ conformément à des travaux antérieurs [AIT,82]. La propagation du faisceau dans le barreau est décrite par la matrice $ABCD$ suivante [KOG,65] :

$$M = \begin{bmatrix} \cos(\mathbf{g}_{rod}) & \frac{\sin(\mathbf{g}_{rod})}{n_o \mathbf{g}} \\ -n_o \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}_{rod}) & \cos(\mathbf{g}_{rod}) \end{bmatrix} \quad (\text{II-C-6})$$

avec $\mathbf{g}(t) = \sqrt{\frac{2aC\mathbf{b}(t)}{n_o W_{rod}^2(t)}}$ et L_{rod} la longueur du barreau.

Si nous supposons que $\mathbf{g}_{rod} \ll 1$, la matrice M peut alors être réécrite sous la forme suivante :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_{rod}}{n_o} \\ -n_o \mathbf{g}^2 L_{rod} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/n_o \mathbf{g}^2 L_{rod} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_{rod}}{n_o} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-C-7})$$

La matrice M décrit donc une lentille mince de focale $f(t)$:

$$f(t) = \frac{1}{n_o \mathbf{g}^2 L_{rod}} = \frac{W_{rod}^2(t)}{2aC\mathbf{b}(t)L_{rod}} \quad (\text{II-C-8})$$

suivie d'un milieu uniforme de longueur L_{rod} et d'indice de réfraction n_o .

La condition $g_{rod} \ll 1$ peut être réécrite sous la forme $f(t) \gg \frac{L_{rod}}{n_o}$ ce qui est toujours le cas pour notre milieu. La focale de la lentille est fortement non-linéaire dans la mesure où elle est liée à l'évolution temporelle de $N(t)$ et de $W_{rod}(t)$. Ce processus non-linéaire sera discuté en détails ultérieurement.

D-La constante C.

La constante C définie par la relation II-C-4 traduit l'intensité du couplage indice-inversion ; plus $|C|$ est importante plus l'effet de lentille est grand : les focales les plus courtes pouvant être atteintes. Des mesures expérimentales ont été précédemment menées dans le rubis et se divisent en deux catégories : une méthode interférométrique [BER,67-FLA,68] et une méthode basée sur la mesure de la divergence angulaire du faisceau [AIT,82].

- Que ce soit en régime relaxé ou déclenché, l'inversion de population diminue de façon monotone durant l'émission du pulse laser. Compte tenu du couplage indice-inversion, il en résulte que l'indice du barreau varie de façon monotone. Par conséquent, au fur et à mesure que le pulse laser est généré sa fréquence (liée à l'intervalle spectral libre) évolue régulièrement. Une expérience d'interférométrie résolue dans le temps a permis aux auteurs [BER,67-FLA,68] de donner une estimation de la constante C comprise entre $5,6 \cdot 10^{-6}$ et $2,8 \cdot 10^{-5}$.
- La seconde méthode de mesure de C est basée sur l'effet de lentille résultant du phénomène de couplage indice-inversion. Nous avons vu précédemment que la focale de cette lentille possède une dynamique temporelle qui a pour conséquence d'imposer une évolution temporelle à la divergence angulaire du faisceau laser. Grâce à l'utilisation d'un diagnostic de mesure de divergence résolu dans le temps, il a été possible de mesurer la constante C [AIT,82]. Il a été obtenu $C=6 \cdot 10^{-6}$ ce qui est compatible avec les résultats de la mesure interférométrique.

Dans les premières publications [BER,67-FLA,68] sur l'effet de couplage indice inversion, les auteurs considèrent que la constante C est proportionnelle à la densité d'ions actifs. Même si nous considérons une matrice différente de celle du rubis, nous décidons d'appliquer une relation de proportionnalité avec la densité d'ions pour évaluer C pour notre barreau de Cr:LiSaF. Il existe un rapport 30 entre le taux de dopage du rubis de 0,05% et celui du Cr:LiSaF de 1,5%. Nous aboutissons à $|C|=1,8.10^{-4}$. Toutefois pour les applications numériques, nous décidons de minorer cette valeur: $C=10^{-4}$.

E-Evolution de la géométrie du mode laser avec la focale.

Nous considérons deux cas de figures : le milieu amplificateur peut être situé contre le miroir plan ou contre le miroir concave. Cette restriction permet une simplification pratique pour calculer la géométrie du mode. En effet, si l'effet de lentille est situé contre un miroir, cela revient à changer le rayon de courbure de celui-ci. Les paramètres géométriques g_1 et g_2 [KOG,65] sont alors donnés par les équations suivantes :

Si le milieu amplificateur est contre le miroir plan :

$$g_1(t) = 1 - \frac{L}{f(t)} \quad (\text{II-C-9})$$

$$g_2(t) = 1 - \frac{L}{R_C} \quad (\text{II-C-10})$$

et si le milieu amplificateur est situé contre le miroir concave :

$$g_1 = 1 \quad (\text{II-C-11})$$

$$g_2(t) = 1 - L \left(\frac{1}{f(t)} + \frac{1}{R_C} \right) \quad (\text{II-C-12})$$

où L est la longueur de la cavité.

Ces paramètres nous permettent de calculer le rayon du mode laser dans toute la cavité notamment sur le miroir plan W_p et sur le miroir concave W_c :

$$W_p^2 = \frac{IL}{P} \left(\frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)} \right)^{1/2} \quad (\text{II-C-13})$$

$$W_c^2 = \frac{g_1}{g_2} W_p^2 \quad (\text{II-C-14})$$

où λ est la longueur d'onde du signal laser.

Le rayon du faisceau dans le barreau $W_{rod}(t)$ qui suivant le cas de figure considéré peut être W_p ou W_c est donc une fonction de $f(t)$. Or, $f(t)$ s'exprime également en fonction de $W_{rod}(t)$ (équation II-C-8) : nous avons typiquement un problème auto-compatible que nous détaillerons par la suite.

Notons également que les paramètres géométriques g_1 et g_2 définissent la stabilité de la cavité suivant la formule :

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (\text{II-C-15})$$

Dans tout ce qui suit, nous veillons à ce que la cavité reste stable, car nous ignorons comment traiter le cas d'un laser qui deviendrait instable au cours de la formation de l'impulsion.

F-Modélisation des pertes.

Nous allons ici discuter de la valeur du terme de pertes \mathbf{d} introduit dans les équations cinétiques (II-C-1) et (II-C-2). Si la cavité ne comporte pas de diaphragme, on retrouve le terme usuel :

$$\mathbf{d} = -\ln(R_1 R_2) \quad (\text{II-C-16})$$

où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité.

Nous considérons à présent un diaphragme intra-cavité de rayon r_A . L'influence du diaphragme sur le mode de rayon W_A (dans le plan du diaphragme) peut être caractérisée par le paramètre de troncature Y :

$$Y = \frac{r_A}{W_A} \quad (\text{II-C-17})$$

Remarque : Nous noterons iY la valeur du rapport Y avant que l'effet de lentille ne s'installe et par conséquent avant que le pulse ne se développe et rende Y une fonction du temps.

Le mode fondamental de la cavité diaphragmée est décomposé sur une base de fonctions de Laguerre-Gauss qui sont en fait les modes propres de la cavité non diaphragmée [AIT,93-STE,83]. Les détails de cette méthode sont fournis en annexe. Elle permet d'extraire $|\Gamma_o|$, le module de la valeur propre associée au mode propre de la cavité diaphragmée. Physiquement, $|\Gamma_o|$ correspond au facteur multiplicatif subi par le champ électrique sur un aller-retour. On peut alors définir un coefficient de réflexion effectif R_{eff} sur un aller-retour dans la cavité comprenant le diaphragme :

$$R_{eff} = R_1 R_2 |\Gamma_o|^2 \quad (\text{II-C-18})$$

Le terme de pertes \mathbf{d} peut alors être réécrit :

$$\mathbf{d} = -\ln(R_{eff}) = -\ln(R_1 R_2) + \mathbf{d}_d \quad (\text{II-C-19})$$

où \mathbf{d}_d décrit les pertes par diffraction :

$$\mathbf{d}_d = -\ln\left(|\Gamma_o|^2\right) \quad (\text{II-C-20})$$

Le coefficient $|\Gamma_o|^2$ peut être comparé à la grandeur de référence $T_A = 1 - \exp[-2Y^2]$ issue de la transmission simple passage d'un faisceau gaussien par un diaphragme. La simplicité de cette formulation permet une optimisation importante du temps de calcul. Toutefois, la figure II-C-6 montre clairement que T_A sous estime les pertes introduites par le diaphragme. Il est donc nécessaire d'utiliser la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss qui prend en compte tous les effets dus à la diffraction.

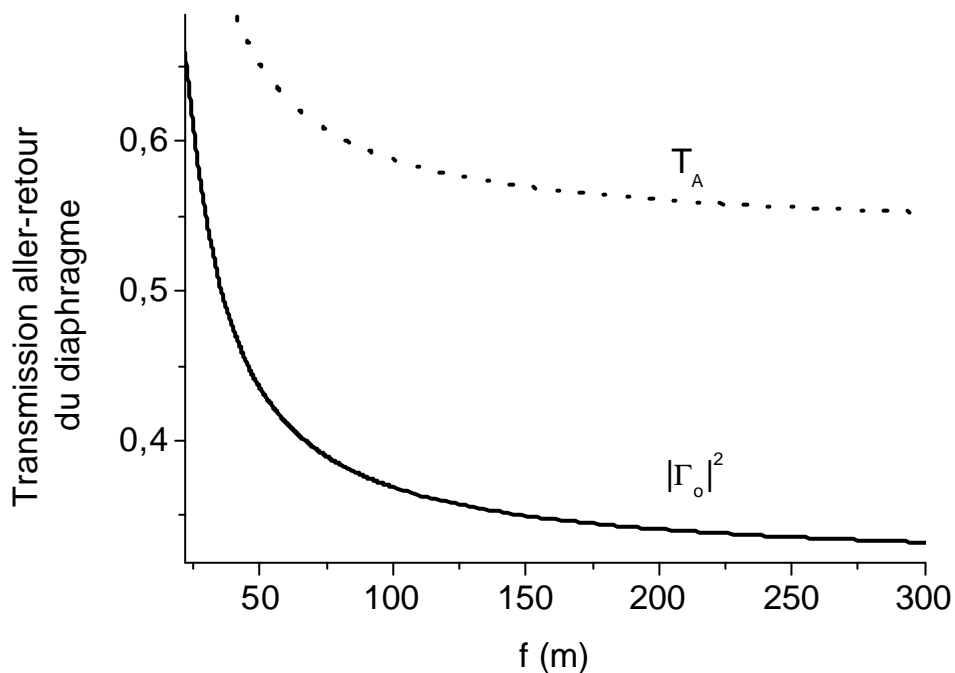


Figure II-C-6 : Transmission aller-retour du diaphragme pour les deux méthodes.

E-Le processus non-linéaire.

Tous les éléments du modèle sont à présent en place et permettent de modéliser le processus non-linéaire schématisé par la figure II-C-7.

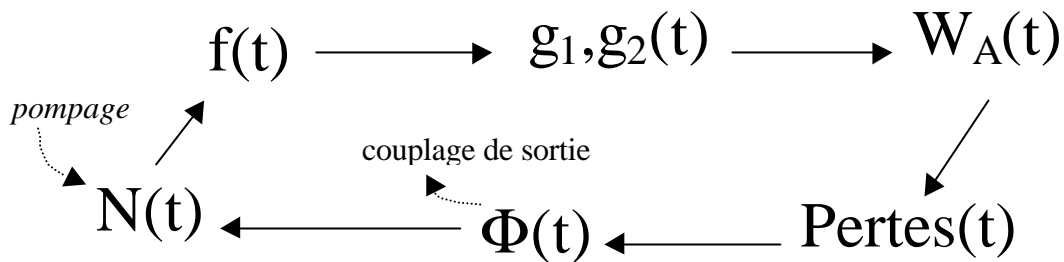


Figure II-C-7 : Processus non-linéaire.

Avant que le laser n'atteigne le seuil d'oscillation, la densité d'inversion de population augmente uniformément dans le barreau. Le seuil atteint, la saturation crée un profil radial d'inversion de population $N_d(r,t)$ dont $N(t)$ est la valeur sur l'axe : à partir de là, une focale $f(t)$ est exprimée. $f(t)$ influe sur la géométrie du mode laser et donc sur le rayon de ce dernier sur le barreau $W_{rod}(t)$ et sur le diaphragme $W_A(t)$. Les pertes induites par le diaphragme sont donc variables dans le temps et sont recalculées à chaque boucle pour être insérée dans les équations cinétiques permettant de calculer une nouvelle valeur de $\Phi(t)$ et de $N(t)$. On peut donc de nouveau calculer $f(t)$ avec les nouveaux paramètres et ainsi de suite.

Les paramètres initiaux ($t=0$) sont calculés sans effet de lentille c'est-à-dire pour $|f(0)| = \infty$. Précisons que nous avons étudié l'effet du couplage indice-inversion à la fois pour des focales positives et négatives.

3-Les résultats du modèle.

A-Configuration optimale.

Dans l'étude précédente, nous avons déjà mis en évidence l'influence de la courbure locale du front d'onde sur la diffraction dans la cavité, notamment discutée dans la référence [AIT,92]. La position des différents éléments dans la cavité joue donc un rôle important. Dans nos simulations, le milieu amplificateur peut être situé contre le miroir plan ou contre le miroir concave ; le diaphragme peut quant à lui se trouver n'importe où dans la cavité. D'autre part, nous considérons les cas où d'effet de lentille peut être convergent ($C > 0$) ou divergent ($C < 0$).

Si nous voulons engendrer un comportement similaire au régime déclenché, il faut que les pertes initiales soient élevées pour ensuite commuter vers un niveau de pertes bas. Concrètement, il faut que la transmission du diaphragme augmente au cours de la formation de l'impulsion, c'est-à-dire qu'il faut que le rayon du mode laser sur le diaphragme diminue.

Au temps $t=0$, il n'y a pas d'effet de lentille $f(0)=\pm\infty$: quand l'impulsion grandit $N(t)$ diminue et donc $\mathbf{b}(t)$ augmente ce qui finalement correspond à une diminution de la valeur absolue de la focale de la lentille (eq.II-C-8). Les courbes donnant l'évolution du rayon du faisceau sur les miroirs en fonction de la focale pour les différentes configurations peuvent donc donner une indication sur les configurations susceptibles de donner lieu à un comportement dynamique particulier.

a) Milieu actif contre le miroir concave.

La figure II-C-8 représente la configuration que nous considérons.

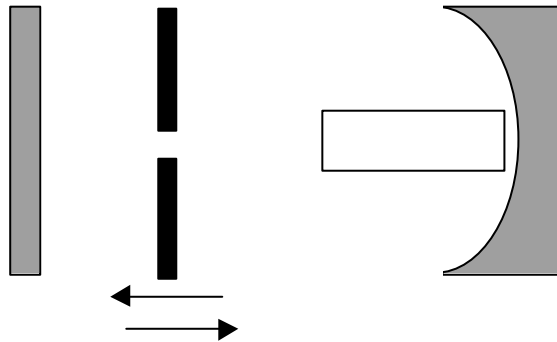


Figure II-C-8 : Configuration de la cavité : milieu à gain contre le miroir concave.

Le diaphragme peut se déplacer partout dans la cavité alors que le milieu actif est contre le miroir concave. La figure II-C-9 montre pour une focale positive et pour une focale négative l'évolution de la taille normalisée du faisceau sur le miroir plan $\langle W_p \rangle$ et sur le miroir concave $\langle W_c \rangle$.

$\langle W_p \rangle$ et $\langle W_c \rangle$ sont des grandeurs normalisées par rapports aux rayons sans effet de lentille iW_p et iW_c .

Par conséquent, nous avons :

$$\langle W_p \rangle = \frac{W_p}{i_{W_p}} \quad (\text{II-C-21})$$

$$\langle W_c \rangle = \frac{W_c}{i_{W_c}} \quad (\text{II-C-22})$$

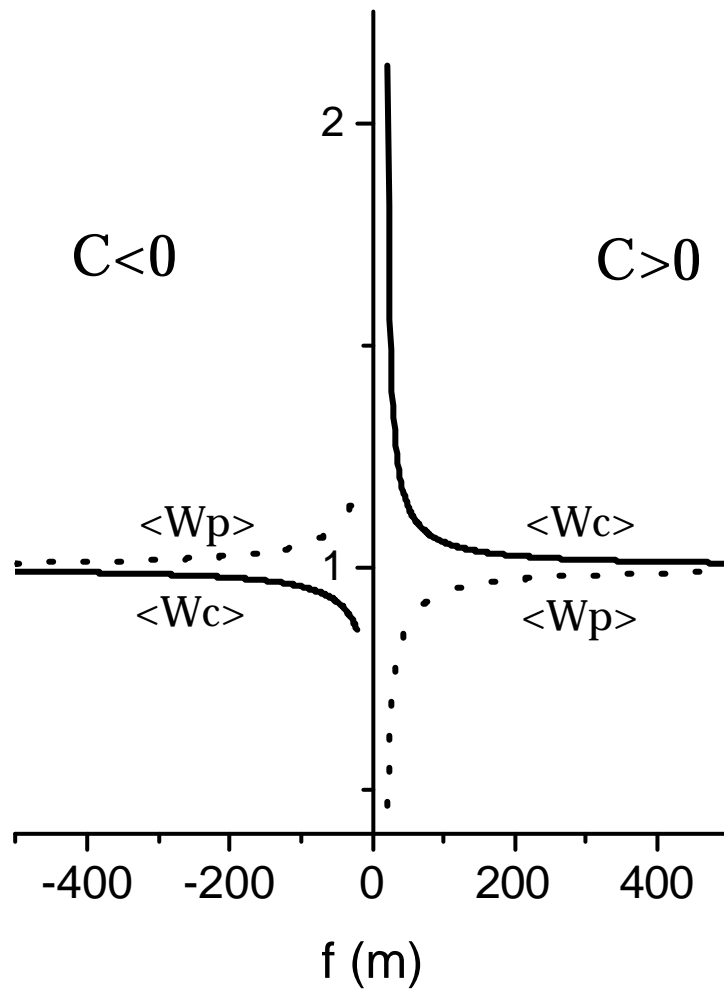


Figure II-C-9 : Variations des rayons normalisés W_p et W_c avec la focale

On peut remarquer que pour $C < 0$ (focale négative), la variation de la taille du faisceau est faible et il ne peut donc pas y avoir de commutation de pertes importantes. Toutefois, si on veut observer un effet, il faut placer le diaphragme du même côté que le milieu, c'est à dire, contre le miroir concave (figure II-C-10-a.). Par contre pour $C > 0$ (focale positive), le faisceau peut voir son rayon doublé sur le miroir concave ou être divisé par deux sur le miroir plan. La configuration idéale pour obtenir une commutation des pertes est donc celle donnée par la figure II-C-10-b.

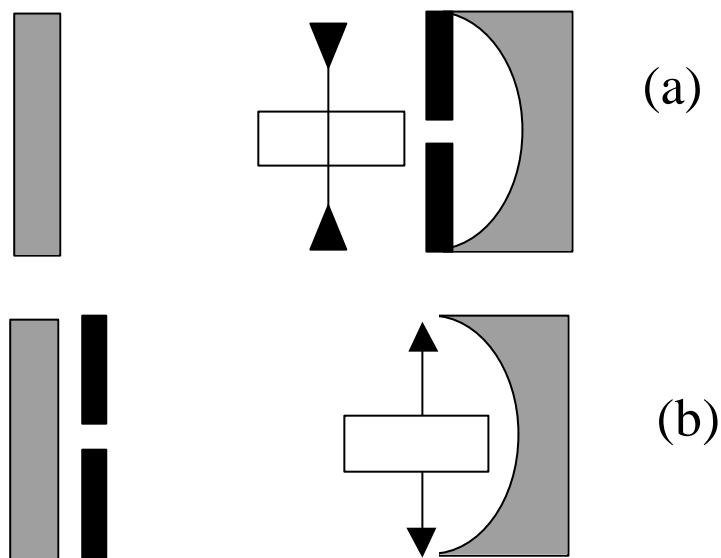


Figure II-C-10 : Configuration possible pour obtenir une commutation des pertes.

b) Milieu actif contre le miroir plan.

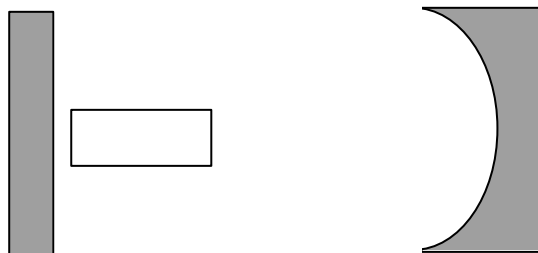


Figure II-C-11 : Milieu contre le miroir plan.

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSAF.

Dans cette configuration, on voit que quel que soit le signe de la focale la variation de la taille du faisceau est limitée (au maximum une variation de 2%).

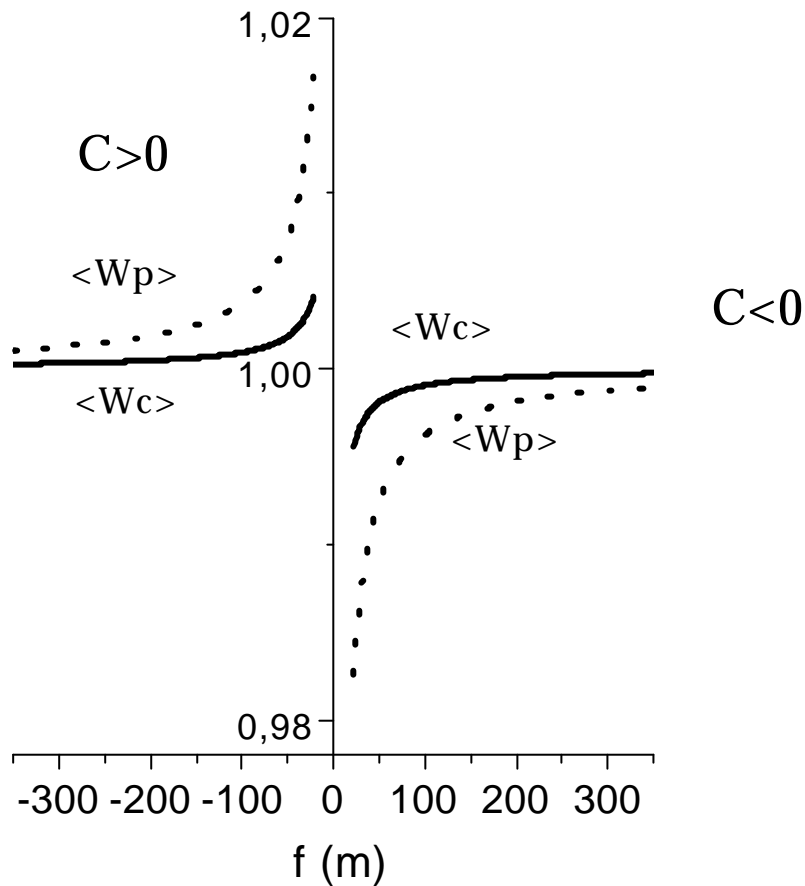


Figure II-C-12 : Taille du mode sur les miroirs quand le milieu est situé contre le miroir plan

Malgré tout, sur la figure II-C-12, on voit que la commutation des pertes ne se produit pas dans le bon sens si $C < 0$. En effet, les pertes augmentent quand la valeur absolue de la focale diminue. Par contre si $C > 0$, la position du diaphragme importe peu : il y a de toute façon une diminution de la taille du faisceau. Seule la variation réduite de celle-ci est un facteur limitant.

Finalement, nous voyons que seules deux configurations présentent un intérêt. Elles sont représentées par la figure II-C-10. Nous allons donc maintenant étudier les caractéristiques des pulses générés pour ces deux types de cavités.

B-Comportement du laser $C > 0$.

Nous rappelons que le barreau est placé contre le miroir concave alors que le diaphragme est situé contre le miroir plan. Nous décidons d'étudier l'influence de l'ouverture du diaphragme, pour une cavité de 1,4m (figure II-C-13). De plus, pour obtenir un fonctionnement en commutation de gain, l'énergie électrique E_p fournie au flash est ajustée de telle sorte que l'émission du laser ne comporte qu'une impulsion. La cadence de pompage h_p est liée à E_p par une relation de proportionnalité : $h_p = KE_p$, nous prenons $K=40J^{-1}s^{-1}$ dans notre modèle pour des énergies E_p de l'ordre de la dizaine de joules. La durée du créneau de pompage flash est fixée à 60 μ s.

Les résultats donnés par le modèle sans prendre en compte l'effet de lentille semblent plutôt naturels : largeur à mi-hauteur des impulsions comprise entre 550 et 800ns pour une énergie comprise entre 4 et 7mJ. De plus, il faut noter que, de façon logique, l'énergie décroît quand on ferme le diaphragme. Cette tendance s'inverse quand on tient compte de l'effet de lentille. Paradoxalement, plus le diaphragme est fermé plus l'énergie contenue dans un pulse est importante. Quand on ouvre le diaphragme, celui-ci joue logiquement un moindre rôle, et on retrouve les résultats obtenus sans effet de lentille ($Y > 1,2$).

Afin d'expliquer ce phénomène, commentons la figure II-C-14 représentant l'évolution temporelle des différentes grandeurs pendant un pulse. La densité d'inversion est normalisée par rapport à la densité d'inversion au seuil $\frac{-\ln(R_1 R_2)}{2SL_{rod}}$. La puissance est normalisée par la puissance crête atteinte sans effet de lentille. Pour le cas considéré, la puissance crête est multiplier par un facteur 18 et la densité d'inversion initiale est élevée : 3,6 fois l'inversion au seuil sans diaphragme. Ceci est obtenu en fermant fortement le diaphragme.

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSAF.

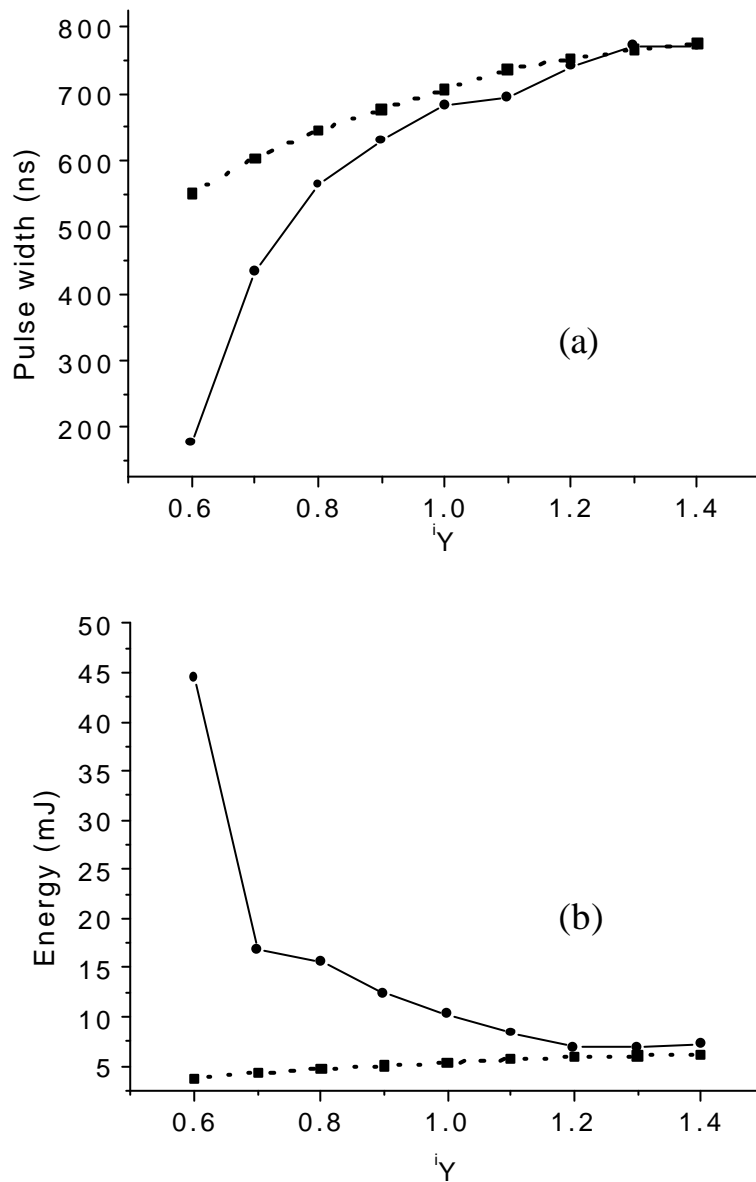


Figure II-C-13 : caractéristique de l'impulsion en fonction de l'ouverture du diaphragme.

--- sans effet de lentille.

— avec effet de lentille.

iY est la troncature initiale du diaphragme : elle est évaluée sans prendre en compte l'effet de lentille.

Quand l'impulsion naît, le terme d'émission stimulée devient très important et vide la population du niveau émetteur. La focale diminue donc et l'on décrit la courbe $\langle W_p \rangle$ pour $C > 0$ de la figure II-C-9. La diminution du rayon du faisceau sur le diaphragme explique l'allure temporelle de $|\Gamma_0|^2$: cette commutation des pertes évoque bien entendu le régime déclenché, et les trois graphiques tracés sur la figure II-C-14 justifient le fait que l'on nomme le régime du laser régime auto-déclenché. Nous rappelons que le terme « auto » se justifie quant à lui par le fait que la cavité ne comporte ni absorbant saturable ni cellule de Pockels ni tout autre dispositif de commutation des pertes.

Pour expliquer les résultats de la figure II-C-13, on peut également tracer l'évolution temporelle de la transmission aller-retour du diaphragme pour différents paramètres de troncature initiaux (figure II-C-15). Comme nous l'avons dit précédemment, la focale de la lentille est directement liée à la différence entre les densités de population saturée et non saturée. Donc plus on crée une inversion initiale importante, plus on a de chance que le mode crée un grand différentiel entre les deux densités de population et donc un effet de lentille important. On voit clairement que si le diaphragme est fermé ($^iY=0,8$), une commutation des pertes à lieu. Moins les pertes initiales sont importantes moins la commutation des pertes peut être importante. On peut également remarquer que plus iY est grand moins la commutation des pertes s'effectue rapidement et le laser génère un pulse relaxé ordinaire ($^iY=1,4$), c'est-à-dire large et peu énergétique. On peut donc dire que l'effet de lentille couplé au diaphragme est équivalent dans le comportement à un absorbant saturable dont les paramètres sont ajustables par la valeur de iY .

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSAF.

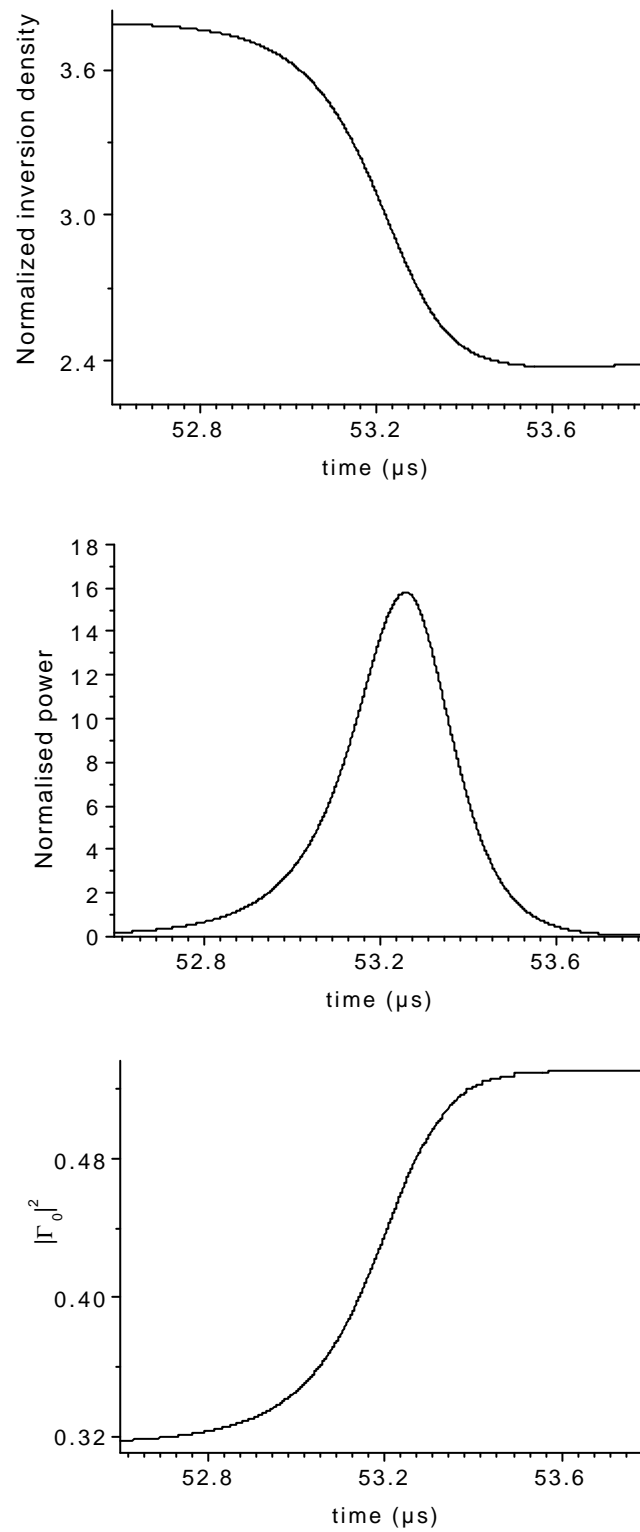


Figure II-C-14 : Evolution temporelle de la densité d'inversion de population normalisée de la puissance normalisée et de la transmission du diaphragme.

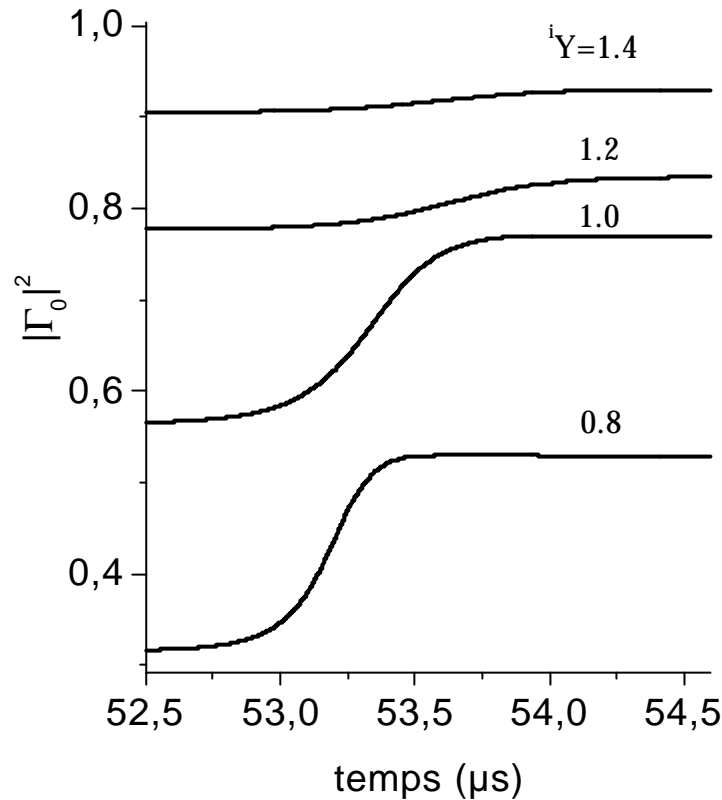


Figure II-C-15: Transmission aller-retour du diaphragme en fonction du temps pour différents Y^1

C-Comportement du laser pour $C < 0$.

La figure II-C-16 rappelle la configuration de cavité optimale pour observer un phénomène d'auto déclenchement pour $C < 0$. Nous traçons les caractéristiques des pulses pour la même longueur de cavité que pour $C > 0$, c'est-à-dire 1,4m. Quel que soit le paramètre de troncature choisi (figure II-C-18), il n'existe quasiment aucune amélioration des impulsions liées au phénomène de lentille. Pourtant quand le diaphragme possède une petite ouverture ($Y^1 = 0,6$), le niveau de perte initial est aussi important que pour $C > 0$. « Le potentiel » initial à stocker l'inversion de population est donc équivalent : il y a donc un processus complémentaire qui contribue à l'auto-déclenchement du laser.

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSAF.

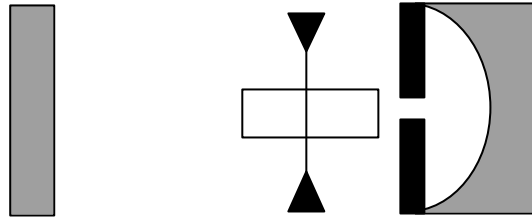


Figure II-C-16 : Configuration optimale pour $C < 0$

En premier lieu nous constatons que, en proportion, la variation de la transmission est identique sur les deux cas (entre 0,65 et 1) (figure II-C-17). A priori, la courbe « $C < 0$ » présente même une évolution de la transmission plus abrupte et donc plus favorable au processus de commutation des pertes. Pourtant le cas $C > 0$ reste le plus favorable pour observer le phénomène. L'explication se situe vers les grandes valeurs de la focale. En effet, pour $C < 0$, la pente est quasiment nulle pour des focales supérieures à 150m en valeur absolue. Même si sur la même gamme de focale, la variation de $|\Gamma_0|^2$ reste légère pour $C > 0$, elle demeure néanmoins plus importante. Cette pente à l'origine ($|f| \rightarrow \infty$) est nécessaire pour obtenir un effet de lentille significatif, car elle constitue l'amorce d'un *effet d'avalanche*.

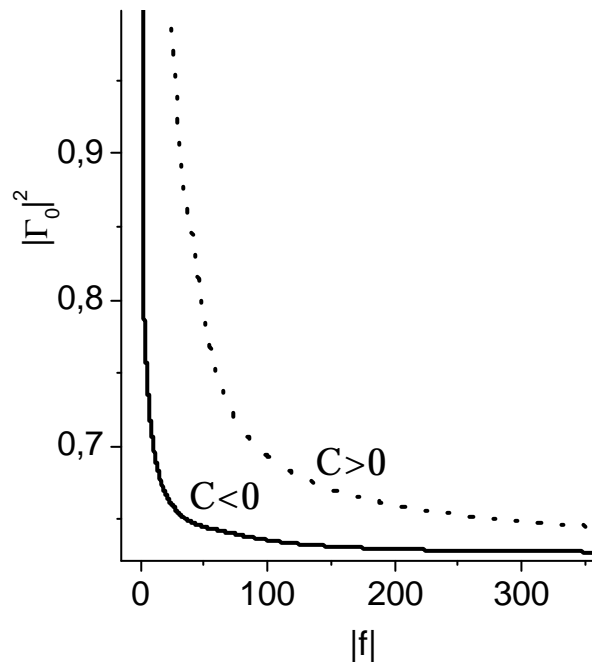


Figure II-C-17 : Evolution de la transmission aller-retour du diaphragme pour $C > 0$ et $C < 0$

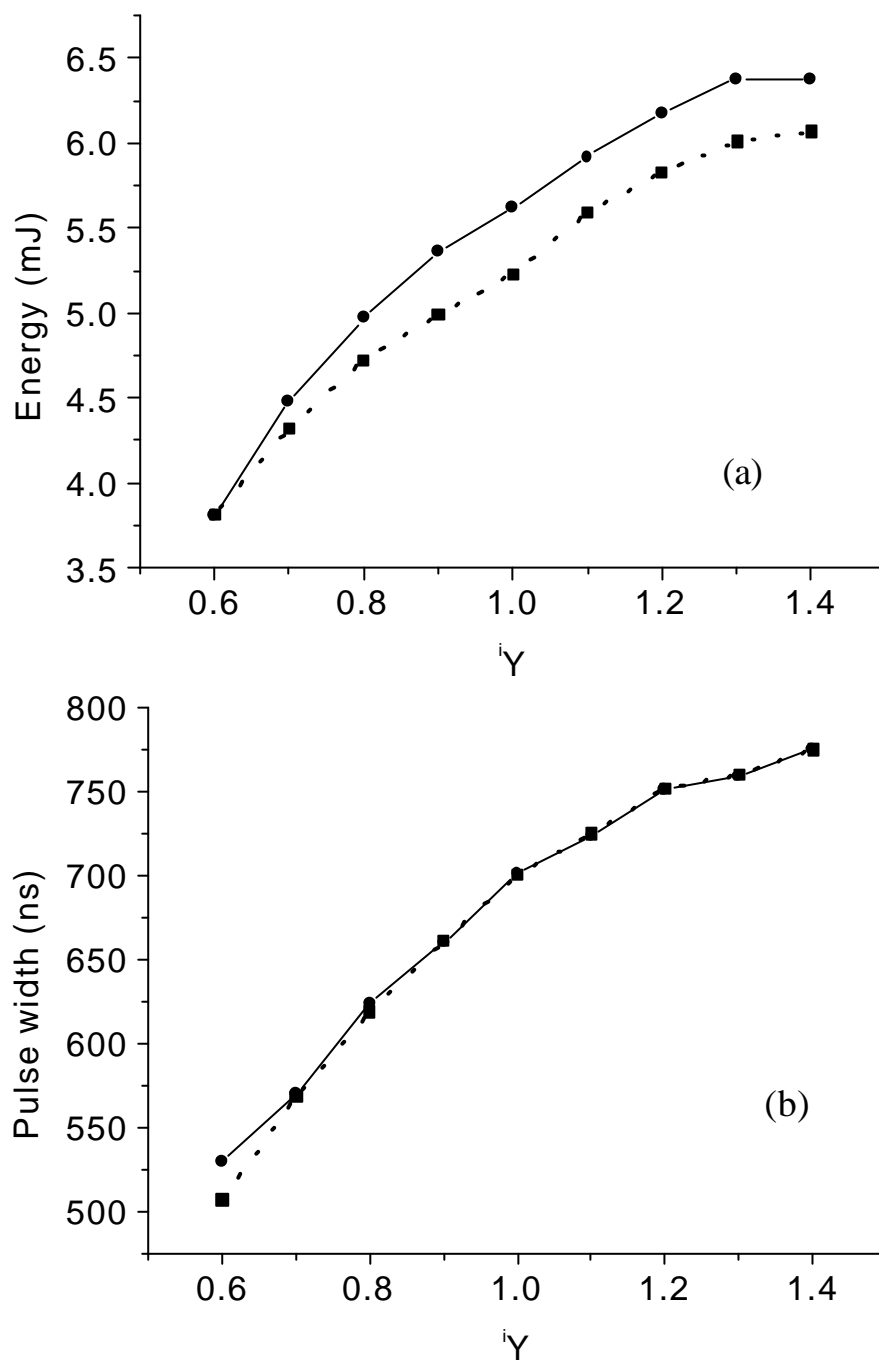


Figure II-C-18 : caractéristique de l'impulsion en fonction de l'ouverture du diaphragme.

--- sans effet de lentille.

— avec effet de lentille.

Y est la troncature initiale du diaphragme : elle est évaluée sans prendre en compte l'effet de lentille.

En effet, plus la diminution de la focale est grande plus la diminution des pertes le sera, autorisant une plus grande densité de photons intracavité. Celle-ci videra d'autant plus facilement la population du niveau émetteur et donc induira une focale plus courte et ainsi de suite. Tous les processus allant dans le même sens, un effet d'avalanche se déclenche (fig II-C-19).

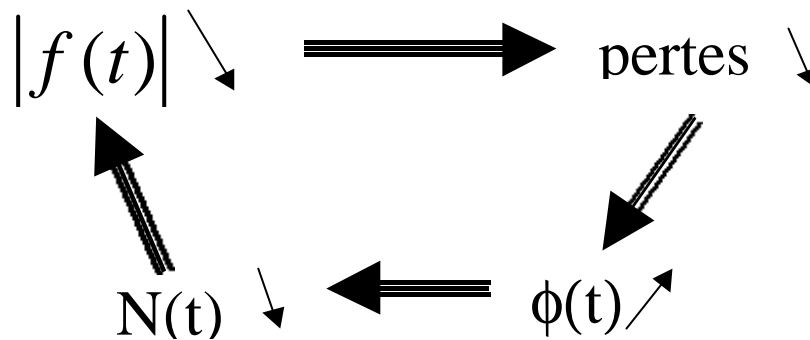


Figure II-C-19 : Processus non linéaire simplifié : illustration de l'effet d'avalanche..

Pour $C < 0$, la focale reste quasiment constante pour les premiers pas du calcul et donc les pertes aussi. Ainsi, le niveau émetteur se vide « classiquement » et la focale d'un pas à l'autre évolue lentement. Cette variation peut être suffisamment lente pour que la dynamique n'atteigne jamais la zone où la commutation des pertes est significative.

Afin d'illustrer le phénomène d'avalanche, nous reprenons la figure II-C-7, mais en reportant de façon schématique le pas correspondant à chaque boucle. Comme nous l'avons expliqué précédemment pour $C < 0$, la focale de la lentille évolue peu initialement et donc nous décrivons de petits pas sur la courbe, et le pulse peut être généré sans que la focale ait permis une commutation des pertes significative. Par contre, la pente initiale pour $C > 0$ implique que pour un temps égale, le point suivant se trouvera plus loin sur la courbe. Si on suit ainsi la boucle de la figure II-C-19, le pas entre chaque temps t_i sera ainsi de plus en plus grand permettant d'atteindre la zone où la dynamique sur les pertes est très importante. D'ailleurs dans cette zone, l'effet d'avalanche est tellement important que la cavité peut vite devenir instable et nous sommes alors contraints de stopper le calcul.

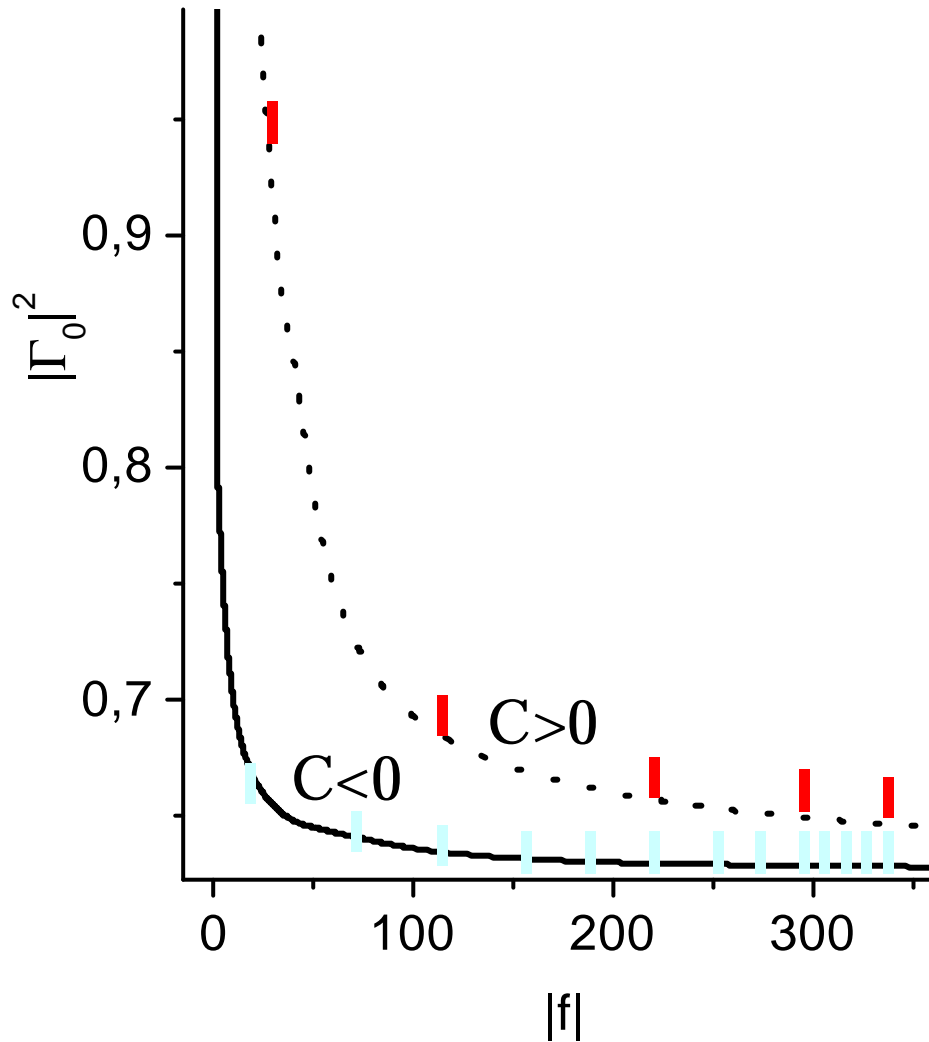


Figure II-C-20 : Report du pas de calcul sur les courbes de transmission

4-Conclusion.

Au cours de cette étude, nous avons montré que la prise en compte d'un couplage indice-inversion dans certains milieux permettait d'expliquer le comportement auto-déclenché d'un laser Cr:LiSAF en régime de commutation de gain. Nous avons ainsi pu modéliser les performances étonnantes observées expérimentalement par Weber et Hirth [WEB,96-

C-Fonctionnement auto-déclenché d'un laser Cr :LiSAF.

WEB,98] pour un laser Cr:LiSAF avec la génération d'impulsion de largeur à mi-hauteur inférieur à 200ns contenant une énergie de 45mJ.

Pour parvenir à ce résultat, nous avons dû développer un modèle mixte du point de vue des effets transverses. En effet, le milieu est décrit en son centre par un modèle onde plane basé sur les équations cinétiques, le profil d'inversion étant reconstruit en supposant que le mode TEM₀₀ impose sa géométrie à l'inversion via la saturation. Pour le reste de la cavité, l'allure radiale du faisceau est rigoureusement prise en compte par le biais de la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss afin de déterminer avec précision les pertes induites par le diaphragme intracavité.

Nous avons également vu qu'il fallait soigneusement placer les différents éléments de la cavité afin de provoquer un effet d'avalanche sans lequel le régime auto-déclenché ne peut être observé.

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence dans trois cas concrets l'intérêt de prendre en compte les aspects transverses dans les modélisations. Nous avons notamment montré qu'un mauvais recouvrement entre la pompe et le mode avait des incidences différentes en fonction du type de laser considéré : 3 niveaux ou 4 niveaux. Pour un 4 niveaux l'oscillation persiste mais la diffraction sur la tache de gain induit un mode fondamental différent du mode fondamental gaussien qui comporte des anneaux en champ lointain. Pour expliquer la présence de ces anneaux en champ lointain, il a fallu calculer le profil du mode par une méthode élaborée basée sur une projection du mode fondamental sur une base de polynômes de Laguerre-Gauss.

Toutefois, nous avons également vu qu'il n'était pas toujours nécessaire d'introduire une telle complexité dans les modèles : ainsi, celui utilisé pour le Cr:LiSaF peut être appelé mixte dans la mesure où le milieu est décrit en partie par un modèle onde plane et le reste de la cavité utilise quant à lui la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss. Cette mixité est suffisante pour expliquer le comportement auto-déclenché de ces lasers et pour fournir des résultats en bon accord quantitativement et qualitativement avec les expériences déjà reportées dans la littérature.

Enfin, nous avons également mis en évidence que la prise en compte des effets transverses dans des milieux aussi communs que les verres phosphates était en mesure d'expliquer la présence de bistabilité optique pour les verres les plus dopés. De plus, le programme modélise via la prise en compte des problèmes de recouvrement les formes arrondies des caractéristiques puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe pour les lasers comportant un effet de lentille thermique.

CHAPITRE

III

Laser déclenché fonctionnant à 1,5 μ m

A-Les résultats expérimentaux.

B-Mise en place des modèles.

C-Analyse des résultats.

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous considérons le cas des lasers déclenchés passivement par absorbant saturable. A partir d'un pompage continu, cette solution est retenue pour générer des trains d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur est le plus souvent comprise entre quelques nanosecondes et quelques centaines de nanosecondes pour des taux de répétitions entre la dizaine de hertz et quelques kilohertz. Les absorbants saturables possèdent par une transmission dépendant de l'intensité du signal incident dont l'allure caractéristique est donnée par la figure 1.

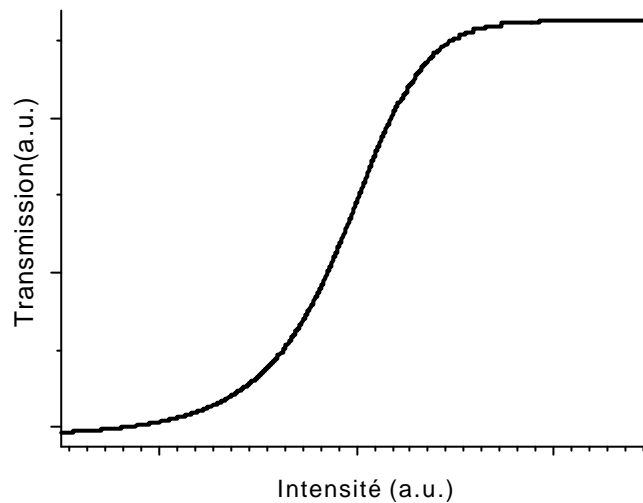


Figure 1 : Courbe caractéristique de la transmission d'un absorbant saturable.

Initialement, comme pour tous les lasers, l'oscillation laser démarre grâce à l'émission spontanée : l'intensité intracavité est donc faible et la transmission de l'absorbant est au niveau bas ce qui provoque des pertes plus importantes et augmente donc le seuil. Cette phase correspond en quelque sorte à une phase de stockage de l'énergie dans le milieu amplificateur. Quand le laser commence à osciller, l'intensité intracavité augmente et la transmission de l'absorbant commute vers le niveau haut, ce qui correspond en fait à une commutation des pertes : pour décrire cette commutation, on parle de *blanchiment de l'absorbant*. On comprend aisément que l'allure de cette courbe de transmission dépend fortement des données spectroscopiques décrivant l'absorbant que sont la section efficace d'absorption S et

le temps de vie t_s du niveau haut de la transition correspondant à l'absorption d'un photon à la longueur d'onde laser I_L (figure 2).

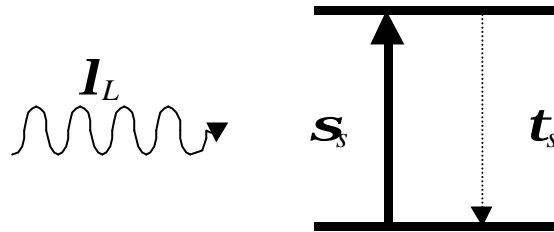


Figure 2 : Grandeurs spectroscopiques caractérisant l'absorbant.

Plus la section efficace est importante, plus l'absorbant sera facilement blanchi : le temps de vie correspond quant à lui à une fuite qui limite le blanchiment. Ces deux grandeurs jouent également un rôle au niveau du taux de répétition : on imagine par exemple, que le taux de répétition pourra être d'autant plus élevé que le temps de vie du niveau excité sera court. Toutefois, le processus est fortement non-linéaire et il faut se méfier des « a priori » et une modélisation est souvent nécessaire pour mettre en relief l'influence des différents paramètres.

Le but de ces modélisations est bien entendu d'expliquer les résultats observés pour un absorbant saturable mais également de déterminer les paramètres permettant d'optimiser le train d'impulsion en fonction des besoins que ce soit la largeur à mi-hauteur, la puissance crête, le taux de répétition... La plupart des modélisations rencontrées dans la littérature sont basées sur l'écriture des équations cinétiques dans le cadre de la théorie des ondes planes. Ces modèles permettent de déterminer globalement l'influence de tel ou tel paramètre sur la dynamique du laser, mais il faut reconnaître que l'ordre de grandeur fourni est souvent trop approximatif quand il est confronté aux résultats expérimentaux. De nombreuses publications ont proposées différentes voies afin d'optimiser les modèles ondes planes depuis l'un des premiers modèles [SZA,65] : il y eut par exemple l'influence du temps de vie de l'absorbant [ERI,66], l'influence du temps de vie du niveau bas (pour les 4 niveaux) [FAN,88]. Des publications ont également permis d'optimiser les différents paramètres pour favoriser l'une ou l'autre des caractéristiques des trains d'impulsions [DEG,89].

Notre objectif est d'étudier l'influence de la prise en compte des effets transverses dans les milieux insérés dans la cavité sur les résultats fournis par les modèles. En effet, si on

suppose que le laser oscille sur le mode fondamental TEM₀₀, le profil radial d'intensité dans la cavité est gaussien, avec un maximum au centre : on peut donc en déduire que l'absorbant saturable commence à blanchir au centre et au fur et à mesure que l'intensité augmente la zone blanchie s'agrandit ; cet effet ne peut bien sûr pas être modélisé par un modèle onde plane. Dans la littérature, les modèles traitant du sujet en régime déclenché sont assez rares ; on peut citer une étude récente de Zhang [ZHA,00] qui considère les lasers à 4 niveaux ce qui constitue une simplification notable des équations au niveau des profils radiaux. On peut de plus regretter que cette étude ne considère que le cas des absorbants ayant une très longue durée de vie et que l'aspect transverse n'est abordé que dans le but de fournir une taille de pompe optimale. Dans la mesure où une modélisation mixte a déjà fourni des résultats satisfaisants pour le Cr:LiSaF dans le chapitre II, nous nous intéressons particulièrement dans un premier temps au cas de figure où seul l'absorbant saturable est traité en prenant en compte la transversalité du problème. Il faut de plus préciser qu'en annexe nous démontrons comment la prise en compte de l'allure radiale du faisceau sonde utilisé dans les expériences de mesure de transmission simple passage des absorbants permet d'évaluer avec une plus grande exactitude les données spectroscopiques des absorbants. La transversalité dans les absorbants saturables n'est pas la seule qui puisse être traitée : en effet, nous avons vu que pour les milieux amplificateurs à 3 niveaux, il est important de considérer le problème lié au recouvrement de la pompe et du mode laser : ceci peut donner lieu à deux autres modèles où le milieu à gain est caractérisé de façon radiale alors que l'absorbant est traité soit en termes d'ondes planes ou avec la dépendance radiale.

Afin de valider nos modèles, nous disposons d'un dispositif expérimental comprenant un nombre important de composants possibles que ce soit du point de vue des absorbants saturables ou des coupleurs de sortie. Les nombreux types d'absorbants saturables utilisés pour déclencher les verres phosphates dopés Er :Yb ont des caractéristiques spectroscopiques différant plusieurs ordres de grandeurs d'écart, générant des trains d'impulsions a priori assez dissemblables les uns des autres. Cette richesse de comportements constitue autant de tests pour valider nos modèles. L'autre intérêt d'utiliser ce type de milieu amplificateur est qu'il émet à 1,5 μ m, c'est-à-dire dans la bande utilisée pour les télécommunications et dans la zone de sécurité oculaire : les applications pratiques sont donc très nombreuses et l'on comprend l'intérêt d'avoir un modèle fiable permettant de choisir le bon absorbant pour chaque application avec la bonne épaisseur et la bonne concentration.

A- Les résultats expérimentaux.

1-Le dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental est présenté en détail en annexe dans la mesure où il est commun à celui utilisé pour pomper le verre phosphate Er:Yb fortement dopé de la partie A du chapitre II. Les différents composants de ce dispositif expérimental sont représentés sur la figure III-A-1.

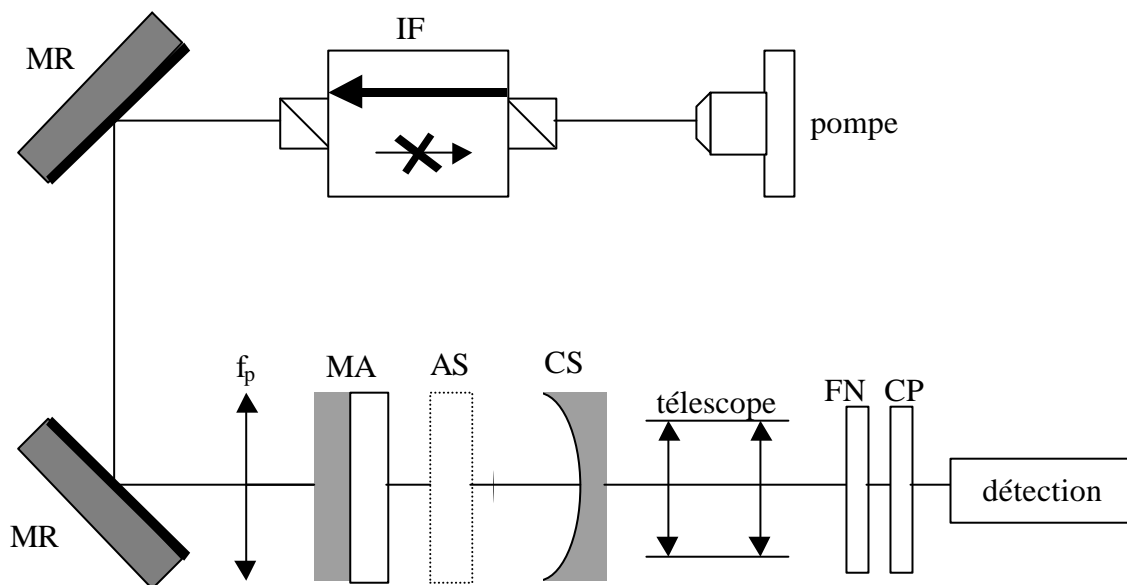


Figure III-A-1 : Dispositif expérimental.

La puissance de pompage est fournie par une diode laser fibrée : le faisceau émis par la fibre de 100 μm de cœur est ensuite collimaté. La température de la diode est réglée par un dispositif Peltier. Un isolateur Faraday (IF) protège la pompe du feedback qui pourrait rendre son émission instable. Les deux miroirs de renvoi (MR) permettent de fixer la hauteur et la direction de l'axe optique. Le signal optique est alors focalisé sur le milieu amplificateur (MA) avec une lentille convergente de focale f_p .

Le milieu amplificateur est une tranche de verre phosphate QX codopé erbium et ytterbium et d'épaisseur $l_g=710\mu\text{m}$: la densité d'ions ytterbium $N_Y=1,86.10^{27}\text{m}^{-3}$ et la densité d'ions erbium $N_E=7,3.10^{25}\text{m}^{-3}$. De tels milieux amplificateurs avec ces caractéristiques sont généralement développés pour fabriquer des microlasers. La face d'entrée de cette tranche est

traitée antireflet à la longueur d'onde de la pompe $\lambda_p=975\text{nm}$ et totalement réfléchissant à la longueur d'onde laser $\lambda_L=1,53\mu\text{m}$; l'autre face est quant à elle traitée antireflet à λ_L . Ce milieu amplificateur est collé sur une monture de cuivre refroidie par une cellule de Peltier.

Les absorbants saturables (AS) sont tous traités antireflets à λ_L sur chaque face et sont décrits en détail en annexe.

Nous disposons d'une large gamme de coupleurs de sortie (CS) caractérisés par leur rayon de courbure R_C et leur transmission T : $R_C=10\text{cm}$, 5cm ou $1,5\text{cm}$ et $T=0,2\%$, $0,5\%$, 1% , 2% ou 3% . En sortie, un télescope permet de collimater et d'ajuster la taille du faisceau de sortie. La détection peut être au choix un mesureur de puissance pour mesurer la puissance de sortie moyenne ou une photodiode rapide dont on visualise le signal sur un oscilloscope ce qui permet d'obtenir la largeur à mi-hauteur des impulsions, la puissance crête, l'énergie contenue dans un pulse et le taux de répétition du train d'impulsions. Au préalable, le faisceau de sortie traverse un filtre (CP) permettant de couper la puissance de pompe résiduelle transmise par le verre. La figure III-A-2 montre l'étalonnage de la pompe en fonction du signal donné par la photodiode intégrée à la diode laser; sont représentées la puissance incidente sur le verre P_{inc} , la puissance absorbée P_{abs} et la puissance transmise P_{trans} . La puissance incidente est mesurée après l'isolateur optique, les deux miroirs de renvoi et la lentille de focalisation. En régime déclenché, un atténuateur (FN) est également placé en sortie pour éviter que le mesureur de puissance ne sature.

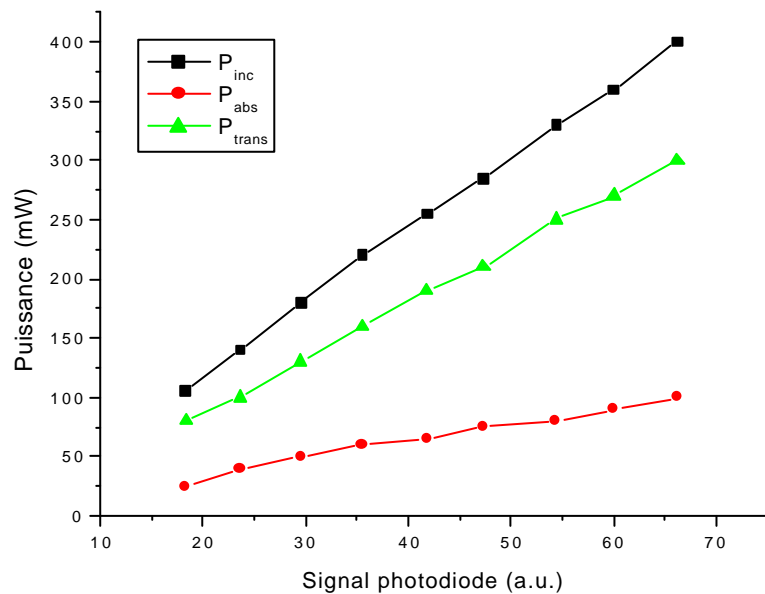


Figure III-A-2 : Etalonnage de la pompe.

2-Comportement du laser en régime relaxé.

La température de consigne de la diode laser permet d'en ajuster la longueur d'onde : la température optimale est $T=303\text{K}$; elle a été ajustée en maximisant la puissance de sortie à $1,53\mu\text{m}$. La focal f_p permettant d'obtenir le meilleur rendement laser vaut 25mm .

Nous avons déjà discuté de la présence d'un effet de lentille thermique dans les verres phosphate dopés Er:Yb (chap. II-A) : on associe à cet effet une focale notée f_{th} donnée par l'expression suivante [KOE,99]:

$$f_{th} = \frac{A}{P_H} \quad (\text{III-A-1})$$

où A est une constante dépendant des propriétés thermiques du matériau et P_H est la puissance effectivement dissipée sous forme d'énergie calorifique.

Des résultats déjà publiés dans la littérature [THO,96] avec des échantillons identiques aux nôtres donnent une focale de 17 cm pour une puissance incidente de 500mW : ceci nous permet de trouver un ordre de grandeur pour A à insérer dans nos modèles. Les focales évoquées dans cette publication expliquent que nous ne pouvons pas observer d'effet de bistabilité optique avec ces verres comme nous l'avons précédemment relevé. Quel que soit le coupleur de sortie choisi, aucune des courbes de rendement tracées ne présente d'extinction : on peut toutefois observer pour les plus fortes valeurs de la puissance de pompage que la courbe s'arrondit légèrement traduisant l'évolution défavorable du recouvrement entre le faisceau de pompe et le mode laser dans le milieu amplificateur. Malgré tout, dans tous les cas, les courbes de rendement ont une allure linéaire habituelle comme celle représentée sur la figure III-A-3. Nous pouvons remarquer que sur cette courbe le seuil est relativement élevé pour un milieu qui en configuration microlaser présente usuellement des seuils de l'ordre de la dizaine de milliwatts. Ici, la seule différence vient de la géométrie du mode imposée par les paramètres de la cavité : en effet, nous avons précédemment démontré que le recouvrement de la tache de pompe et du mode laser évolue avec la puissance de pompe, or pour régler la cavité, nous choisissons une puissance incidente donnée (en l'occurrence 250mW) pour laquelle le recouvrement est donc le meilleur ; quand nous diminuons la puissance incidente, la focale thermique évolue et le recouvrement devient mauvais ce qui implique qu'il faille augmenter la puissance incidente pour franchir le seuil dans cette configuration. Nous

A-Les résultats expérimentaux

confirmons aisément cette hypothèse expérimentalement en modifiant la longueur de la cavité : en améliorant de proche en proche le recouvrement, on tend vers des seuils conformes à ceux obtenus en configuration microlaser [THO,96].

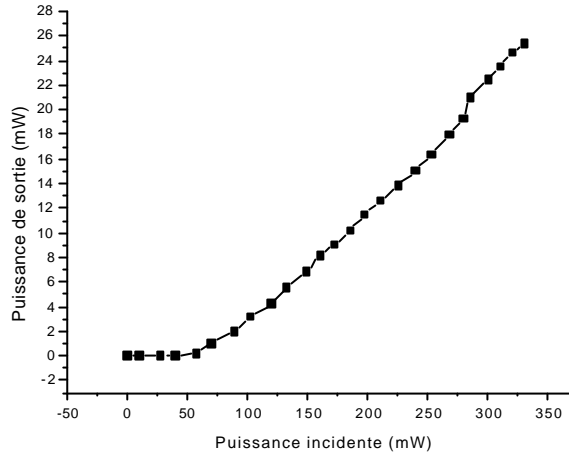


Figure III-A-3 : Courbe de rendement pour $T=1\%$ et $R_C=15\text{mm}$.

Les effets thermiques jouent également un rôle au niveau de la position latérale du spot de pompe sur le verre. Nous avons remarqué que plus on pompait près de la monture de cuivre sur laquelle est collé le milieu amplificateur meilleur le rendement laser était. La monture de cuivre est percée d'un trou circulaire et les zones où le pompage est le plus efficace se trouve sur un anneau concentrique figure III-A-4 ; par exemple, on peut perdre jusqu'à 30% de la puissance de sortie si on pompe au centre.

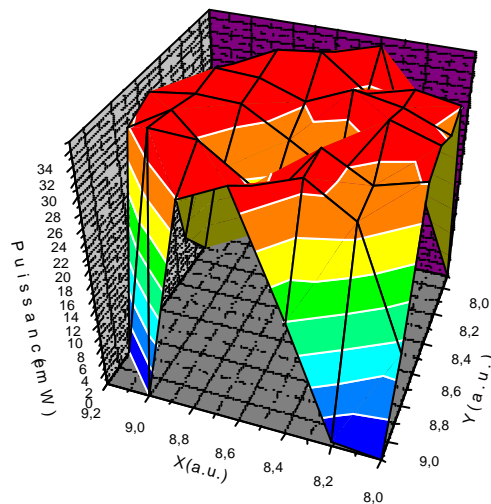


Figure III-A-4 : Puissance de sortie en fonction de la position du spot de pompe.

La température de consigne imposée à la monture de cuivre est choisie la plus basse possible : 9°C, car pour des températures plus basses de la condensation apparaît altérant les performances du laser.

Si nous testons à présent tous les coupleurs de sortie à notre disposition, nous remarquons que quelle que soit la transmission T choisie, le rayon de courbure R_C ne joue pas un rôle significatif sur la courbe de rendement : en effet, R_C influe uniquement sur la géométrie du mode laser et il suffit donc d'adapter le rayon du faisceau de pompe pour obtenir un recouvrement similaire. Pour tous les rayons de courbure, nous trouvons que la transmission permettant d'atteindre les meilleurs rendements est $T=1\%$; $T=2\%$ fournit des résultats relativement proches avec un seuil plus élevé. Pour $T=3\%$, la puissance moyenne est moins importante et le seuil est naturellement plus élevé, les pertes intracavité étant plus importantes. Pour les transmissions inférieures à 1%, les résultats demeurent logiques, à savoir une puissance de sortie moyenne moins importante et des seuils plus bas.

Tous les résultats que nous avons présentés sont donc classiques et ne demandent donc aucun commentaire supplémentaire. En outre, une caractérisation de l'émission du laser en polarisation n'a pas permis de mettre en évidence un effet quelconque. Enfin, si nous observons la puissance de sortie au cours du temps sur l'écran d'un oscilloscope, nous ne trouvons aucune dynamique particulière comme celle observée pour le verre fortement dopé et qui était lié à la formation de paires d'ions (voir en annexe) : pompé en continu, le laser oscille en continu.

3-Comportement en régime déclenché.

Nous insérons maintenant un absorbant saturable dans la cavité : les absorbants sont collés sur une monture en cuivre, elle-même vissée sur une monture permettant d'ajuster l'inclinaison de l'échantillon ; de plus, tout cet ensemble est monté sur une table de translation XYZ permettant de déplacer l'échantillon dans la cavité et donc d'observer l'influence de la taille du mode au niveau de l'absorbant sur la dynamique du laser. Nous allons à présent donner les performances obtenues avec les différents absorbants saturables réunis dans le tableau III-A-1. Ces données ont en partie été mesurées au laboratoire avec une expérience de transmission simple passage décrite en annexe : notons, de plus que cette méthode intègre une prise en compte de l'allure radiale du faisceau sonde.

nom	épaisseur (mm)	σ_s ($\cdot 10^{-19} \text{cm}^{-2}$)	τ_s
LMA:Co	0,42	1,45	200ns
LMA:Co	0,8	1,45	200ns
MALO:Co	0,7	2,9	340ns
Co:Znse	0,4	9,7	290 μ s
Cr:Znse	0,3	3,2	8 μ s
ASL:Co	----	----	----
GGG:Co	----	----	----
SrF2:U	0,5	0,76	20 μ s
CaF2:U	0,5	0,7	3,5 μ s

Tableau III-A-1 : Listes des différents absorbants saturables disponibles avec leurs caractéristiques. σ_s est la section efficace d'absorption et τ_s le temps de vie du niveau métastable (figure III-A-5).

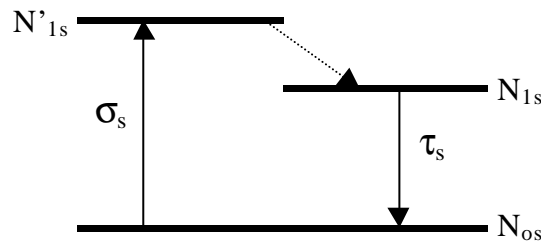


Figure III-A-5 : Schéma des niveaux pour les absorbants saturables.

Sur le schéma des niveaux, nous voyons que l'absorption du signal laser est caractérisée par la section efficace d'absorption σ_s permettant à l'ion de passer du niveau fondamental de densité (N_{0s}) vers un niveau excité (N'_{1s}) qui est considéré vide dans la mesure où il se désexcite très rapidement par le biais d'une relaxation non radiative. Le niveau métastable de densité N_{1s} se dépeuple quant à lui de façon spontanée et est caractérisé par un temps de vie τ_s .

Le tableau III-A-1 permet de mettre en évidence le fait que nous disposons d'un nombre important d'absorbants saturables ayant des propriétés spectroscopiques variant de plusieurs ordres de grandeurs. Il existe encore d'autres types de d'absorbants saturables dans la littérature : il est naturel notamment de retrouver des absorbants dopés avec de l'erbium tels que le Er:Ca₅(PO₄)₃F [SPA,93] ou plus récemment des verres dopés PbS [MAL,00].

Etant donnée la quantité d'absorbant saturables et la quantité de coupleurs de sortie à notre disposition, le nombre de configurations possibles est très important : de l'ordre de 150. Bien qu'ayant été pour la plupart testée, nous n'allons pas bien entendu donner ici tous les résultats mais simplement ceux obtenus pour les transmissions de coupleurs de sortie donnant les meilleurs résultats et pour les absorbants ayant les caractéristiques les plus éloignées les unes des autres afin de mettre en évidence des comportements dynamiques éventuellement différents. Enfin, il faut noter que la taille et la concentration de ces absorbants n'ont pas été optimisées pour un fonctionnement particulier du régime déclenché (optimisation de la puissance crête par exemple) : elles ont été déterminées simplement de telle sorte que notre laser soit susceptible de fonctionner en régime déclenché. Nous allons d'ailleurs voir que certains de ces absorbants ne permettent pas un fonctionnement convenable du laser.

a) Les absorbants fonctionnant mal.

Les absorbants qui suivent n'ont pas permis d'obtenir un comportement reproductible dans le temps ou bien induisent des pertes trop importantes pour que le laser oscille.

- Le LMA:Co taillé suivant l'axe c

Cet échantillon induit des pertes telles que le laser ne peut pas franchir le seuil ; a priori ce résultat n'est aucunement lié à l'orientation de la coupe du cristal mais simplement à sa qualité optique médiocre.

- Le MALO:Co

Ce cristal présente un intérêt certain dans la mesure où il semble être l'un des matériaux retenus pour une production industrielle de lasers fonctionnant à 1,5 μ m avec le LMA :Co. Malheureusement les échantillons en notre possession n'étaient pas traités anti-reflet et là aussi les pertes induites ont empêché d'atteindre un régime déclenché d'une qualité suffisante pour que les résultats soient exploitables.

- Le SrF₂:U

Pour ce cristal, le seuil n'est également pas atteint malgré des traitements optiques sur chaque face de l'échantillon et une qualité optique satisfaisante dans la mesure où ce cristal a déjà fonctionné avec une source émettant à 1,5 μ m le YLF:Tm [BRA,01]. Cette observation constitue donc une donnée à part entière et un modèle fiable devra l'expliquer.

- Les cristaux Co:Znse, Cr:Znse.

Ces cristaux fonctionnent de façon satisfaisante mais ils possèdent des traitements de mauvaise qualité qui en limitent l'utilisation : en effet, les traitements sont piqués quand la puissance crête devient trop importante. Il suffirait donc a priori de se limiter à une certaine puissance de pompe incidente pour éviter d'atteindre ce seuil de dommage : toutefois ces cristaux possèdent une dynamique particulière et paradoxalement, si on les compare aux autres absorbants, les puissances crêtes les plus importantes sont observées près du seuil où le taux de répétition est faible mais les pulses ont alors une largeur à mi-hauteur faible et donc une puissance crête importante. La figure III-A-6 montre le comportement de ce laser proche du seuil avec des trains d'impulsions composés d'un premier pulse intense suivi d'une série de petits pulses : ces trains sont très stables dans le temps. Les dommages causés aux cristaux n'ont pas permis une caractérisation complète de ceux-ci et le fait à expliquer est donc le comportement dynamique au seuil.

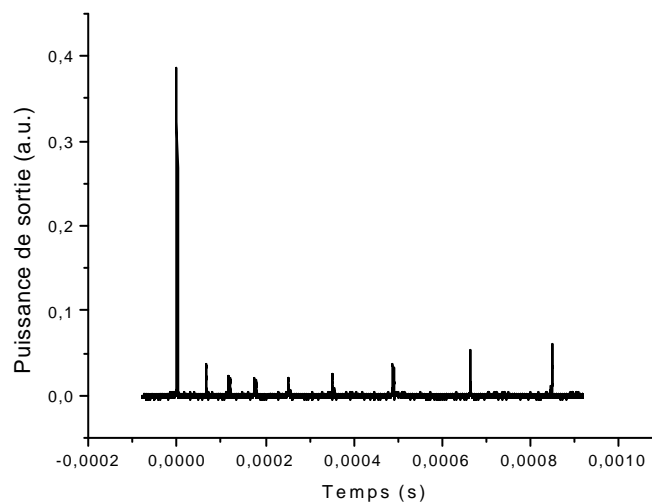


Figure III-A-6 : Comportement dynamique des lasers Co:Znse près du seuil.

b) Les absorbants ayant un comportement reproductible.

Dans cette partie, nous allons exposer pour chaque absorbant les résultats sous la forme de deux catégories : la première présentant l'influence de la transmission du miroir de sortie pour une courbure de miroir donnée, alors que la seconde montrera, à transmission fixe l'influence de la courbure sur la dynamique des lasers déclenchés ; cette transmission est choisie égale à 1% dans la mesure où elle correspond pour presque tous les absorbants à la transmission permettant d'avoir une puissance moyenne optimale.

Du point de vue des réglages de la cavité, il est très difficile de conserver des réglages communs pour les différents absorbants : par exemple, en fonction des pertes induites par l'absorbant, la focale thermique induite par le milieu amplificateur est différente et donc la configuration optimale est différente pour chaque absorbant. De plus, le laser peut émettre de façon multimode longitudinale créant ainsi de nombreuses instabilités au niveau du train d'impulsion : des trains stables monomodes peuvent être obtenus en ajustant la longueur de la cavité. Là encore cette optimisation est différente en fonction des différents absorbants. Pour garder un plus grand nombre de points communs possibles entre les différents absorbants, nous définissons un réglage de base commun déterminé en réglant la cavité sans absorbant saturable pour une puissance de pompe donnée : une fois l'absorbant inséré, nous essayons de rester le plus près possible de cette configuration. Les puissances de pompe sont volontairement limitées dans la mesure où nous avons déjà observé la formation de fractures dans le verre phosphate.

- Le LMA:Co

La figure III-A-6 montre pour cet absorbant le comportement relevé pour $R_c=15$ mm et pour différentes valeurs de T . Les courbes donnant l'évolution du taux de répétition avec la puissance de pompe sont quasiment linéaires : plus les fuites sont importantes au niveau du miroir moins les taux de répétition sont élevés et les trois courbes suivent une évolution globalement parallèle. Les trains d'impulsions sont très stables pour toutes les configurations : seules quelques instabilités sont relevées près du seuil pour $T=0,5\%$. La puissance moyenne possède un comportement usuel avec des courbes droites ne traduisant donc pas la présence de l'effet de lentille thermique qui pourtant semble affecté par la présence de l'absorbant : en

A-Les résultats expérimentaux

effet, on peut optimiser la puissance moyenne en modifiant la position du plan focal de la lentille de focalisation de la pompe alors qu'initialement cette position était la meilleure en régime relaxé. Le seuil possède des valeurs dépendant logiquement de la transmission du miroir de sortie. En régime relaxé, les performances du laser pour $T=1\%$ et $T=2\%$ étaient relativement proches : il semble ici que les pertes supplémentaires induites par le miroir ($T=2\%$) affectent fortement le comportement du laser. Etant donnée la puissance moyenne et les taux de répétition associés au cas $T=1\%$, on comprend aisément que l'énergie contenue dans une impulsion soit faible en comparaison des autres transmissions. Pour $T=2\%$ et $T=1\%$, l'énergie est comparable : la puissance moyenne moins importante pour $T=2\%$ est compensée par un taux de répétition moins élevé. La puissance crête est plus importante pour $T=1\%$, car à énergie similaire, la largeur à mi-hauteur est moins importante. Globalement pour les trois transmissions, plus la puissance de pompe est importante plus les impulsions sont fines. Les impulsions sont symétriques qu'elle que soit la transmission du coupleur de sortie : la figure III-A-7 montre la forme de l'une d'entre elles.

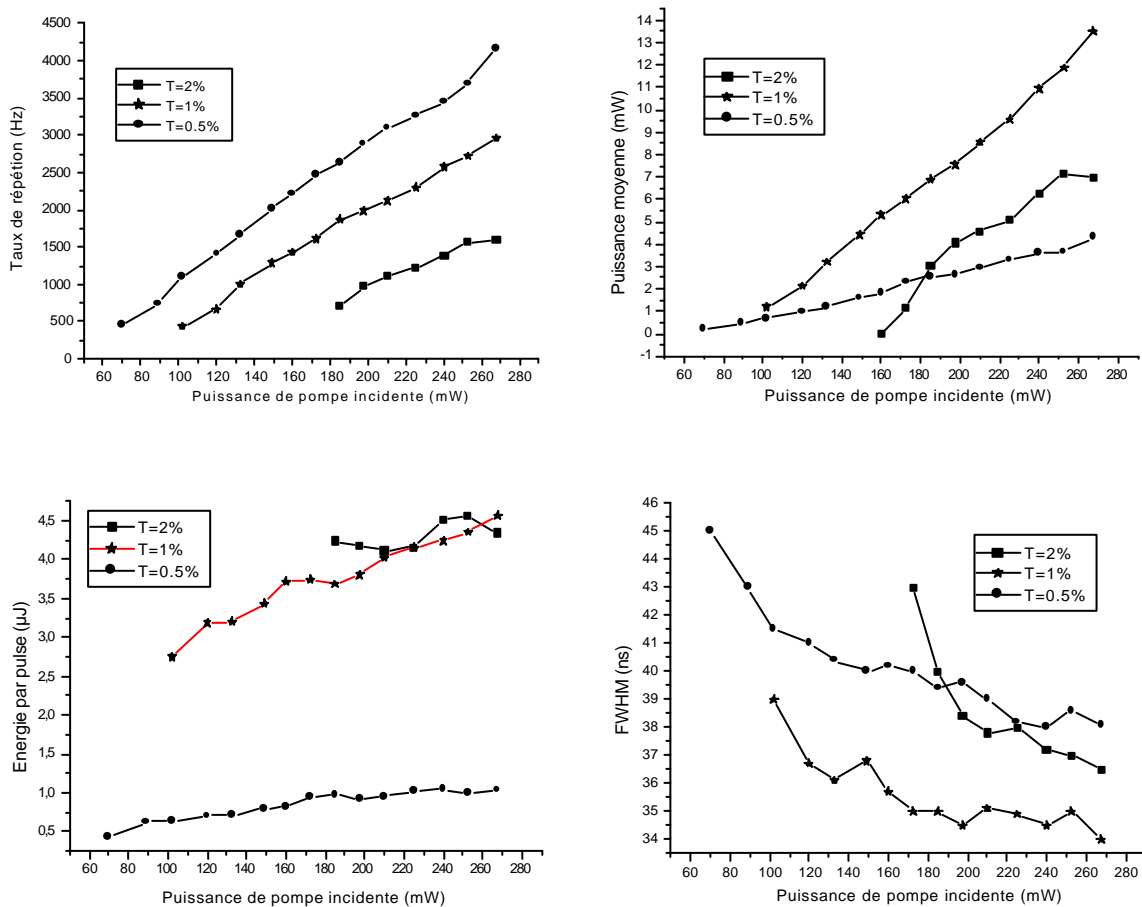


Figure III-A-6 : Performances des trains d'impulsions tracées pour des cavités de 15mm.

A-Les résultats expérimentaux

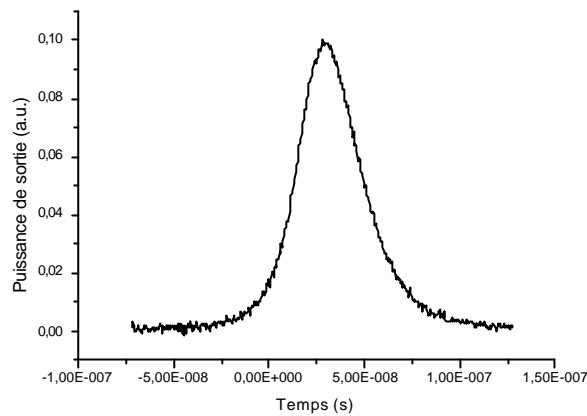


Figure III-A-7 : Forme des impulsions ($R_c=15$ mm, $T=0,5\%$ et $P_{inc}=260$ mW).

Globalement, le meilleur rendement est obtenu pour $T=1\%$; de plus, pour cette valeur de T , les pulses sont plus fins et les puissances crêtes sont élevées pour des taux de répétitions allant de 500 Hz à 2,7 kHz. Nous avons remarqué que cette transmission était la meilleure quelle que soit la courbure du miroir de sortie : nous allons maintenant présenter pour $T=1\%$ l'influence de R_c (figure III-A-8).

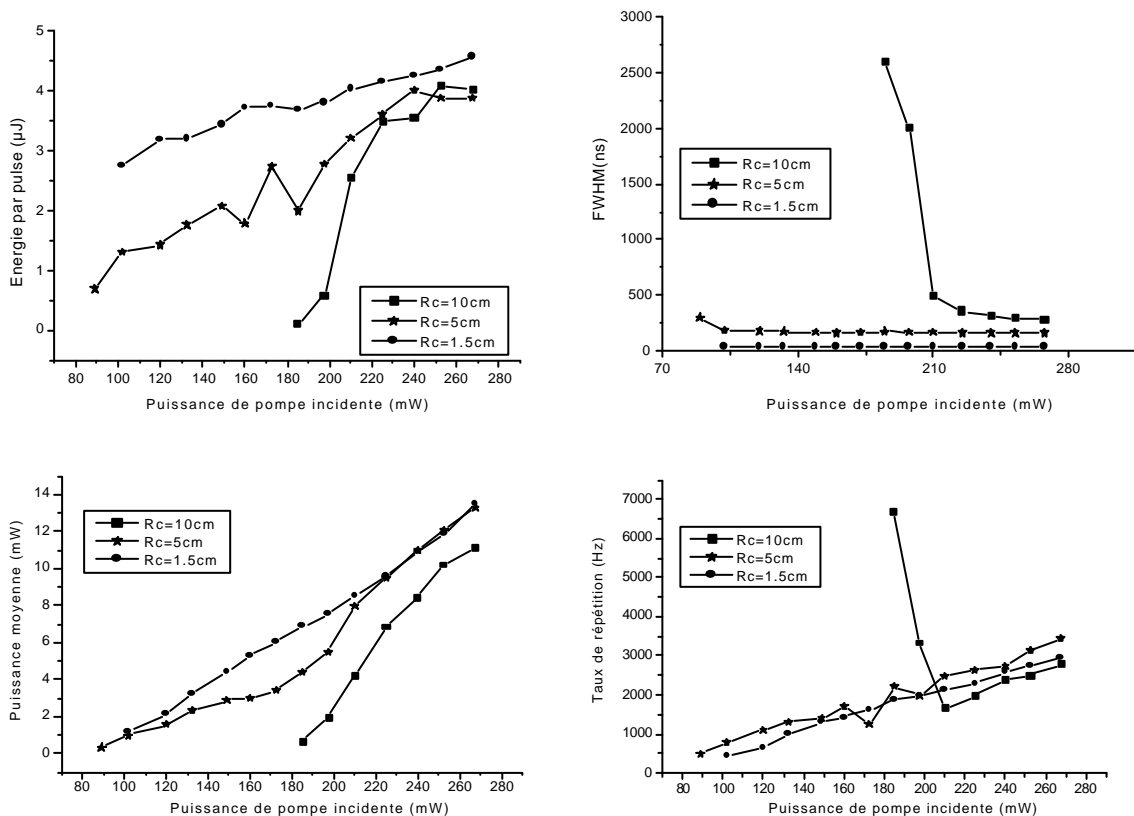


Figure III-A-8 : Performances des pulses en fonction de R_c pour $T=1\%$.

La longueur de la cavité est un paramètre déterminant pour la largeur à mi-hauteur des impulsions : pour $R_c=1,5\text{cm}$, la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 30ns, de 150 ns pour $R_c=5\text{cm}$ et enfin de 300ns pour $R_c=10\text{cm}$, ceci étant lié à la durée d'un aller-retour dans la cavité pour les photons [DEG,89]. Les taux de répétitions suivent des courbes proches les unes des autres, excepté pour la cavité la plus longue pour laquelle, le taux de répétition devient important quand la puissance de pompe décroît. En effet, le laser devient brusquement multimode, ce qui implique un comportement instable, des taux de répétition élevés et une énergie contenue dans chaque pulse chutant fortement. On pressent sur ces courbes que plus la cavité est courte plus la dynamique du blanchiment de l'absorbant est rapide générant des impulsions courtes avec de fortes puissances crête. Les impulsions conservent un aspect symétrique quelle que soit la configuration choisie.

- **Remarques générales.**

Nous avons noté que lorsque les impulsions devenaient instables, le train pouvait être stabilisé en provoquant du feedback sur le laser, en alignant un filtre interférométrique en sortie par exemple : le désalignement de celui-ci rendant le train de nouveau instable. Cette observation peut être liée à un effet de cavités couplées ou bien au fait que le signal de feedback constitue en fait un signal « horloge » sur lequel s'aligne la dynamique du laser.

La meilleure position pour l'absorbant saturable semble dans tous les cas être à 2 ou 3 mm du milieu amplificateur. Si on éloigne l'absorbant du milieu amplificateur, l'amplitude des impulsions décroît et la largeur à mi-hauteur augmente, alors que le taux de répétition reste sensiblement le même. Au fur et à mesure que l'on écarte l'absorbant, le laser évolue vers un fonctionnement continu, et sa puissance moyenne décroît jusqu'à ce que le laser passe sous le seuil. On ne peut pas atteindre le régime continu avec $R_c=1,5\text{cm}$: il faut préciser qu'étant donné l'encombrement des différentes montures, il existe dans cette configuration un degré de liberté relativement limité quant à la position de l'absorbant. D'autre part, cette évolution de la dynamique est probablement liée à la taille du faisceau sur l'absorbant : à énergie incidente totale égale, si le faisceau est plus large, l'énergie est localement moins importante et donc l'absorbant est plus difficilement blanchi.

Enfin, un autre comportement particulier a été relevé pour cet absorbant : quand nous réglons le laser, il est plus facile d'obtenir un signal quand le laser fonctionne de façon continue, c'est-à-dire quand l'absorbant est éloigné du milieu amplificateur. L'absorbant est ensuite rapproché du milieu à gain de façon à obtenir des impulsions. Il arrive cependant que durant cette manœuvre, le signal laser soit perdu sans pouvoir le retrouver en modifiant l'inclinaison de l'absorbant, c'est-à-dire en changeant l'épaisseur de cristal traversée. De la même façon, si on diminue la puissance de pompe, le laser s'éteint et peut ne pas se rallumer si on réaugmente la puissance du pompage. Dans les deux cas pour retrouver le signal, il faut écarter l'absorbant du milieu à gain. Il semble donc que le comportement dynamique du laser soit fortement dépendant de l'état initial du laser. On peut d'ailleurs parler de bistabilité dans la mesure où pour un même réglage de cavité et pour une même puissance incidente, le laser peut être éteint ou fonctionner de façon pulsée en fonction de la manière choisie pour atteindre le réglage final.

- CaF₂:U

Nous présentons les résultats obtenus dans les mêmes conditions que pour le cristal de LMA:Co (figure III-A-9 et III-A-10). Malgré tout, il n'est pas approprié de faire une comparaison trop poussée entre les différents absorbants car, comme nous l'avons précisé antérieurement, la concentration et l'épaisseur de ces absorbants n'ont été en aucun cas optimisées par un procédé quelconque. Il demeure néanmoins quelques similitudes notamment au niveau de la largeur à mi-hauteur des impulsions encore une fois fixée par la longueur de la cavité et le taux de répétition est proportionnel à la puissance de pompe.

Le fait que la puissance moyenne soit plus faible que pour le LMA:Co traduit le fait que cet absorbant apporte des pertes plus importantes et justifie le fait que les résultats obtenus avec $T=0,5\%$ sont plus proches de ceux tracés pour $T=1\%$ que pour le cas précédent. Dans tous les cas, les trains d'impulsions sont très stables, seule une légère instabilité apparaît près du seuil au niveau du taux de répétition (*jitter*). Si on écarte l'absorbant de sa position idéale, le laser suit les mêmes séquences que celle décrites pour le LMA:Co, c'est-à-dire que l'on tend progressivement vers un comportement continu dont la puissance moyenne décroît jusqu'à extinction du laser. Enfin le caractère bistable ne se produit pas d'une façon aussi brutale que précédemment dans la mesure où il se produit sur une gamme restreinte de paramètres : une petite translation de l'absorbant suffit pour relancer la dynamique.

A-Les résultats expérimentaux

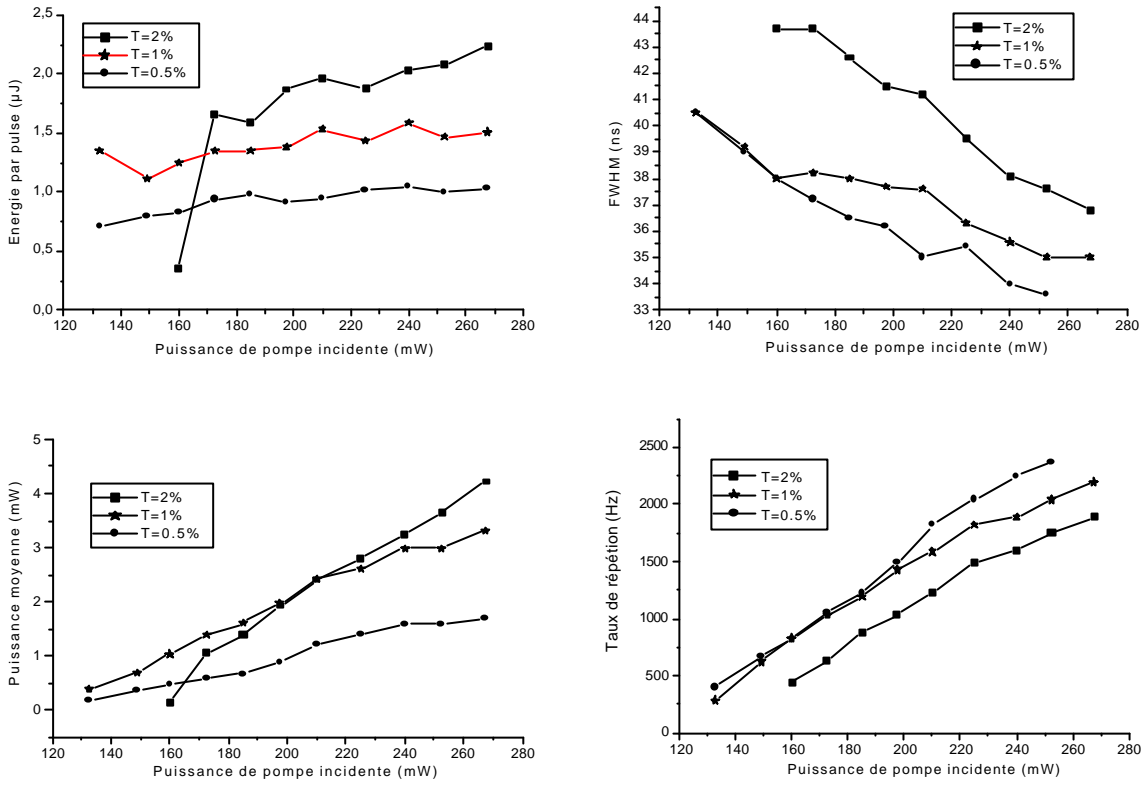


Figure III-A-9 : Performances des impulsions en fonction de T pour $R_c=1,5$ cm.

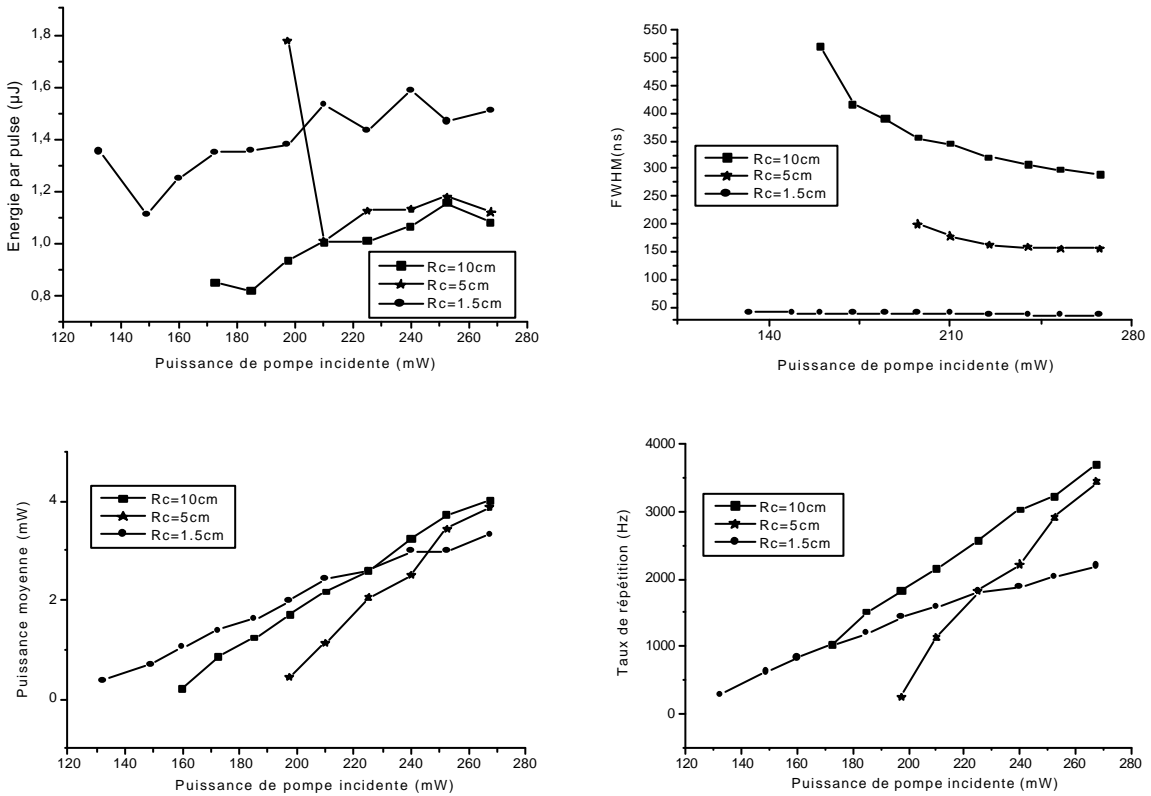


Figure III-A-10 : Performances des impulsions en fonction de R_c pour $T=1\%$.

- Le GGG:Co.

Nous traçons les mêmes courbes pour le cobalt dans cette autre matrice cristalline.

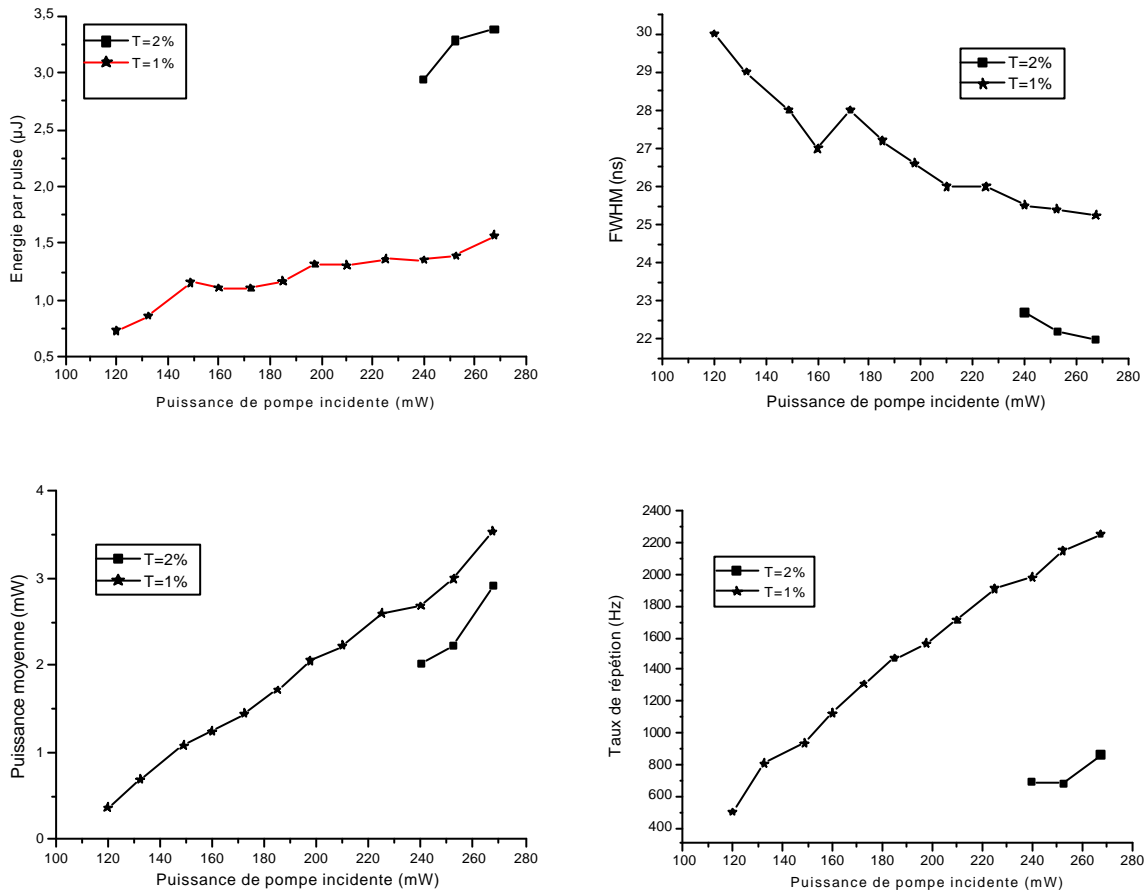


Figure III-A-11 : Performances des impulsions en fonction de T pour $R_c=1,5$ cm.

Les résultats que nous avons tracés sur ces figures ont été difficiles à obtenir : comme nous l'avons expliqué pour le LMA:Co, quand nous perdons le signal, il est impossible de le retrouver en jouant sur l'inclinaison de l'absorbant saturable : il faut donc modifier la position de l'absorbant. Mais cette fois, même en suivant cette procédure, il est difficile d'atteindre un régime que l'on puisse garder dans le temps. D'ailleurs, pour le couple de paramètres $T=0,5\%$ et $R_c=1,5$ cm, même si nous observons des trains d'impulsions, il est impossible de les garder suffisamment longtemps pour effectuer une mesure. Toutefois, quand nous parvenons à garder le signal, nous enregistrons des trains d'impulsions très stables comme celui représenté sur la figure III-A-13.

A-Les résultats expérimentaux

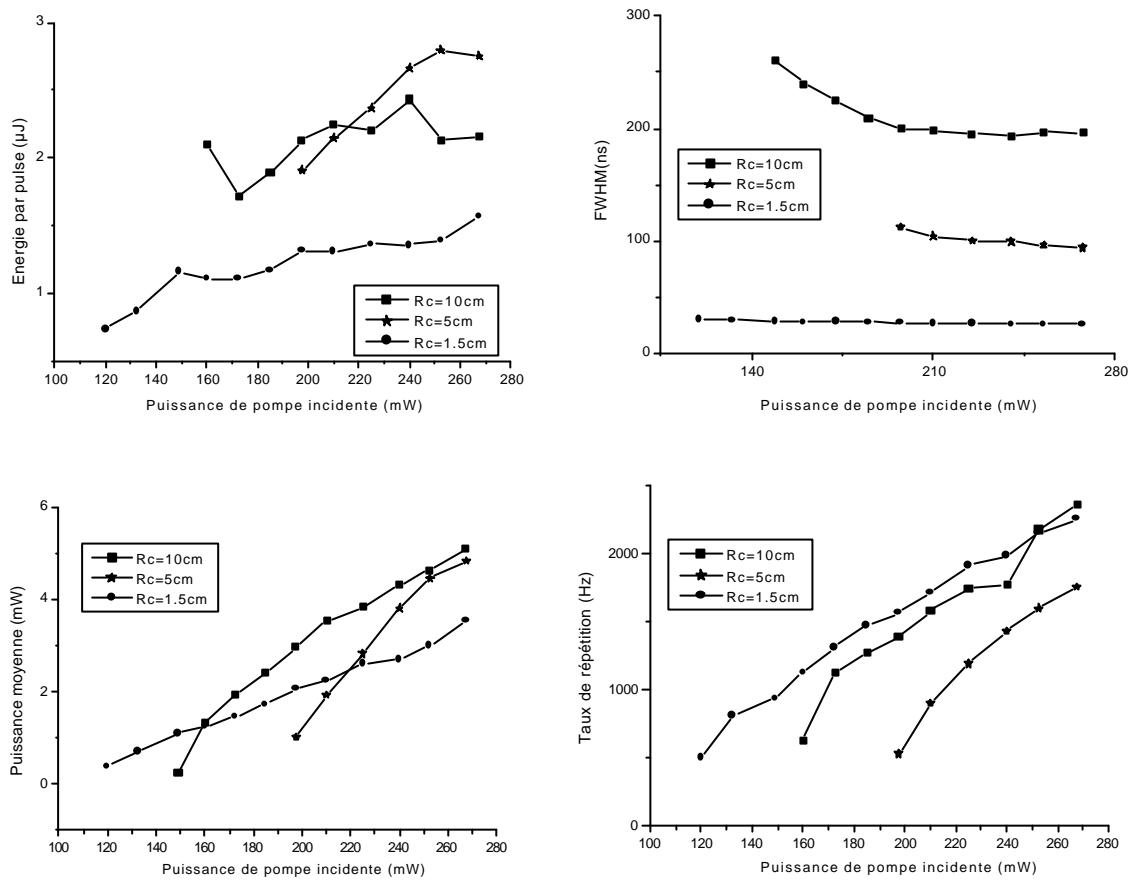


Figure III-A-12 : Performances des impulsions en fonction de R_c pour $T=1\%$.

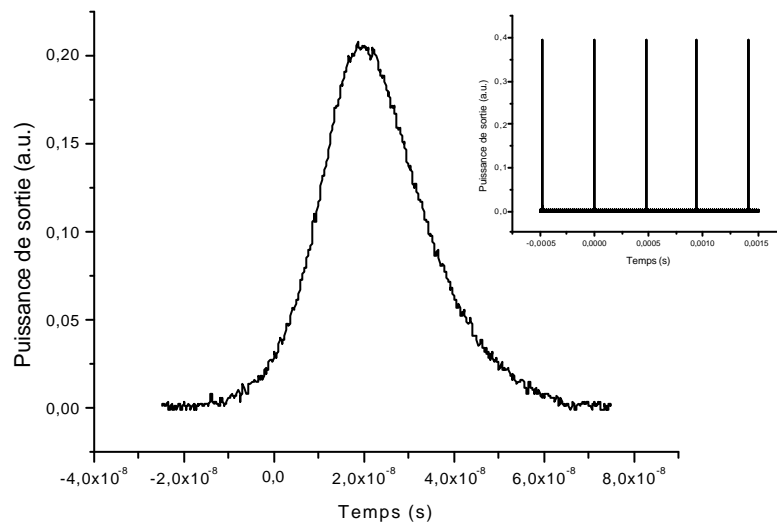


Figure III-A-13 : Impulsion et trains d'impulsions pour $R_c=1,5$ cm, $T=1\%$ et $P_{inc}=260$ mW.

• L'ASL:Co.

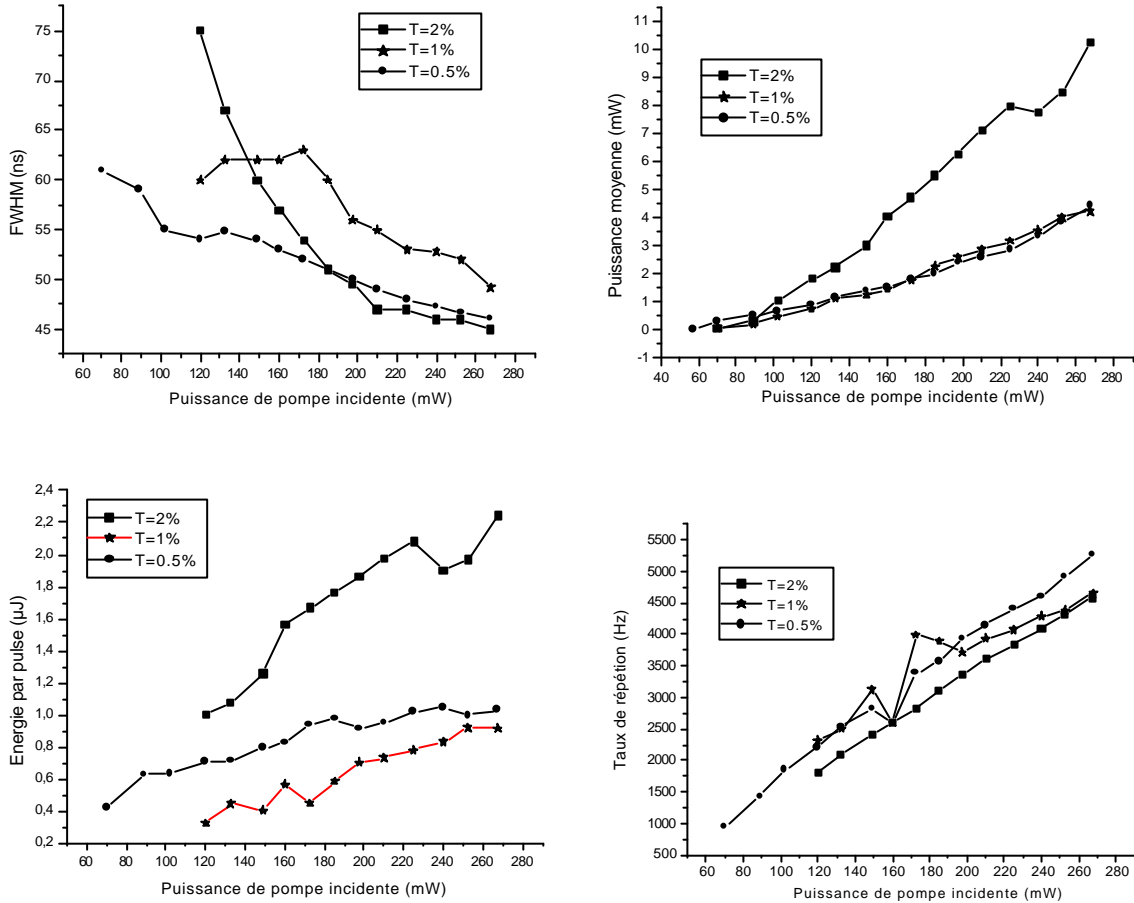


Figure III-A-14 : Performances des impulsions en fonction de T pour $R_c=1,5$ cm.

Pour cette absorbant, les résultats suivent une tendance globale similaire aux autres absorbants mis à part que $T=2\%$ permet d'atteindre des régimes possédant une énergie par pulse plus importante que pour les autres transmissions. Nous pouvons remarquer que les impulsions sont globalement les plus longues que nous ayons relevées. Ces deux remarques traduisent probablement le fait que l'absorbant aurait pu être plus dense ou plus épais. Pour $T=1\%$, les trains d'impulsions sont relativement instables et les mesures sont perturbées.

La figure III-A-15 montre l'influence de la longueur de la cavité sur la dynamique. Pour $R_c=5$ cm, nous n'avons pas reporté les données pour des puissances incidentes intermédiaires dans la mesure où les trains d'impulsions émis par le laser possèdent une forme particulière dans la mesure où ils semblent être la superposition de deux trains comme nous l'avons représenté sur la figure III-A-16. Pour $R_c=10$ cm, ce régime est présent quelle que soit la

A-Les résultats expérimentaux

puissance de pompe avec un petit pulse dont la largeur est supérieure à la microseconde et un second plus fin de l'ordre de 400 ns : ces trains d'impulsions sont très stables dans le temps.

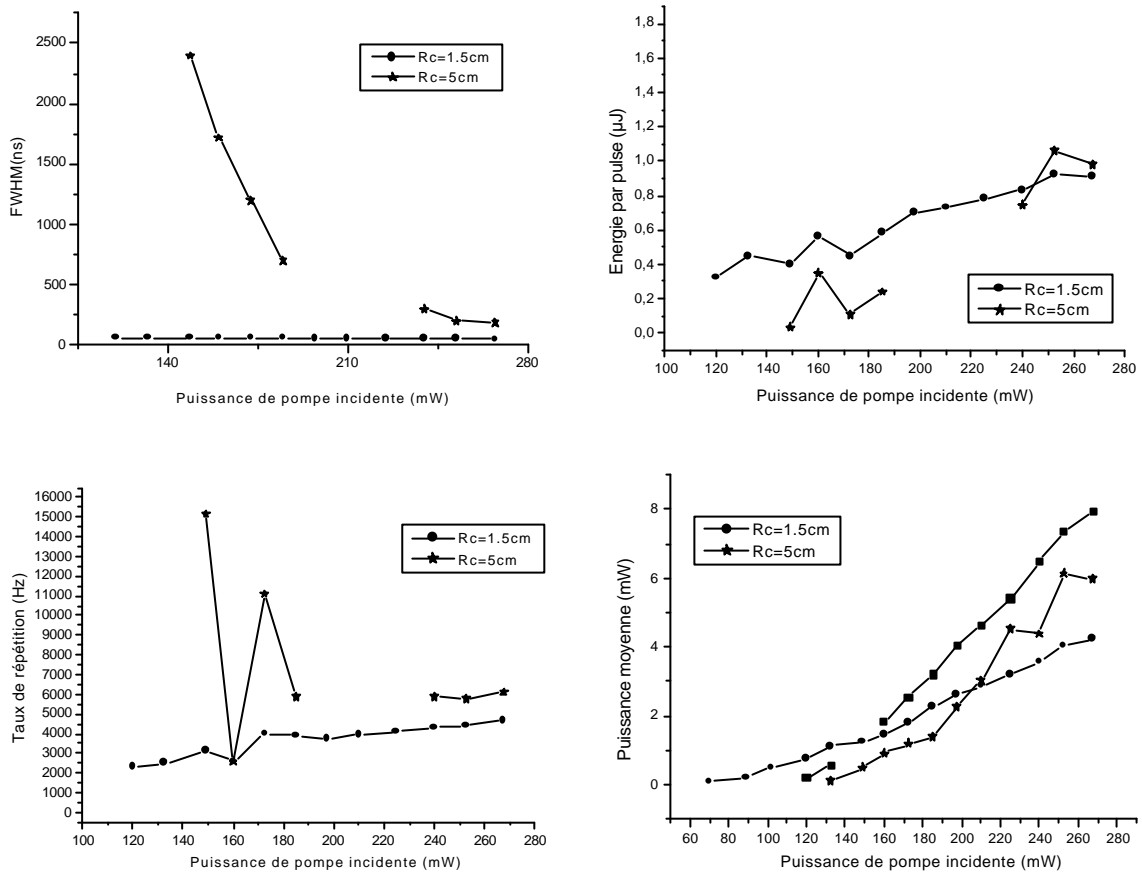


Figure III-A-15 : Performances des impulsions en fonction de R_c pour $T=1\%$.

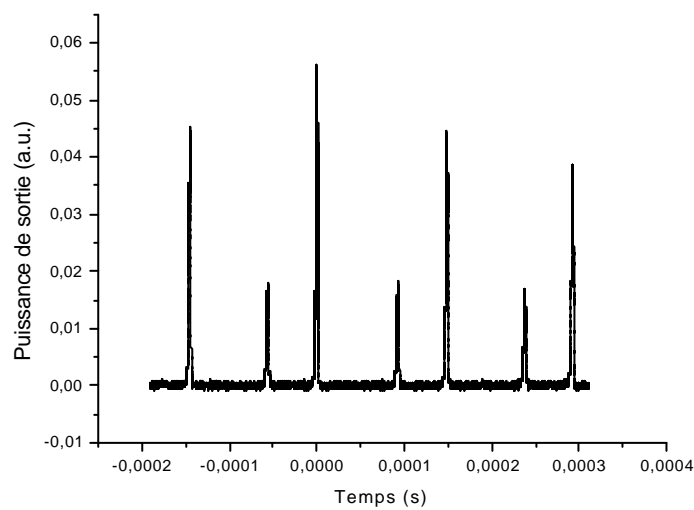


Figure III-A-16 : Train d'impulsion pour $T=1\%$, $R_c=10$ cm et $P_{inc}=260$ mW.

c). Conclusion.

Ces séries d'expériences ont permis de relever les comportements dynamiques d'un laser à verre phosphate codopé erbium et ytterbium pour une série d'absorbant saturable. Dans la plupart des cas de tels résultats sont modélisés en utilisant les équations cinétiques dans le cadre de la théorie des ondes planes : ce genre de modèle permet d'obtenir un premier ordre de grandeur mais ils ne sont toutefois pas satisfaisants, c'est pourquoi forts de cette base de donnée, nous allons à présent développer des modèles intégrant le profil radial du faisceau dans la cavité. L'intérêt étant bien-entendu d'observer si ces modèles permettent d'atteindre une plus grande précision dans les prédictions.

Les observations expérimentales sont a priori encourageantes dans la mesure où nous avons montré la dépendance de la dynamique du laser avec la position de l'absorbant dans la cavité. En effet, il est probable que la taille du mode au niveau de l'absorbant joue un rôle important dans la mesure où à énergie égale, elle est plus ou moins étalée radialement et l'absorbant est blanchi plus ou moins facilement.

B-MISE EN PLACE DES MODELES.

L'objectif de cette partie est d'explicitier les différents modèles que nous allons développer afin de modéliser les résultats expérimentaux. La figure III-B-1 représente de façon schématique le problème à modéliser.

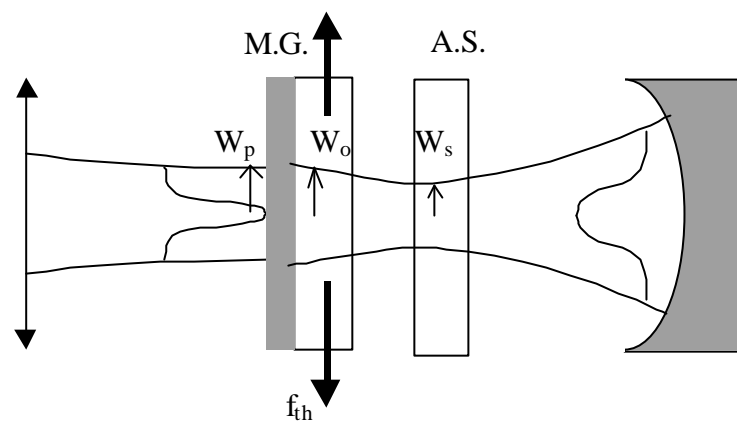


Figure III-B-1 : Schéma représentant le laser à modéliser.

Le milieu à gain (M.G.) est un verre phosphate codopé erbium et ytterbium d'épaisseur l_g ; nous rappelons que ce laser est un laser à trois niveaux et que le recouvrement de la pompe de rayon W_p sur le milieu à gain et du mode laser de rayon W_o peut jouer un rôle important dans la description du laser. Nous savons également que ces milieux génèrent des effets de lentille thermique relativement important : la focale thermique associée sera notée f_{th} . W_s est le rayon du mode sur l'absorbant saturable (A.S.) d'épaisseur l_s . Nous supposons le mode laser comme étant le mode fondamental gaussien T.E.M.₀₀ et sa taille peut être déterminée en tout point à partir des paramètres géométriques de la cavité [KOG,65]; nous considérons également un faisceau de pompe ayant un profil radial d'intensité gaussien. La longueur de la cavité est notée l_c . La transmission du coupleur de sortie est notée T et son rayon de courbure R_c .

1) Le modèle onde plane.

Le modèle onde plane est basé sur les équations cinétiques décrivant à la fois le milieu amplificateur et l'absorbant saturable. L'état des différents milieux est supposé uniforme radialement et est donc décrit par une équation unique donnant l'inversion dans le milieu. Les équations décrivant le verre phosphate sont établies en annexe. Nous considérons l'absorbant représenté sur la figure III-B-2.

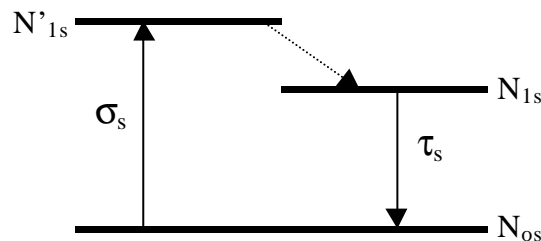


Figure III-B-2 : Schéma des niveaux d'énergie pour l'absorbant saturable.

Les N désignent les densités de population des différents niveaux. L'évolution de N_{1s} au cours du temps est donc donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial N_{1s}}{\partial t} = s_s c_s N_{0s} f - \frac{N_{1s}}{t_s} \quad (\text{III-B-1})$$

où c_s est la vitesse de la lumière dans l'absorbant saturable, f est la densité de photons intracavité, s_s est la section efficace d'absorption et t_s est le temps de vie du niveau métastable.

Nous rappelons que le niveau N'_{1s} se désexcite rapidement de façon non radiative de telle sorte que ce niveau est considéré comme toujours vide. On en déduit l'expression suivante reliant la densité d'ions totale de l'absorbant N_s aux autres densités de population :

$$N_s = N_{0s} + N_{1s} \quad (\text{III-B-2})$$

En insérant l'équation (III-B-2) dans (III-B-1), on obtient :

$$\frac{\partial N_{1s}}{\partial t} = s_s c_s (N_s - N_{1s}) f - \frac{N_{1s}}{t_s} \quad (III-B-3)$$

Au final, le modèle onde plane s'exprime à travers les équations suivantes:

$$\frac{\partial N_{2Y}}{\partial t} = s_Y N_{1Y} F - k N_{2Y} N_E \quad (III-B-4)$$

$$\frac{\partial N_{2E}}{\partial t} = k N_{2Y} (N_E - N_{2E}) - s_E c f (2N_{2E} - N_E) - \frac{N_{2E}}{t_E} \quad (III-B-5)$$

$$\frac{\partial N_{1s}}{\partial t} = s_s c_s (N_s - N_{1s}) f - \frac{N_{1s}}{t_s} \quad (III-B-6)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = s_E c e_1 f (2N_{2E} - N_E) + e_2 \frac{N_{2E}}{t_E} - e_3 s_s c_s f (N_s - N_{1s}) - \frac{f}{t_c} \quad (III-B-7)$$

où t_c est le temps de vie du photons dans la cavité.

Pour une meilleure compréhension de ce système nous redonnons le schéma des niveaux d'énergie associés au verre phosphate codopé erbium et ytterbium avec les différentes grandeurs spectroscopiques associées.

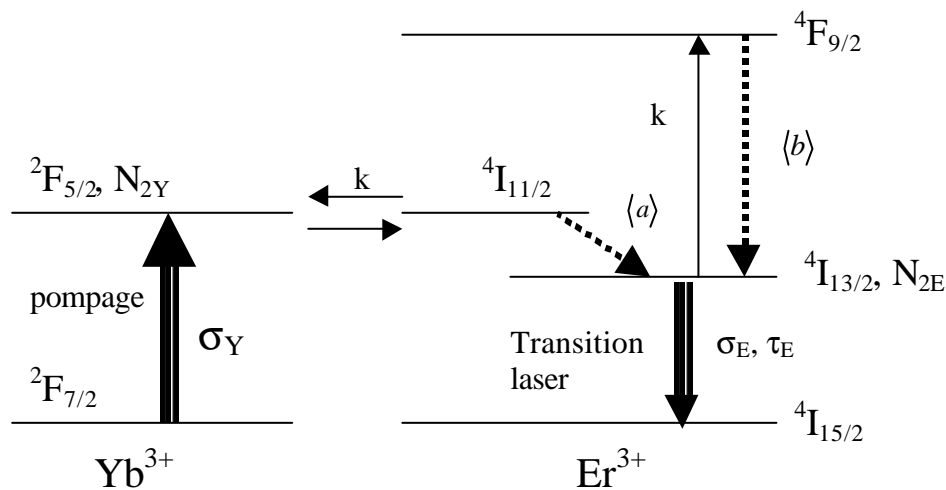


Figure III-B-3 : Schéma des niveaux d'énergie pour les ions erbium et ytterbium.

Le terme e_l traduit le fait que le milieu amplificateur n'occupe pas toute la cavité : dans le cadre du modèle onde plane, il se limite à l'expression suivante: $e_l = l_g / l_c$.

Le terme e_2 prend également en compte que le milieu à gain n'occupe pas toute la cavité, mais il intègre aussi le fait que l'émission spontanée est émise dans les 4π stéradians de l'espace et qu'ainsi seule une portion participe au mode laser : ainsi, ce terme est multiplié par un facteur correctif étant le rapport entre les angles solides vus depuis le centre du milieu amplificateur vers les taches du mode sur les miroirs de la cavité (une expression est fournie pour ce terme au chapitre II-C). Enfin, un autre facteur multiplicatif considère le fait qu'il existe une assez grande différence entre la largeur de la bande de fluorescence et la largeur de la raie laser.

Le terme e_3 prend quant à lui en compte le fait que l'absorbant saturable n'occupe pas toute la cavité et s'exprime simplement de la façon suivante : $e_3 = l_s/l_c$.

Pour exploiter ces modèles ondes planes pour les lasers fonctionnant en régime déclenché, une méthode classique est souvent utilisée [SZA,65]. Dans un premier temps, on évalue l'inversion de population N_i dans le milieu amplificateur au seuil en considérant la densité de photon nulle durant cette phase. Enfin, durant l'émission du pulse les contributions des émissions spontanées sont négligées : ceci suppose donc que la durée de vie du niveau métastable de l'absorbant saturable est bien plus longue que la durée du pulse généré, c'est-à-dire que l'absorbant est considéré comme un absorbant lent. Au départ du calcul, tous les ions de l'absorbant sont considérés dans l'état fondamental : $N_{os} = N_s$. A partir de là, le calcul est lancé en introduisant au départ quelques photons permettant à l'oscillation de démarrer.

Bien que rapide, ce calcul présente l'inconvénient de ne pas reproduire les trains d'impulsions générés dans le cadre du Q-switch répétitif mais une impulsion unique. D'autre part, une impulsion sera générée même si le laser ne peut pas fonctionner en régime répétitif : en effet, si les paramètres de l'absorbant (épaisseur et concentration) sont mal choisis le laser peut soit ne jamais être en mesure de franchir le seuil soit converger progressivement vers une solution stationnaire : ce type de comportements a été précédemment étudié par Marcuse [MAR,93]. Nous allons dans le paragraphe suivant illustrer ce point de vue en utilisant une projection de la dynamique du laser dans l'espace des phases et en y plaçant les points fixes et en introduisant la notion d'analyse de stabilité : cette façon de percevoir le problème nous sera utile par la suite pour expliquer les résultats fournis par notre modèle.

En régime relaxé, nous avons l'habitude de représenter les oscillations de relaxation tendant progressivement vers la solution stationnaire comme sur la figure III-B-4 sur laquelle

B-Mise en place des modèles

est également représentée l'évolution temporelle de la densité de population du niveau émetteur de l'erbium.

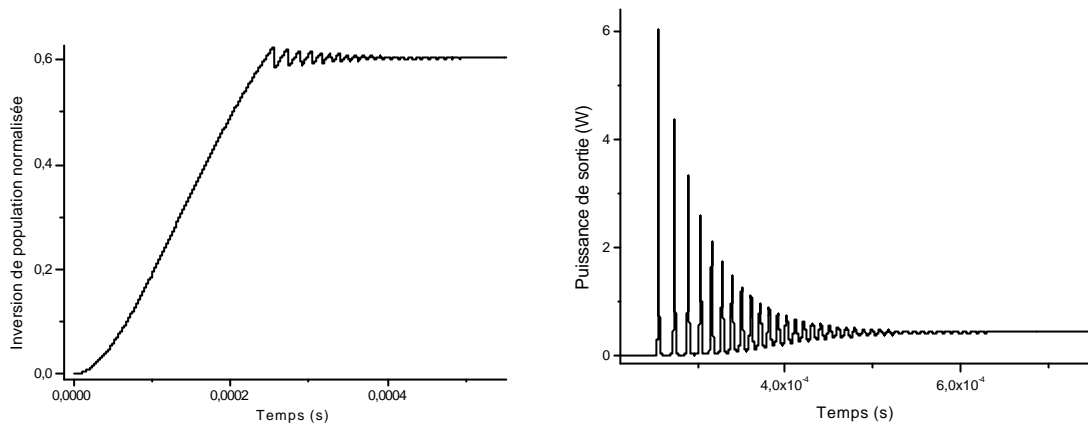


Figure III-B-4 : Oscillations de relaxations en régime déclenché.

La visualisation dans l'espace des phases consiste simplement à représenter la dynamique non pas en fonction du temps, mais dans l'espace constitué par la puissance de sortie et l'inversion de population : il s'agit en fait d'une courbe paramétrée représentant la trajectoire au cours du temps dans cet espace (figure III-B-5).

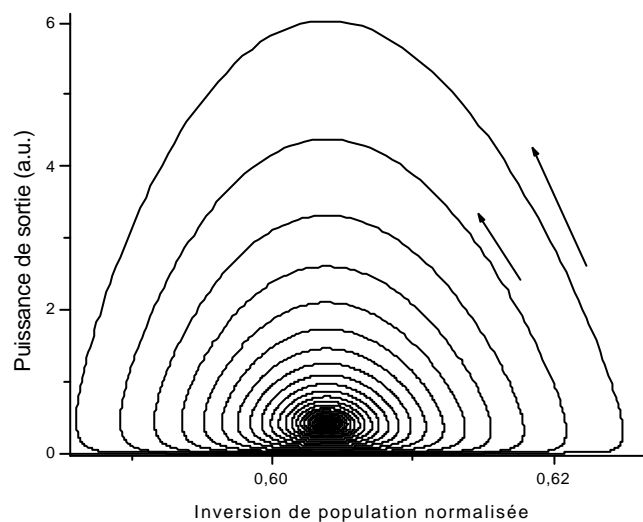


Figure III-B-5 : Dynamique du laser en régime déclenché dans l'espace des phases.

La trajectoire s'enroule au fur et à mesure autour d'un point fixe qui correspond en fait à la solution stationnaire du problème calculée en annulant les dérivées temporelles. Une analyse de stabilité peut ensuite être effectuée pour savoir si cette solution stationnaire est stable ou non, c'est-à-dire si elle attire ou non la trajectoire vers elle. Cette analyse est effectuée en réalisant une diagonalisation de la matrice jacobienne associée au système d'équations cinétiques. Si la partie réelle des valeurs propres associées au point fixe est négative alors la solution stationnaire est stable ; dans le cas contraire, le point fixe n'est jamais atteint : c'est ce qui se passe dans le cas du régime déclenché répétitif où la trajectoire vient se caler sur un cycle limite stable.

Avec la méthode précédemment décrite pour déterminer les caractéristiques des impulsions en régime déclenché, on décrit un cycle dans l'espace des phases sans savoir si celui-ci est stable ou pas. Si on ajoute l'absorbant saturable, la trajectoire est relativement semblable si ce n'est que les puissances crêtes augmentent et que l'impulsion laser vide d'avantage l'inversion de population stockée.

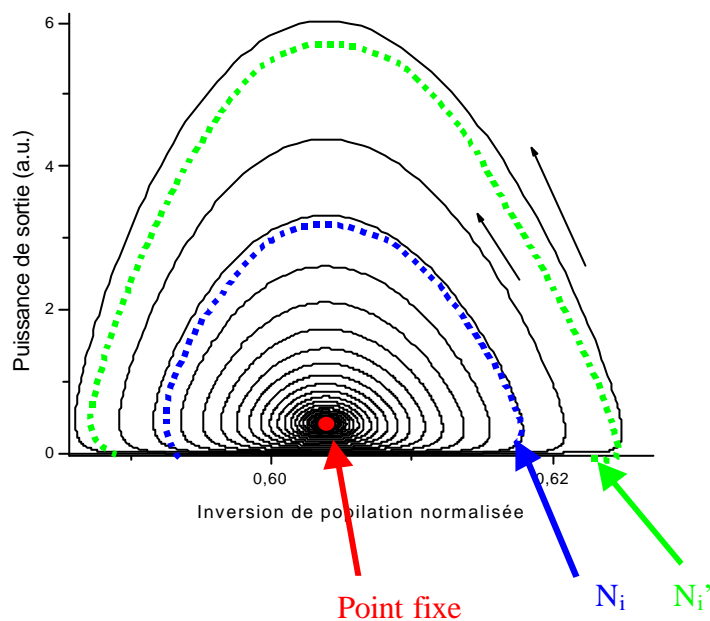


Figure III-B-6 : Espace des phases avec le point fixe et trois types de trajectoires. En trait plein noir est représentée la trajectoire convergeant vers le point fixe. En pointillés verts et bleus deux trajectoires calculées pour deux inversions initiales différentes.

La figure III-B-6 représente schématiquement le cas où avec un absorbant saturable, la dynamique tend vers un point fixe stable. Si on ne calcul qu'un cycle, la courbe suit la dynamique en trait plein et on voit que seul le point de départ c'est-à-dire l'inversion au seuil est importante pour déterminer les caractéristiques du pulse. On comprend également mieux le rôle limité de la quantité de photons initiale introduite : en effet, pour une densité d'inversion de population initiale égale, une légère variation de l'ordonnée du point de départ influera peu sur les performances du pulse, les cycles étant très proches les uns des autres.

Si par contre on prend en compte l'émission spontanée dans notre modèle, on est en mesure de tracer la dynamique réelle du laser et ainsi de voir si effectivement il converge vers un cycle limite ou vers un point fixe. Dans le cadre du modèle onde plane, l'analyse de stabilité n'est pas complexe et peut fournir une réponse à cette question mais dans les modèles qui vont suivre, il existe un plus grand nombre d'équations et donc a priori de points fixes rendant le calcul plus complexe. De plus en traçant la dynamique en tenant compte de l'émission spontanée, il est possible de déterminer le taux de répétition des trains d'impulsions. Si on examine, l'importance du facteur e_2 sur la dynamique, on trouve que sa valeur joue un rôle relativement peu important dans la mesure où la trajectoire est toujours attirée vers le cycle limite et ce n'est qu'une question de temps pour que cette trajectoire atteigne ce cycle. Seules des valeurs trop grandes de e_2 et peu réalistes par rapport à la définition donnée de ce facteur empêche d'atteindre ce régime car elle provoque le démarrage de l'effet laser dans une zone relativement proche du point fixe et la dynamique décrit alors des petits cycles autour du point fixe quittant difficilement cette zone d'attraction.

Les résultats fournis par ces modèles ondes planes sont souvent utiles pour donner un ordre de grandeur mais ils fournissent des résultats souvent optimistes en matière d'énergie contenue dans un pulse, de puissance crête ou de largeur à mi-hauteur des impulsions. Ces résultats seront présentés et comparés à ceux obtenus par les autres modèles dans les parties suivantes.

2) Les modèles prenant en compte le profil radial du faisceau laser.

Nous supposons que le mode du laser est le mode gaussien TEM_{00} , on comprend donc facilement que radialement l'interaction du mode avec le milieu est différente : par exemple, si l'intensité au centre du mode est suffisante pour blanchir l'absorbant, il est fortement

probable que dans les ailes du faisceau cette intensité ne soit pas suffisante. Il est donc probable que l'absorbant se comporte comme une sorte de diaphragme gaussien dont le diamètre augmenterait au fur et à mesure que l'impulsion grandirait. L'influence de cet effet est bien sur impossible à prédire en utilisant les équations cinétiques établies pour les ondes planes. On peut donc dans un premier temps examiner l'influence de la prise en compte des effets radiaux dans l'absorbant uniquement.

- Prise en compte des profils radiaux dans les milieux.

Nous supposons que la densité de photons en tout point de la cavité est donnée par l'expression suivante :

$$f(r, z, t) = f(0, z, t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W(z)^2}\right) \quad (\text{III-B-8})$$

où r est la coordonnée radiale et z la coordonnée longitudinale (dont l'origine est fixée par la position du miroir plan) et $W(z)$ est le rayon du faisceau en z .

Nous déterminons $W(z)$ en fonction des paramètres géométriques de la cavité et de la valeur de la focale thermique. On peut donc facilement introduire la dépendance radiale au niveau des densités de populations en réécrivant les équations donnant leur évolution temporelle.

$$\frac{\partial N_{2Y}(r)}{\partial t} = s_Y N_{1Y}(r) F(r) - k N_{2Y}(r) N_E \quad (\text{III-B-9})$$

$$\frac{\partial N_{2E}(r)}{\partial t} = k N_{2Y}(r) (N_E - N_{2E}(r)) - s_E c \mathbf{f}(r, 0, t) (2N_{2E} - N_E(r)) - \frac{N_{2E}(r)}{\mathbf{t}_E} \quad (\text{III-B-10})$$

$$\frac{\partial N_{1s}(r)}{\partial t} = s_s c_s (N_s - N_{1s}(r)) \mathbf{f}(r, p_s, t) - \frac{N_{1s}(r)}{\mathbf{t}_s} \quad (\text{III-B-11})$$

où p_s est la position longitudinale de l'absorbant saturable.

En d'autres termes, il suffit de discrétiser les milieux avec un certain pas sur r . Notons au passage que les modèles ne prennent pas en compte l'évolution de la taille des faisceaux en fonction de z dans les milieux ; cette hypothèse est d'autant plus exacte que nous travaillons avec des échantillons dont l'épaisseur ne dépasse jamais le demi millimètre. Enfin, les cavités que nous considérons sont suffisamment courtes et les pulses engendrés suffisamment longs pour que nous considérons que la répartition de l'énergie est uniforme longitudinalement : en d'autres termes chaque tranche de cavité dz contient la même quantité d'énergie, ce qui peut se traduire par la relation suivante :

$$\int_0^{2P} \int_0^\infty f(r,0,t) r dr d\mathbf{q} \times dz = \int_0^{2P} \int_0^\infty f(r,p_s,t) r dr d\mathbf{q} \times dz \quad (\text{III-B-12})$$

Ce qui nous donne la relation suivante en insérant l'équation (III-B-8) entre la densité de photons au centre de la cavité au niveau du milieu à gain $f(0,0,t)$ et au niveau de l'absorbant saturable $f(0,p_s,t)$:

$$2\mathbf{p} dz \int_0^\infty f(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_o^2}\right) r dr = 2\mathbf{p} dz \int_0^\infty f(0,p_s,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_s^2}\right) r dr$$

et donc :

$$f(0,0,t) = \frac{W_s^2}{W_o^2} f(0,p_s,t)$$

une expression que l'on retrouve usuellement exprimée dans la littérature en fonction de la section du mode sur les milieux S_s et S_g :

$$f(0,0,t) = \frac{S_s}{S_g} f(0,p_s,t) \quad (\text{III-B-13})$$

Nous pouvons donc réécrire les premières équations cinétiques sous la forme :

$$\frac{\partial N_{2Y}(r)}{\partial t} = \mathbf{s}_Y N_{1Y}(r) F(r) - k N_{2Y}(r) N_E \quad (\text{III-B-14})$$

$$\frac{\partial N_{2E}(r)}{\partial t} = kN_{2Y}(r)(N_E - N_{2E}(r)) - \mathbf{s}_{Ec} \mathbf{f}(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_o^2}\right) \left(2N_{2E} - N_E(r)\right) - \frac{N_{2E}(r)}{\mathbf{t}_E} \quad (\text{III-B-15})$$

$$\frac{\partial N_{1s}(r)}{\partial t} = \mathbf{s}_{s} c_s (N_s - N_{1s}(r)) \frac{S_g}{S_s} \mathbf{f}(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_s^2}\right) - \frac{N_{1s}(r)}{\mathbf{t}_s} \quad (\text{III-B-16})$$

Le terme $F(r)$ prend quant à lui en compte le profil radial du faisceau de pompe :

$$F(r) = F(0) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_p^2}\right) \quad (\text{III-B-17})$$

Il ne reste donc qu'à donner l'équation pour la densité de photons. Le terme interagissant dans les équations donnant l'évolution des densités de populations est la densité de photons au centre du milieu amplificateur $\mathbf{f}(0,0,t)$ qui est reliée au nombre total de photons intracavité \mathbf{r} par la relation suivante :

$$\mathbf{r}(t) = \int_0^{2p} \int_0^{l_c} \int_0^\infty \mathbf{f}(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) r d\mathbf{q} dz dr \quad (\text{III-B-18})$$

ce qui donne :

$$\mathbf{r}(t) = p l_c \frac{W_0^2}{2} \mathbf{f}(0,0,t) \quad (\text{III-B-19})$$

On peut donc établir une équation donnant l'évolution temporelle de \mathbf{r} dans laquelle chacune des contributions des différents milieux est intégrée radialement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = & \int_0^{2p} \int_0^{l_g} \int_0^\infty \mathbf{s}_{Ec} \mathbf{e}_1 \mathbf{f}(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_o^2}\right) (2N_{2E}(r) - N_E) r dr dz d\mathbf{q} \\ & + \int_0^{2p} \int_0^{l_g} \int_0^\infty \mathbf{e}_2 \frac{N_{2E}(r)}{\mathbf{t}_E} r dr dz d\mathbf{q} \\ & - \int_0^{2p} \int_0^{l_s} \int_0^\infty \mathbf{e}_3 \mathbf{s}_s c_s \frac{S_g}{S_s} \mathbf{f}(0,0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_s^2}\right) (N_s - N_{1s}(r)) r dr dz d\mathbf{q} - \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{t}_c} \end{aligned} \quad (\text{III-B-20})$$

où t_c est le temps de vie d'un photon dans la cavité qui est exprimé par la relation suivante :
 $t_c = 2.l/(c.ln(1/R))$.

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_c \frac{W_o^2}{2} \frac{\partial \mathbf{f}(0,0,t)}{\partial t} = & 2\mathbf{p}_g \mathbf{s}_E c \mathbf{e}_1 \mathbf{f}(0,0,t) \int_0^\infty (2N_{2E}(r) - N_E) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_o^2}\right) r dr + 2\mathbf{p}_g \mathbf{e}_2 \frac{1}{t_E} \int_0^\infty N_{2E}(r) r dr \\ & - 2\mathbf{p}_s \mathbf{e}_3 \mathbf{s}_s c_s \frac{S_g}{S_s} \mathbf{f}(0,0,t) \int_0^\infty (N_s - N_{1s}(r)) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_s^2}\right) r dr - \mathbf{p}_c W_o^2 \frac{\mathbf{f}(0,0,t)}{t_c} \end{aligned} \quad (\text{III-B-21})$$

L'ensemble des équations cinétiques est donc composé par les équations (III-B-14), (III-B-15), (III-B-16) et (III-B-21).

Pour obtenir différents degrés de complexité au niveau de la prise en compte des effets transverses, il suffit de remplacer les termes intégraux soit pour le milieu à gain soit pour l'absorbant saturable par les termes ondes planes.

Ces modèles présentent le désavantage de demander un temps de calcul plutôt long dans la mesure où le nombre d'équations est directement lié au pas choisi pour la discrétisation des milieux. Par exemple si chaque milieu est découpé en vingt parties, il faut résoudre 41 équations couplées dont celles décrivant la densité de photons qui comprend des termes intégraux évalués à partir de toutes les densités de population. De plus, dans le cadre du Q-switch répétitif, il faut calculer des trains d'impulsions générés sur plusieurs millisecondes alors que le pas sur le temps est de la nanoseconde pour les cavités les plus courtes dans la mesure où il est choisi comme étant une fraction du temps de vie des photons dans la cavité qui est également choisie comme la grandeur de normalisation du temps. Les autres grandeurs sont normalisées par les densités de populations totales respectives. Ces modèles permettent d'avoir malgré tout accès à l'évolution des populations radialement et donc de visualiser l'ouverture de la pupille engendrée par l'absorbant saturable blanchissant au cours du temps. Nous allons à présent comparer les résultats fournis par les différents modèles.

C-Analyse des résultats.

1) Problèmes liés à la prise en compte des effets transverses dans les milieux.

Les premières exécutions de nos simulations ont pu mettre en évidence l'existence de quelques problèmes : hormis le problème lié au temps d'exécution des programmes, tous nos essais ont abouti à des trains d'impulsions peu conforme à la réalité expérimentale : en effet, quels que soient les paramètres choisis pour les absorbants saturables, les modèles prenant en compte l'allure radiale du mode dans l'absorbant saturable génèrent des impulsions dont la largeur à mi-hauteur est supérieure à la microseconde avec une puissance crête faible. Pour les mêmes gammes de paramètres, le modèle onde plane est en mesure de fournir un résultat beaucoup plus proche de l'expérience, tous les ordres de grandeur étant respectés.

Ceci nous a amené à considérer l'une des observations quasiment commune à tous les absorbants utilisées dans les expériences : la bistabilité entre un état déclenché et un état où le laser ne fonctionne pas. Etant données les puissances extrêmement faibles générées par nos modèles, elles ne pourraient pas être mesurées par notre dispositif expérimental : on peut donc supposer que le modèle converge vers l'état où le laser ne fonctionne pas. Si cette bistabilité est liée aux conditions initiales, il doit exister une gamme de paramètres initiaux pour notre modèle qui mènerait vers l'état où le laser déclenche normalement. Toutefois, il est difficile d'imposer un profil radial initial à l'absorbant ou au milieu amplificateur qui puisse tenir compte de la saturation par exemple. Nous avons donc décidé d'explorer une gamme plus vaste de valeurs pour la portion e_2 de photons émis de façon spontanée participant effectivement au mode laser. Son rôle est semblable à la quantité de photons introduite initialement dans les modèles ondes planes ne modélisant qu'un pulse : ces photons issus de l'émission spontanée permettent à l'oscillation laser de démarrer.

Nous considérons dans un premier temps le modèle ne prenant en compte l'aspect transverse que dans l'absorbant saturable. Sur une large gamme de valeurs $e_2 \in [10^{-6}, 10^{-11}]$, la dynamique du laser reste inchangée, c'est-à-dire que les impulsions sont toujours aussi larges avec une puissance moyenne très faible. Pour $e_2 < 10^{-12}$, le laser déclenche de façon satisfaisante et produit des impulsions ayant des caractéristiques proches de celles relevées expérimentalement. Quelle que soit la valeur de e_2 inférieure à 10^{-12} , les résultats sont très

proches et ce paramètre ne joue plus aucun rôle. Il semble donc qu'il existe deux cycles limites vers lesquels la dynamique peut converger. Ces deux cycles de l'espace des phases sont représentés sur la figure III-C-1 : ces cycles sont représentées de façon schématique dans la mesure où les ordres de grandeurs entre les deux puissances crêtes sont tellement différents que l'on ne peut pas observer les deux cycles sur un même graphique.

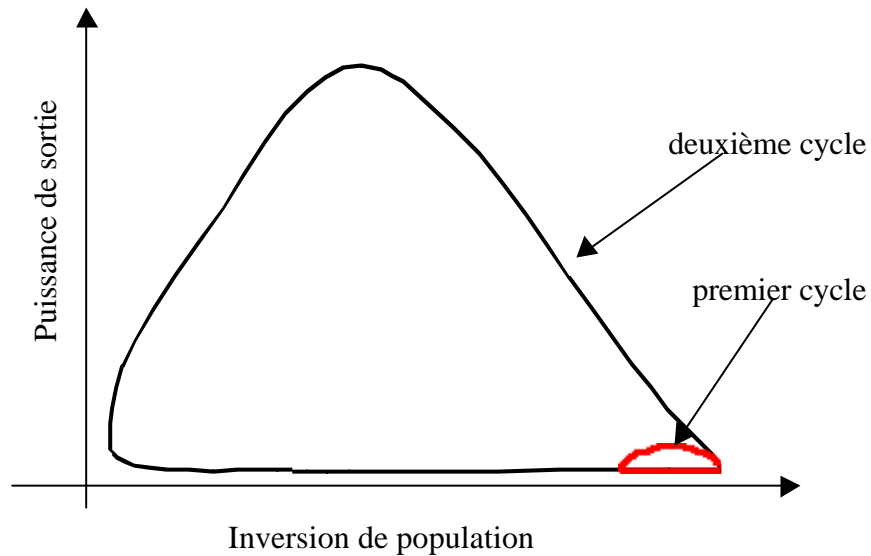


Figure III-C-1: Cycles limites dans l'espace des phases.

Si on effectue un zoom sur le point de départ de ces impulsions, on remarque que les trajectoires sont très proches les unes des autres, mais qu'il existe une zone à partir de laquelle elles bifurquent (figure III-C-2).

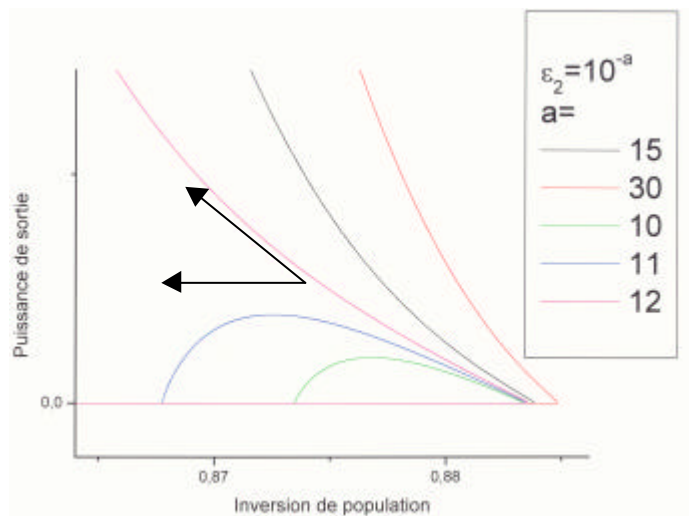


Figure III-C-2 : Bifurcation des trajectoires dans l'espace des phases.

On voit sur le zoom de la figure III-C-2 qu'il existe bien deux types de comportements, mais on ne peut pas seulement parler de deux cycles limites uniques, car on voit que les trajectoires peuvent être sensiblement différentes même si globalement les performances des impulsions sont sensiblement les mêmes : on peut parler de deux bassins d'attraction pour les trajectoires même si ceux-ci sont relativement fins (la figure III-C-2 résultant d'un agrandissement important du pied de l'impulsion). En fonction des conditions initiales, le laser converge donc vers l'un ou l'autre des bassins d'attraction : en utilisant les conditions usuelles sur l'émission spontanée, le laser ne fonctionne pas, ce qui correspondrait au fait expérimental que quand le laser s'éteint on ne puisse pas le redémarrer : il faut lui donner de nouvelles conditions initiales à la fois expérimentalement et théoriquement.

2) Confrontation des résultats théoriques avec l'expérience.

Nous allons dans un premier temps faire une comparaison entre le modèle onde plane et le modèle intégrant les effets transverses dans l'absorbant saturable. Nous considérons tout d'abord le cas du cristal de LMA dopé cobalt placé dans une cavité pour laquelle le rayon de courbure du miroir de sortie est fixé à 15mm. Dans un premier temps, l'absorbant est supposé comme étant contre le miroir plan et le milieu amplificateur n'engendre pas d'effet de lentille thermique.

Dans ces conditions, nous obtenons les résultats représentés sur la figure III-C-5 pour les différents modèles ainsi que les points expérimentaux. Au niveau du taux de répétition, les résultats fournis par les différents modèles sont relativement proches les uns des autres. Les courbes théoriques sont parallèles à la courbe expérimentale mais globalement ce taux de répétition est surévalué de 500Hz, ce qui traduit le fait que le laser retrouve son inversion au seuil trop rapidement et donc que le fait de traiter le milieu à gain en terme d'onde plane induit une majoration du gain. Pour ce qui est de l'énergie contenue dans une impulsion, on voit que le modèle onde plane la surestime alors que le modèle modélisant l'absorbant en tenant compte de l'aspect transverse (*modèle abs*) est proche de l'expérience. Enfin, si nous considérons, la largeur à mi-hauteur des impulsions, nous remarquons que là aussi le **modèle abs** permet de se rapprocher ostensiblement des données expérimentales.

Nous pouvons donc affirmer que dans ce cas, la prise en compte des effets transverses dans l'absorbant saturable apporte une amélioration notable par rapport au modèle basique onde plane. Malgré tout nous avons également mis en évidence le fait que le milieu à gain

C-Analyse des résultats.

devait être reconsidéré de façon à modérer le gain calculé en terme d'onde plane : on ne prend notamment pas en compte le fait que dans les ailes du faisceaux les photons du mode laser sont absorbés par le milieu à gain induisant ainsi des pertes qui peuvent éventuellement expliquer l'écart au niveau du calcul du taux de répétition.

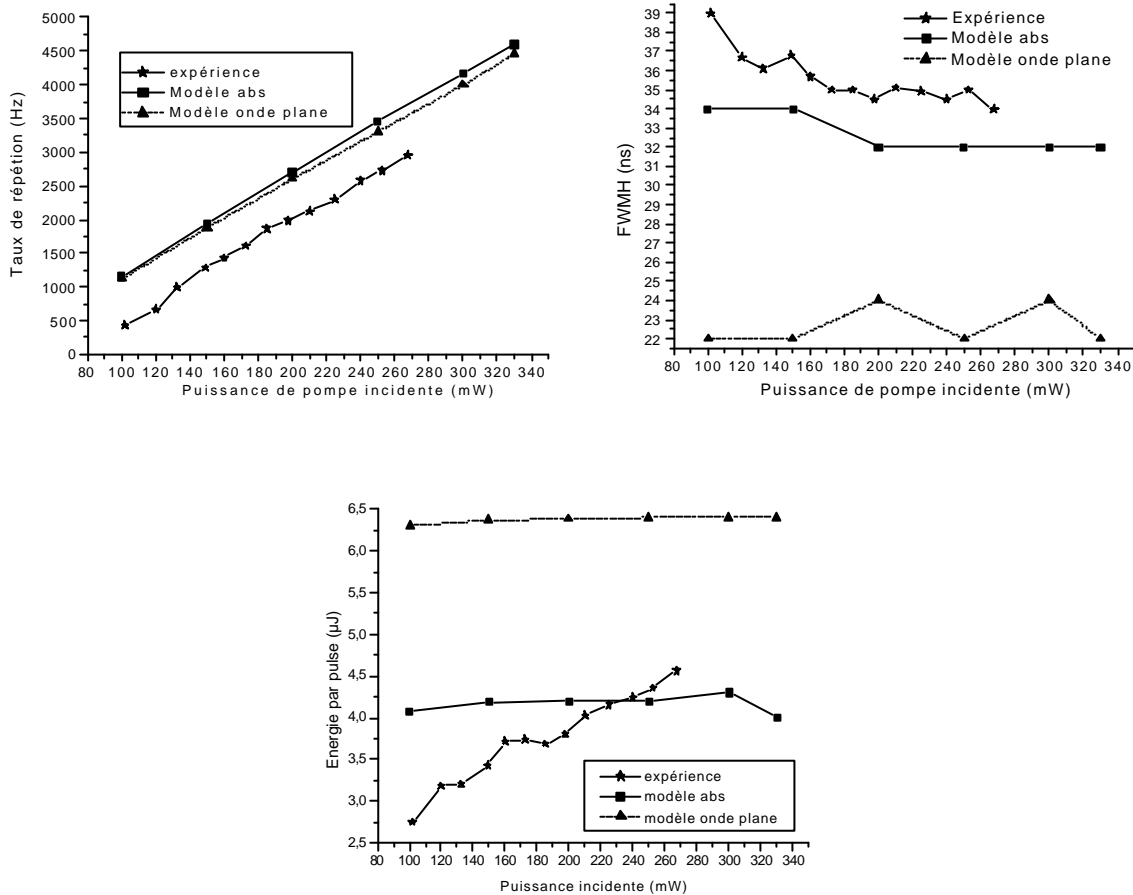


Figure III-C-5 : Comparaison entre le modèle onde plane et le modèle prenant en compte les aspects transverses dans l'absorbant saturable (modèle abs) et l'expérience. $T=1\%$, $R_c=15\text{mm}$ et $l_c=14\text{mm}$.

D'autre part, le **modèle abs** permet de relever l'évolution temporelle de l'inversion dans l'absorption au cours de la formation du faisceau : ceci nous permet de définir une taille pour l'effet de pupille précédemment pressenti et qui serait lié au blanchiment progressif de l'absorbant. La figure III-C-6 montre l'évolution du paramètre de troncature Y_s au fur et à mesure que le pulse se construit. Ce paramètre de troncature est défini comme étant le rapport entre la largeur de la pupille et la largeur du faisceau sur l'absorbant (il est tout à fait

comparable aux paramètres de troncatures introduits précédemment. Nous pouvons remarquer que le maximum de l'ouverture de la pupille intervient alors que la densité de photons est relativement importante. Il est probable que pour des absorbants dont la durée de vie est plus longue la taille de la pupille ne décroissent pas aussi rapidement car cette décroissance est uniquement due au phénomène d'émission spontanée. Une fois que la puissance de sortie est proche de zéro, la taille de la pupille reste constante dans la mesure où le niveau excité se dépeuple de façon uniforme radialement par émission spontanée. Ensuite, une décroissance rapide de la taille de la pupille, non représentée sur cette figure, correspond au fait que les ailes de l'absorbant sont redescendues dans l'état fondamental.

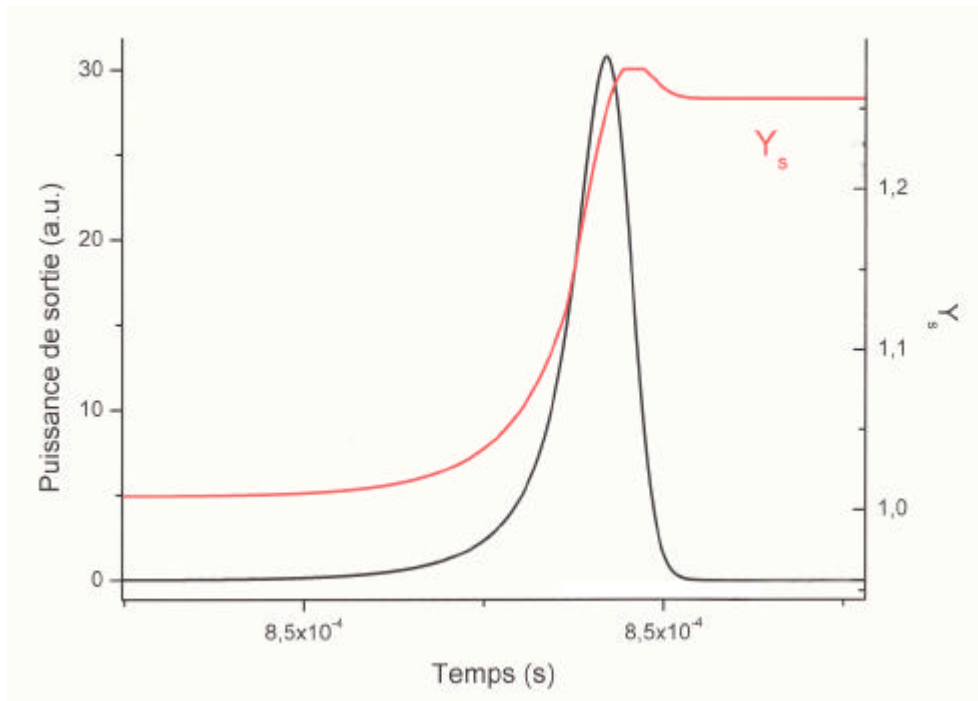


Figure III-C-6 : Evolution de la taille de la pupille engendrée par l'absorbant saturable.

Nous savons que si le paramètre Y_s est une fonction du temps alors il en résulte que l'allure radiale du mode fondamental est aussi fonction du temps [AIT,97-AIT,93b]. En toute rigueur, il faudrait déterminer par la méthode Fox et Li, l'évolution spatio-temporelle du faisceau en interaction avec le milieu. Cela peut constituer dans l'avenir une prospective intéressante cependant fastidieuse à mettre en œuvre compte tenu de la forte augmentation du temps CPU qui en résulterait. Pour notre part, nous nous limiterons dans ce travail à la prise en compte de la transversalité mais dans la simplicité.

3) Prise en compte des effets transverses dans le milieu à gain.

Si on considère à présent deux autres modèles utilisant une description radiale du milieu amplificateur (transversalité dans l'absorbant prise en compte ou pas), nous constatons qu'ils n'aboutissent pas à des résultats satisfaisants : cette fois les performances des impulsions sont irréalistes en terme de puissance, l'énergie contenue dans un pulse étant multipliée par un facteur 10 par rapport aux données expérimentales. Pour ces programmes, le facteur e_2 ne joue aucun rôle sur le résultat final quelle que soit la valeur choisie. D'autre part, nous avons remarqué que le temps de création des impulsions était plus important pour ces modèles. Dans ce temps transitoire, nous avons remarqué que le laser émettait des « micro impulsions » correspondant au fait que, d'après notre calcul, le centre du milieu amplificateur commence à laser car il a dépassé le seuil : la densité de photons générée n'est pas suffisante pour blanchir l'absorbant : de plus, les zones n'ayant pas atteint le seuil continuent à voir leur inversion augmenter et au fur et à mesure chacune de ces zones franchissent le seuil engendrant des densités de photons de plus en plus importantes. Quand l'intensité de ces impulsions est devenue plus importante, elle peut engendrer un phénomène d'absorption relativement sensible pour les zones où la densité d'inversion de population normalisée (par rapport à la densité totale d'ions) est inférieure à $\frac{1}{2}$. Ceci provoque une augmentation du gain global assez brutale pour le milieu amplificateur qui peut radialement être en grande partie au-dessus du seuil de telle sorte que lors de l'impulsion suivante, le gain est tellement important que l'absorbant est facilement blanchi et un pulse géant est généré (figure III-C-3). Si on visualise ce comportement dynamique dans l'espace des phases (figure III-C-4), on remarque que le laser effectue plusieurs tours dans le petit bassin d'attraction décrivant des tours de plus en plus larges et donc en stockant de l'énergie dans le milieu amplificateur avant de bifurquer brusquement. La différence avec l'autre modèle est que la bifurcation s'effectuait à « énergie constante » dans la mesure où l'inversion de population était quasiment identique, il n'y avait pas de phénomène de stockage. Il est peu probable qu'un mode laser s'installe uniquement au centre du milieu à gain au départ de l'oscillation : les effets que nous observons semblent uniquement engendrés par notre modèle et la discrétisation du milieu à gain. Les figures III-C-3 et III-C-4 sont schématisées afin de visualiser les différents effets sur une même figure : les petites oscillations sont en effet très petites par rapport à l'impulsion géante.

C-Analyse des résultats.

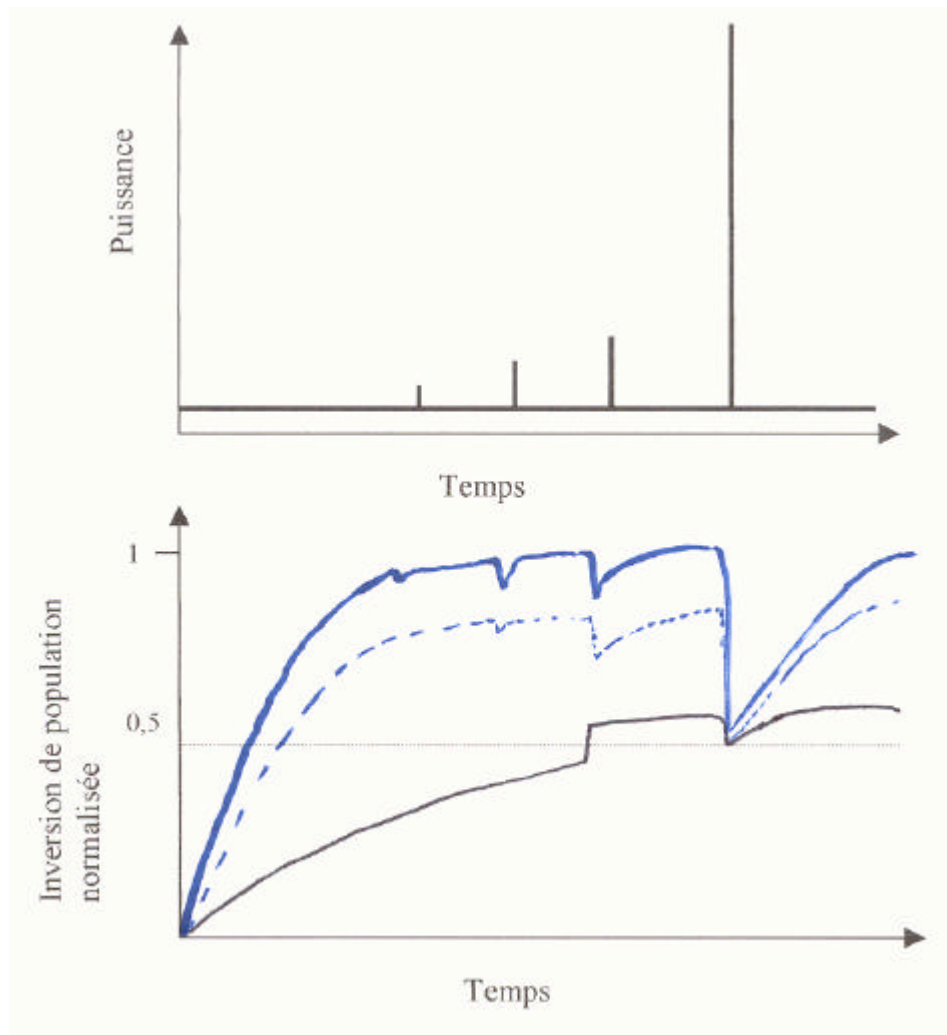


Figure III-C-3 : Génération d'un pulse géant.

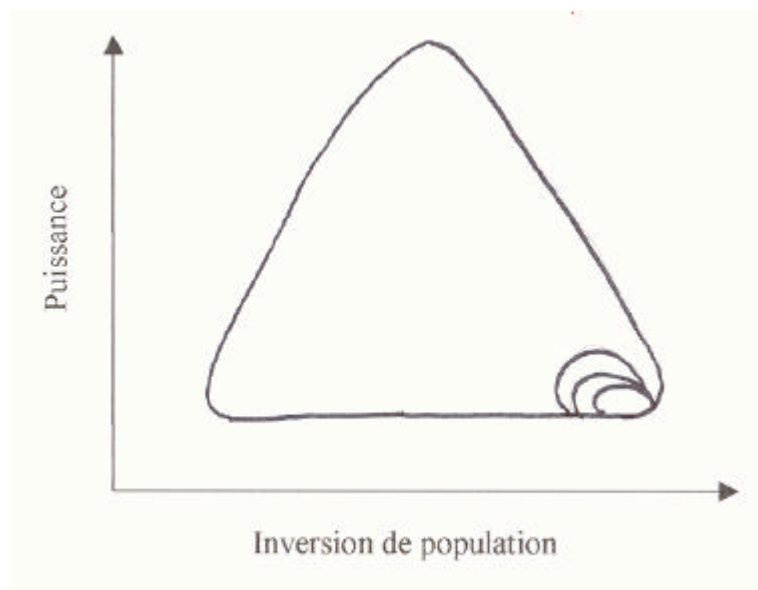


Figure III-C-4 : Visualisation des impulsions dans l'espaces des phases.

Ce chapitre a permis de mettre en évidence le gain réalisé en prenant en compte les effets radiaux dans les absorbants saturables : en effet, les résultats fournis par le modèle sont en meilleur accord avec l'expérience que les modèles classiques ondes planes. De plus, ces modèles théoriques peuvent fournir une explication à la bistabilité observée expérimentalement concernant la position initiale de l'absorbant dans la cavité dans la mesure où la dynamique peut converger vers deux cycles limites différents en fonction des paramètres initiaux du système. L'effet pressenti de pupille a pu en outre être représenté au cours du temps. Nous avons malgré tout mis en avant les limitations de nos modèles : en effet, une tentative de prise en compte des effets transverses dans le milieu amplificateur s'est avérée infructueuse à cause d'effets numériques artificiels. Notre programme semble en effet accepter le fait que le laser commence à osciller seulement au centre du mode ce qui semble être quelque peu irréaliste dans la mesure où on imagine mal un mode n'oscillant que partiellement. On peut toutefois envisager que ce mode s'adapte à la forme du gain, mais il faudrait alors recalculer le profil radial du mode à chaque instant en utilisant la méthode de Fox et Li.

Ce degré de complexité semble être la prochaine étape de notre étude car nous avons également montré que l'effet de pupille qui s'ouvrait dans le temps pouvait être équivalent à faire évoluer le paramètre de troncature Y d'un diaphragme gaussien : or, des études précédentes ont montré que l'évolution de ce paramètre pouvait modifier de façon notable le profil radial du mode. Malgré tout, ce degré de complexité constitue un saut important au niveau du temps de calcul qui peut devenir assez inconfortable.

CONCLUSION GENERALE

Le but principal de cette thèse était de démontrer que la prise en compte des effets transverses dans les modélisations permettait d'atteindre dans certains cas un meilleur degré de compréhension des systèmes physiques. Il est naturel que plus un modèle prend en compte de processus plus il est près de la réalité, mais dans les cas étudiés, c'est la transversalité des processus qui jouaient un rôle déterminant. De plus, il est important de choisir avec discernement le degré de complexité des modèles dans la mesure où un modèle complet certes fiable sera inévitablement associé à des temps de calculs rédhibitoires. Nous avons ainsi montré que certains modèles mixtes n'introduisant la transversalité que partiellement pouvaient améliorer notablement la pertinence des résultats théoriques : c'est entre autre le cas du modèle utilisé pour expliquer le comportement auto-déclenché d'un laser à Cr:LiSaF. Reprenons à présent un à un les résultats établis dans cette thèse.

Dans le **premier chapitre**, nous avons démontré que l'optique diffractive de phase binaire est en mesure de modifier le profil radial d'intensité d'un faisceau donné afin de s'affranchir de celui imposé par la source laser qui n'est pas toujours optimum en fonction des applications envisagées. Ces optiques présentent l'avantage de moduler le profil radial sans introduire de pertes uniquement en modifiant la phase du faisceau incident. De plus, elles sont compactes, donc facilement intégrables aux systèmes optiques, et leur simplicité réduit leur coût de fabrication. Malgré cette simplicité, les transformations possibles sont importantes et les utilisations nombreuses : nous avons illustré ces propriétés dans le cadre de trois exemples précis où des formes différentes de faisceaux étaient requises. La première application concerne la circularisation d'un faisceau elliptique par une fente de phase : le calcul a montré que pour une certaine combinaison de paramètres (largeur et profondeur de la fente), il était possible de circulariser un faisceau elliptique présentant un facteur de forme égal à 2, ce qui correspond concrètement au cas de l'émission de certaines diodes laser de faible puissance.

Nous avons montré que la correction de facteurs de forme supérieure était envisageable en compliquant sensiblement le motif gravé sur ces optiques de phase tout en conservant le caractère binaire au composant : il serait bien entendu très intéressant de corriger des facteurs de forme de 100 ou plus correspondant à des diodes plus puissantes et pour lesquelles les solutions existantes sont relativement coûteuses et encombrantes alors que l'optique diffractive pourrait par exemple être directement gravée sur la fenêtre de sortie de ces diodes.

Cette même fente de phase, pour des paramètres différents, peut être utilisée avec succès pour rectangulariser un faisceau gaussien : un faisceau rectangulaire est en effet nécessaire pour améliorer le processus permettant de limiter le caractère amorphe de couches de silicium utilisées en micro électronique. L'optimisation porte sur le temps de réalisation et sur la qualité finale des couches en augmentant la taille des zones monocristallines. L'optique de phase apporte ici une optimisation sans que le dispositif expérimental soit fondamentalement modifié : il suffit d'insérer l'optique diffractive sur le trajet du faisceau.

Enfin le dernier exemple que nous avons traité marque le début d'une nouvelle orientation de l'optique diffractive au laboratoire dans la mesure où il marque les premiers tests expérimentaux. En effet, quand les premiers cas ont été étudiés, nous ne disposions pas de moyens pour réaliser ces optiques de phases : ce n'est que récemment que, par le biais de différentes collaborations, les premières optiques de phase ont été fabriquées. Ces optiques de phase ont permis de vérifier l'aptitude d'une marche de phase à transformer un faisceau circulaire en deux taches qui recombinaées avec deux autres taches permettent de réaliser un faisceau creux. L'intérêt de ce faisceau annulaire étant que dans le plan focal d'une lentille, il engendre une composante longitudinale de polarisation servant de sonde afin de contrôler l'alignement dipolaire d'une couche d'émetteurs moléculaires.

L'objectif de ce chapitre qui était de montrer qu'il était possible de modifier la répartition radiale de l'énergie d'un faisceau par une optique de phase binaire est donc atteint. Les exemples cités ici ne sont bien sûr pas exhaustifs et de nombreuses autres transformations peuvent être utiles et dans ces cas, l'optique diffractive binaire pourra présenter une solution adéquate.

Dans le **deuxième chapitre**, les trois exemples abordés montrent quel est le rôle de la prise en compte du profil transverse du mode sur les résultats des modélisations. Les deux premières parties traitent de l'influence d'un mauvais recouvrement entre la tache du faisceau de pompe et le mode laser. Pour les verres phosphates, nous avons démontré qu'il était la cause de l'extinction du laser pour des puissances pompe croissantes dans la mesure où les zones non pompées absorbent le signal laser. Ce problème de recouvrement couplé à la présence d'un important effet de lentille thermique, autre effet transverse, nous a permis d'expliquer l'apparition d'une zone de bistabilité liée à cette extinction. En effet, l'expression de la focale thermique est différente suivant que le laser fonctionne ou pas : à puissance égale, suivant que le laser fonctionne ou pas, la focale thermique peut rendre la cavité stable ou instable. Nous avons pu utiliser cette zone de bistabilité afin de mesurer la focale

thermique sans utiliser aucun dispositif supplémentaire juste en interprétant les caractéristiques puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe. Nous avons essayé de généraliser cette technique aux autres verres phosphates moins dopés mais les focales mises en jeu étant bien plus longues la mise en évidence expérimentale est plus difficile. Il faut également noter que notre milieu fortement dopé peut émettre de façon pulsée sous un pompage continu sans que la cavité ne comporte de dispositif de déclenchement. Nous avons attribué ce comportement à la présence de paires d'ions erbium dans le milieu se comportant comme un absorbant saturable. Malgré tout, contrairement au cas des fibres dopés erbium où ces phénomènes sont bien connus, il est impossible de déterminer le taux de paires d'ions par une technique classique de mesure de transmission du signal de pompe. La prochaine étape consistera donc à trouver une nouvelle méthode afin de remonter à ce taux. De plus, la présence d'un comportement chaotique présente une importante richesse qui doit être exploitée.

Dans le deuxième cas, le laser considéré est un laser à 4 niveaux qui subit donc l'influence du mauvais recouvrement de la pompe différemment des verres phosphates. En effet, le laser continue à fonctionner quand la pompe est très fortement focalisée dans le milieu amplificateur, mais il montre en champ lointain un profil radial d'intensité annulaire. Notre modélisation basée sur une méthode de projection du mode sur une base de polynômes de Laguerre-gauss a permis de mettre en évidence que la génération de ces anneaux en tant que mode propre du laser était due à la diffraction du mode sur la tache du gain.

Le troisième cas abordé est légèrement différent dans la mesure où le milieu amplificateur est pompé transversalement et donc, les effets transverses ne sont absolument pas liés au profil radial de la pompe. En effet, l'effet transverse est ici induit par le phénomène de saturation qui creuse l'inversion suivant un profil gaussien qui suit celui du mode fondamental supposé gaussien. Ce profil couplé avec la propriété de couplage indice-inversion associé au Cr:LiSaF engendre un effet de lentille possédant une dynamique temporelle qui modifie la taille du mode et donc les pertes provoquées par un diaphragme inséré dans la cavité. En positionnant de façon satisfaisante les différents éléments de la cavité, nous avons réussi à exploiter cette dynamique des pertes afin de générer des impulsions dont les caractéristiques sont proches de celles obtenues en régime déclenché. De plus, notre modélisation a permis d'expliquer des résultats expérimentaux déjà publiés dans la littérature sans qu'une interprétation suffisamment convaincante n'ait été fournie. Une étude est actuellement en cours afin de déterminer expérimentalement la valeur de la constante C caractérisant la force

du couplage indice-inversion dans la mesure où nous n'avons utilisé qu'une estimation de celle-ci.

Cette étude sur le Cr:LiSaF a montré qu'une prise en compte partielle des effets transverses dans la cavité suffisait pour améliorer la description de ces lasers : nous rappelons que le milieu est décrit par les équations cinétiques établies dans le cadre de la théorie des ondes planes et que le profil radial d'inversion est reconstruit en supposant que ces équations décrivent l'évolution au centre du barreau alors que la dépendance radiale est fixée par le mode gaussien ; enfin, dans le reste de la cavité le mode est calculé par la méthode des fonctions de Laguerre-Gauss.

C'est dans cet esprit de prise en compte progressive des effets radiaux, que nous avons abordé le cas des lasers déclenchés fonctionnant à $1,5\mu\text{m}$. Nous avons effectivement montré que la prise en compte de ces effets uniquement dans l'absorbant saturable était en mesure de rapprocher les résultats de nos calculs de la réalité expérimentale par rapport au modèle classique ondes planes. En outre, il faut également noter que nous avons mis en évidence que la prise en compte du profil radial du faisceau sonde utilisé dans les expériences de mesure de la transmission des absorbants saturables permettait une optimisation remarquable au niveau des mesures des grandeurs spectroscopiques : en effet, grâce à ce degré de complexité, il n'est plus nécessaire d'introduire de l'absorption dans l'état excité pour modéliser les courbes de transmission, alors que des expériences de spectroscopie ont montré qu'il n'existait pas de niveau d'énergie pouvant correspondre à cette absorption. Par la suite, une prise en compte des effets transverses dans le milieu amplificateur devra être envisagée d'une façon différente de celle que nous avons tentée afin de se rapprocher encore plus de la vaste gamme de résultats expérimentaux que nous avons relevés au cours de cette étude.

Finalement, l'axe central de cette thèse était la transversalité associées aux faisceaux lasers et son étude a nécessité l'ouverture de plusieurs voies (que l'on peut encore poursuivre) illustrant, si cela était nécessaire que l'on gagne à se souvenir que l'optique moderne est souvent très éloignée de la description des systèmes optiques dans le cadre des ondes planes.

ANNEXE 1: Optique diffractive intracavité: méthodes des polynomes de Laguerre-Gauss.

L'étude du champ résonnant est basée sur la décomposition en deux composantes progressives: une onde aller qui se propage dans le sens des z positif et une onde retour se propageant dans le sens opposé. L'origine de l'axe z est fixée par le miroir plan dont la réflectivité est notée r_1 . Dans l'exemple que nous considérons, un diaphragme est placé contre le miroir concave de réflectivité r_2 (figure A1-1).

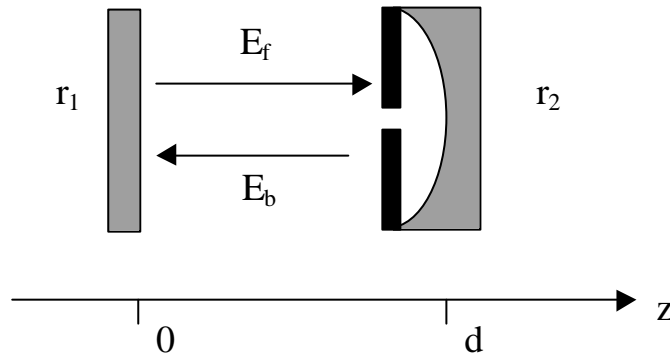


Figure A1-1 : Schéma des ondes aller et retour.

Le calcul numérique du champ résonnant est basé sur la décomposition sur une base de fonctions propres de la cavité non diaphragmée : cette base orthonormée est formée de 100 fonctions de Laguerre-Gauss qui peuvent être écrites pour l'onde aller :

$$G_{fp}(r, z) = \sqrt{\frac{2}{p}} \frac{1}{W} L_p(X) \exp\left(-\frac{X}{2}\right) \exp\left\{ + i \left[\frac{kr^2}{2R_c} - (2p+1)\Phi \right] \right\}, \quad (\text{A1-1})$$

et pour l'onde retour :

$$G_{bp}(r, z) = \sqrt{\frac{2}{p}} \frac{1}{W} L_p(X) \exp\left(-\frac{X}{2}\right) \exp\left\{ - i \left[\frac{kr^2}{2R_c} - (2p+1)\Phi \right] \right\}, \quad (\text{A1-2})$$

avec $k = 2\mathbf{p}/\mathbf{l}$, r est la coordonnée radiale. Les indices f and b indiquent que les grandeurs concernent respectivement les ondes aller (*forward*) et retour (*backward*). Le mode gaussien de la cavité non diaphragmée est caractérisé par son diamètre $2W(z)$, son rayon de courbure $R(z)$ et sa phase $\Phi(z)$: ces grandeurs sont décrites par les trois relations suivantes :

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + (z/z_0)^2 \right] \quad (\text{A1-3})$$

$$R(z) = z \left[1 + (z_0/z)^2 \right] \quad (\text{A1-4})$$

$$\Phi(z) = \arctan(z/z_0), \quad (\text{A1-5})$$

où $z_0 = \mathbf{p}W_0^2/\mathbf{l}$ est la distance de Rayleigh et W_0 est la largeur du beam-waist exprimé par $W_0^2 = (\mathbf{l}d/\mathbf{p})\sqrt{g/(1-g)}$ pour la cavité non diaphragmée. Nous rappelons l'expression du paramètre $g=(1-d/R)$ où R_c est la courbure du miroir concave et d est la longueur de la cavité. X est une variable réduite dépendant de z donnée par $X=2r^2/W^2$ et $L_p(X)$ est le polynôme de Laguerre d'ordre p . Les champs aller E_f et retour E_b prennent donc la forme suivante :

$$E_f(r, z) = \exp[i(kz - \mathbf{w}t)] \sum_p f_p G_{fp}(r, z), \quad (\text{A1-6})$$

$$E_b(r, z) = \exp\{i[k(2d - z) - \mathbf{w}t]\} \sum_p b_p G_{bp}(r, z). \quad (\text{A1-7})$$

Nous nous intéressons à la solution stationnaire pour $t=0$ et donc $\exp(i\mathbf{w}t)=1$. Le calcul de E_f et de E_b nécessite la connaissance des coefficients f_p et b_p (indépendant de z) qui sont reliés l'un à l'autre par les conditions aux limites ; la première condition aux limites est exprimée au niveau du diaphragme ($z=d$) :

$$E_b(r, d) = r_2 t(r) E_f(r, d). \quad (\text{A1-8})$$

où $t(r)$ représente la transmission du diaphragme:

$$t(r) = \begin{cases} 1 & \text{pour } r < r_0 \\ 0 & \text{pour } r > r_0 \end{cases} \quad (\text{A1-9})$$

Au point $z=d$, les coefficients b_p peuvent être déduits de l'équation (A1-7) [STE,83]:

$$b_p = 2\mathbf{p} \exp(i2kd) \int_0^{\infty} E_b(r, d) G_{bp}^*(r, d) r dr. \quad (\text{A1-10})$$

Si on remplace à présent E_b par son expression (A1-8), nous trouvons :

$$b_p = 2\mathbf{p} \exp(i2kd) r_2 \sum_m f_m \int_0^{\infty} t(r) G_{bp}^*(r, d) G_{fm}(r, d) r dr. \quad (\text{A1-11})$$

Notons que le miroir concave est une surface équiphase et que le terme de phase $\exp[\pm ik(d+r^2/2R_c)]$ qui apparaît dans le produit $G_{bp}^* G_{fm}$, est constant sur celui-ci et est égal à $\exp[\pm ikd]$.

Si nous utilisons l'abréviation suivante:

$$C_{pm} = \int_0^{2r^2} \exp(-X) L_p(X) L_m(X) dX \quad (\text{A1-12})$$

On obtient la relation suivante entre les coefficients b_p et f_m :

$$b_p = r_2 \exp[2i(kd - \Phi_d)] \sum_m C_{pm} f_m \exp[-2i(p+m)\Phi_d], \quad (\text{A1-13})$$

où Φ_d exprime la phase en $z=d$.

On peut facilement trouver une relation entre les coefficients aller et retour en exprimant la condition aux limites sur le miroir plan ($z=0$):

$$E_f(r,0) = r_1 E_b(r,0) \quad (\text{A1-14})$$

ce qui nous amène à la relation souhaitée:

$$f_p = r_1 b_p . \quad (\text{A1-15})$$

Finalement, grâce aux relations (A1-13) et (A1-15), nous trouvons une relation entre les coefficients aller après un aller retour dans la cavité :

$$f'_p = r_1 r_2 \exp[2i(kd - \Phi_d)] \sum_m C_{pm} f_m \exp[-2i(p+m)\Phi_d]. \quad (\text{A1-16})$$

Cette équation nous permet de définir la matrice \mathbf{M} dont les éléments sont écrits :

$$M_{pm} = r_1 r_2 \exp\{2i[kd - (p+m+1)\Phi_d]\} C_{pm} \quad (\text{A1-17})$$

ce qui donne:

$$f'_p = \sum_m M_{pm} f_m \quad (\text{A1-18})$$

La matrice \mathbf{M} représente l'opérateur aller retour : il contient les différentes informations concernant la réflexion sur les miroirs et sur la diffraction sur le diaphragme. Les vecteurs propres \mathbf{u} de la matrice \mathbf{M} représentent les modes propres de la cavité diaphragmée : chacun d'eux est caractérisé par une valeur propre Γ telle que $\mathbf{M}\mathbf{u} = \Gamma\mathbf{u}$.

Le vecteur propre de \mathbf{M} ayant la plus grande valeur propre Γ_0 correspond au mode fondamental TEM_{00} caractérisé par les pertes qu'il subit sur un aller-retour :

$$L_{00} = 1 - |\Gamma_0|^2. \quad (\text{A1-19})$$

Le vecteur propre de \mathbf{M} ayant la deuxième plus grande valeur propre Γ_1 correspond au mode TEM_{01} avec les pertes aller-retour données par:

$$L_{01} = 1 - |\Gamma_1|^2. \quad (\text{A1-20})$$

Les vecteurs propres de la matrice \mathbf{M} sont obtenus en utilisant la méthode de la puissance itérée [CAU,81].

ANNEXE 2 : DYNAMIQUE DES VERRES PHOSPHATES Er:Yb FORTEMENT DOPES.

Si on augmente la concentration en ions erbium dans le milieu amplificateur, on diminue logiquement la distance moyenne entre ces ions et on favorise alors leurs interactions. Dans les fibres lasers dopées erbium, ces interactions causent un fonctionnement pulsé du laser qui a déjà été étudié à la fois théoriquement et expérimentalement [LEB,93-SAN,93-SAN,95-DAN,98]. Ces études ont démontré que la dynamique de ces lasers était principalement liée à la présence de paires d'ions se comportant comme un absorbant saturable. Ce processus physique est induit par un transfert d'énergie entre deux ions voisins se trouvant dans l'état ${}^4I_{13/2}$ comme nous l'avons représenté sur la figure A2-1. Un ion transfère son énergie au second en repassant dans l'état fondamental ${}^4I_{15/2}$, alors que le second passe dans le niveau ${}^4I_{9/2}$ et relaxe rapidement vers le niveau ${}^4I_{13/2}$ de telle sorte que l'on peut considérer que le niveau ${}^4I_{9/2}$ est vide. En outre, ce transfert d'énergie se produit en quelques microsecondes ce qui est court en comparaison du temps de vie du niveau ${}^4I_{13/2}$ qui est de l'ordre de la milliseconde et donc on considère que l'état d'une paire d'ions avec les deux ions dans l'état excité est vide (on appelle cet état 2-photons). Globalement, il en résulte la perte d'un ion dans l'état excité pour l'effet laser : les pertes sont d'autant plus importantes que le taux de paires x d'ions l'est.

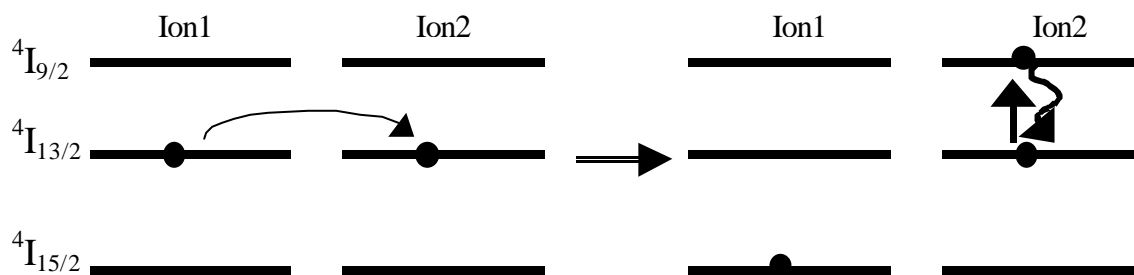


Figure A2-1 : Transfert d'énergie entre deux ions voisins.

La concentration de paires d'ions peut être déterminée en mesurant la transmission du signal de pompe par le milieu amplificateur [DEL,93]: en effet, le processus de perte décrit précédemment fait que la saturation ne peut jamais être atteinte même pour des puissances

incidentes importantes. Cette méthode développée dans le cadre des fibres optiques permet de déterminer x en ajustant sa valeur dans un modèle théorique de façon à suivre la courbe expérimentale de transmission.

Dans la mesure où notre échantillon est fortement dopé en erbium, il est naturel de vouloir connaître sa concentration en paire d'ions en utilisant cette méthode. La différence significative réside dans le fait que notre échantillon est codopé avec de l'ytterbium. Nous rappelons que dans le cas des fibres, la perte d'un ion pour l'inversion correspond à un autre ion disponible pour l'absorption du signal de pompe et la courbe de transmission est donc directement affectée par le phénomène. Pour notre échantillon, l'absorption de la pompe peut être évaluée en calculant l'évolution du niveau fondamental de l'ytterbium $N_{1Y}=N_Y-N_{2Y}$, où N_Y est la densité totale d'ions ytterbium et N_{2Y} et la densité d'ions ytterbium dans l'état excité.

$$\frac{\partial N_{2Y}}{\partial t} = s_Y N_{1Y} F - k N_{2Y} N_s - k N_{2Y} N_s^* - 2k N_{2Y} N_p - 2k N_{2Y} N_p^* \quad (\text{A2-1})$$

Les termes de cette équation ont été pour la plupart discutés dans la partie II-A et en annexe ; nous redonnons ici cependant quelques définitions :

s_Y est la section efficace d'absorption de l'ytterbium

F est le flux d'ions incidents de la pompe

k est le taux de transfert d'énergie entre l'ytterbium et l'erbium

La différence notable vient de la description des ions erbium qui peuvent se trouver dans 4 états différents :

N_s est la densité d'ions erbium seuls dans l'état fondamental $^4I_{15/2}$

N_s^* est la densité d'ions erbium seuls dans l'état excité $^4I_{13/2}$

N_p est la densité de paire d'ions pour laquelle les deux ions sont dans l'état fondamental ; on dira que la paire d'ions se trouve dans l'état 0-photon.

N_p^* est la densité de paire d'ions avec un ion dans l'état fondamental et le second dans l'état excité ; cet état sera appelé 1-photon.

De plus ces différentes densités d'ions sont reliées par les relations suivantes :

$$N_s^* + N_s = (1 - 2x)N_E \quad (\text{A2-2})$$

$$N_p^* + N_p = xN_E \quad (\text{A2-3})$$

Commentons brièvement les termes de droite de l'équation (A2-1) : le premier terme correspond à l'absorption de la pompe par les ions ytterbium. Le deuxième terme décrit le transfert d'énergie entre les ions d'ytterbium et les ions seuls d'erbium créant ainsi l'inversion dans le milieu amplificateur. Le terme suivant correspond quant à lui au processus d'up conversion pour un ion seul. Les termes restants décrivent les transferts d'énergie de l'ytterbium vers les paires d'ions. Pour l'état 0-photon, l'énergie peut être transférée à chaque ion et donc le terme de transfert doit être multiplié par 2. Pour l'état 1-photon, il existe là aussi deux transferts possibles : le premier correspond à l'up conversion pour l'ion déjà dans l'état excité et le second décrit le passage dans l'état transitoire 2-photons.

Après avoir substitué les équations A2-2 et A2-3 dans l'équation A2-1, on trouve facilement la relation suivante :

$$N_{IY} = \frac{kN_E N_Y}{S_Y F + kN_E} \quad (\text{A2-4})$$

Nous remarquons bien entendu que cette expression est indépendante de x . De plus, étant donnée la puissance de pompe disponible, nous obtenons $N_{IY} \approx N_Y$. Cette hypothèse est confirmée expérimentalement en traçant la variation de $\ln(T)$ en fonction de la puissance incidente P_{in} , où T est la transmission du verre. Nous trouvons effectivement que $\ln(T)$ est constant et est égal à $-0,56$. Il est donc impossible de prouver l'existence de paires d'ions dans notre milieu en utilisant la méthode développée pour les fibres [DEL,93].

Malgré tout, la dynamique du laser permet de suspecter la présence de paires d'ions dans notre milieu. En effet, la figure A2-2 montre l'évolution de la dynamique en fonction de la puissance de pompe : ce genre d'évolution est comparable à celle obtenue avec les lasers à fibre et qui s'explique de façon satisfaisante par les modèles incluant la présence de paires d'ions. Sur la figure A2-2-a représentant la caractéristique puissance de sortie P_{out} en fonction de la puissance incidente P_{in} , nous avons reporté les zones pour lesquelles le laser possède une dynamique particulière. Dans la première zone proche du seuil, le laser a une émission instable comportant des bouffées chaotiques représentées sur la figure A2-2-b.

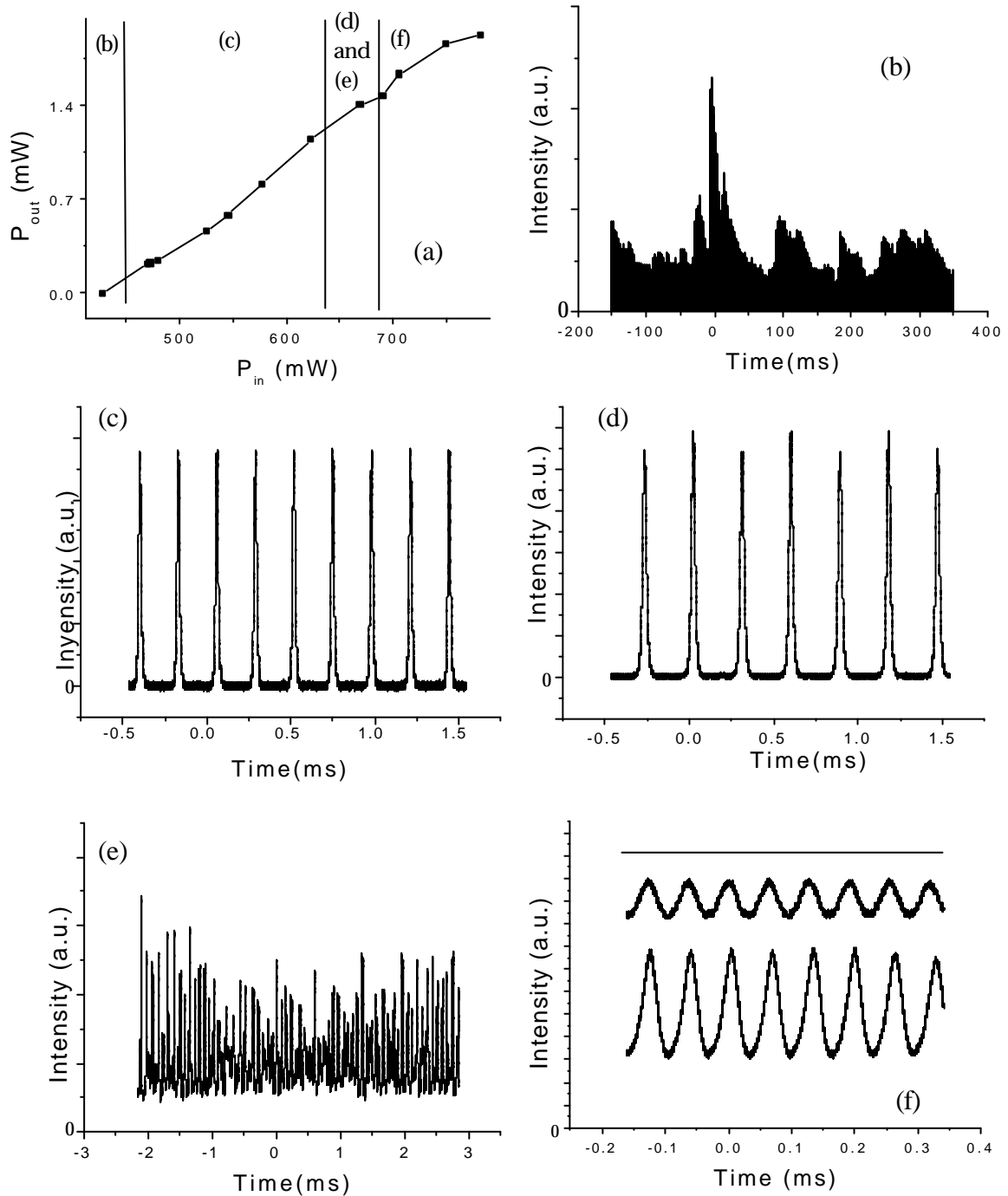


Figure A2-2 : Evolution expérimentale de la dynamique en fonction de la puissance de pompe.

En augmentant la puissance de pompe, le laser devient brusquement stable et son émission est constituée d'impulsions régulières dont la largeur à mi-hauteur de l'ordre de $10\mu\text{s}$ diminue avec la puissance incidente (figure A2-2-c). Si nous continuons d'augmenter la puissance de pompe, le laser devient chaotique après avoir suivi une cascade de dédoublement de période :

l'émission chaotique est illustrée par la figure A2-2-e alors que la figure A2-2-d montre le premier dédoublement de période. Enfin, au fur et à mesure que la puissance incidente augmente, la puissance moyenne de sortie augmente et l'émission devient sinusoïdale avec une amplitude décroissante de telle sorte que le laser tende vers une émission continue : cette évolution est représentée sur la figure A2-2-f.

Nous pensons que cette figure A2-2 constitue la signature de la présence de paires d'ions dans notre milieu. Malgré tout, la modélisation de la bistabilité optique ne prend pas en compte la présence de paires d'ions dans le milieu dans la mesure où nous ignorons la valeur de x . Toutefois, l'état 2-photons mène à une transition non radiative qui contribue à augmenter P_H (la puissance transformée sous forme calorifique) : en fait cette approximation affecte l'aspect quantitatif de la modélisation mais pas l'aspect qualitatif.

Cet isolateur réduit le retour par réflexion sur la pompe (feedback) pouvant produire une déstabilisation de la pompe.

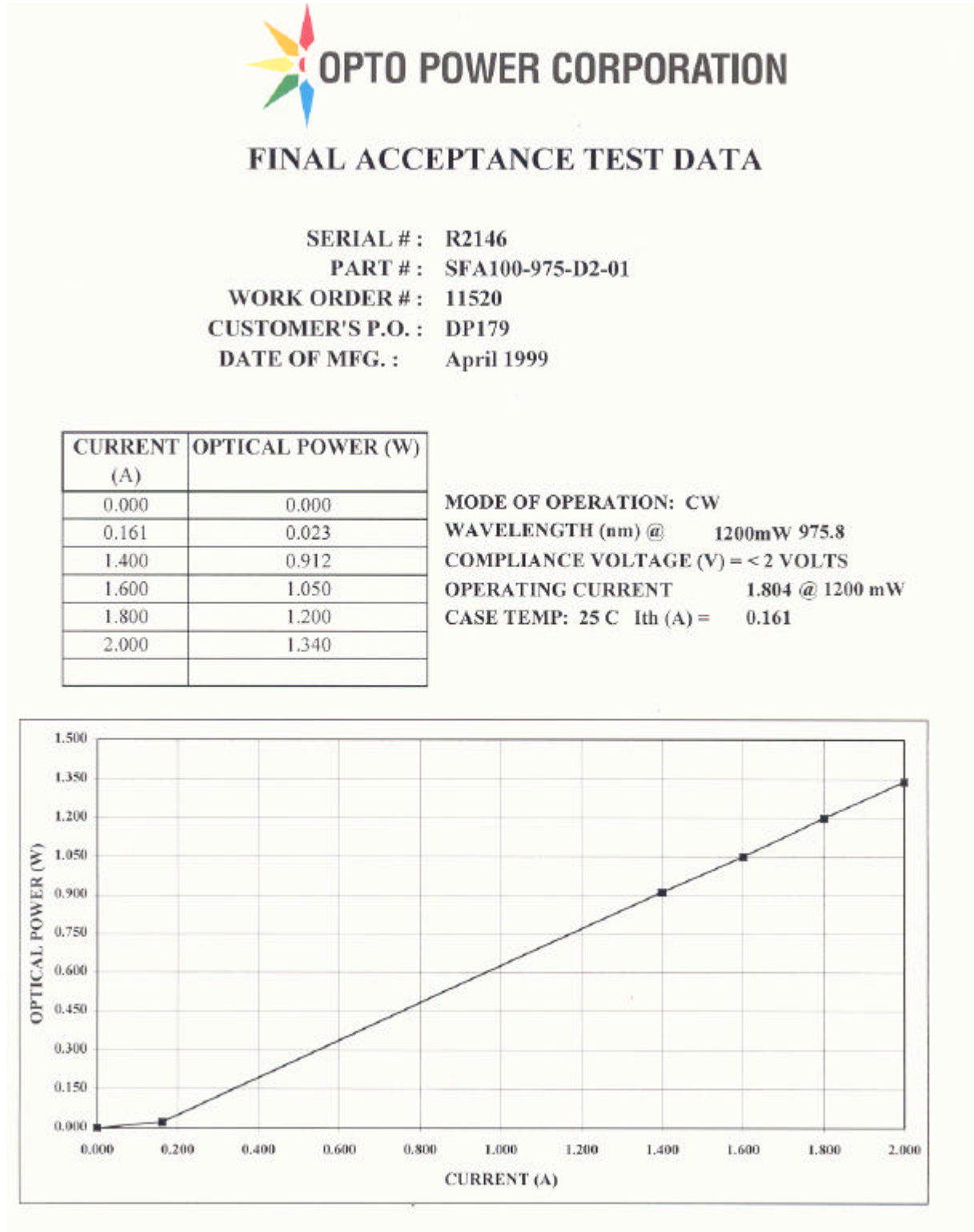


Figure 2 : Caractéristiques de la pompe.

- Les deux miroirs de renvoi (MR) :

Ces deux miroirs sont deux miroirs dorés classiques permettant d'ajuster la direction et la hauteur de l'axe optique.

- La focalisation de la pompe :

Nous disposons d'une vaste palette de lentille de différentes focales f_p quelles soient plan-convexe ou biconvexe. La lentille utilisée dans le chapitre II-A ($f_p=8\text{mm}$) est traitée anti reflet à la longueur d'onde de la pompe.

- Les traitements des échantillons :

Le miroir plan est dans tous les cas déposé directement sur le verre : ce miroir est caractérisé par la courbe de transmission représentée sur la figure 2. Cette même face est traitée anti reflet à la longueur d'onde de la pompe. Notons également que la plupart des absorbants saturables mis à notre disposition sont traités anti reflet à la longueur d'onde laser figure 3. Tous ces traitements ont été réalisés par la société *Laseroptik*, et les échantillons avaient au préalable subi un polissage.

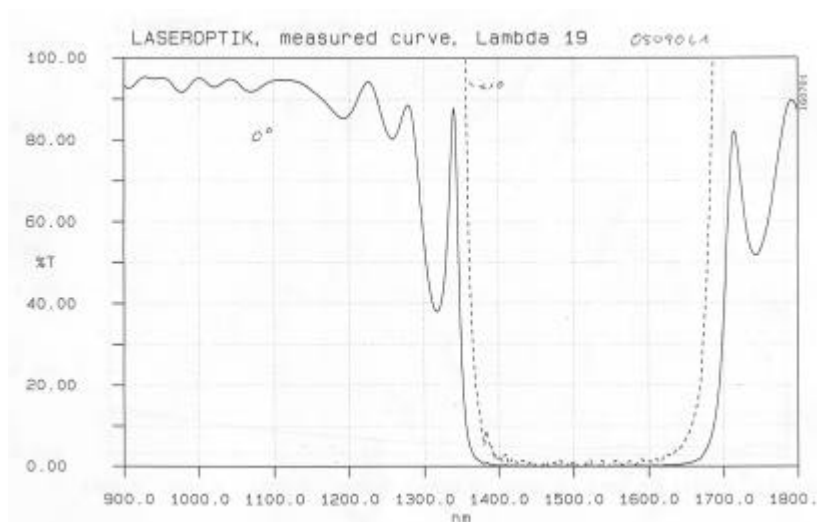


Figure 2 : Caractérisation des miroirs déposés sur les milieux amplificateurs.

- Les coupleurs de sortie (CS) :

Nous disposons d'une vaste gamme de miroirs de sortie caractérisés par leur rayon de courbure R_c qui peut être de 10cm, 5cm ou 1,5cm. Pour chacun de ces rayons de courbure la transmission T peut être de 0,2%, 0,5%, 1%, 2% et 3%.

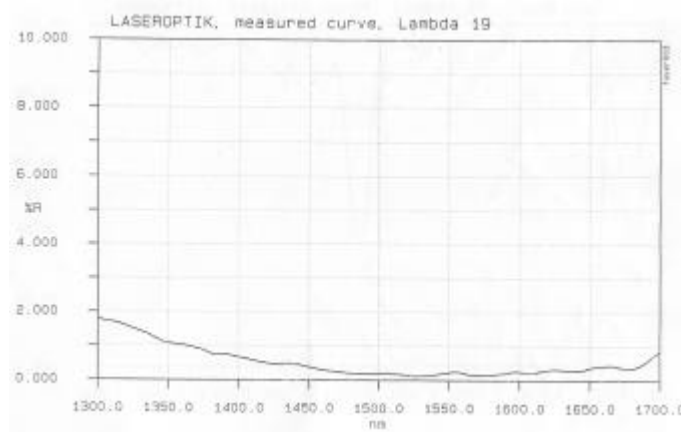


Figure 3 : Visualisation de la qualité des traitements déposés sur les absorbants saturables.

- Le télescope :

Le télescope est utilisé pour collimater et ajuster la taille du faisceau de sortie dans la mesure où l'un des détecteurs est un détecteur fibré et il est donc nécessaire d'optimiser le couplage à cette fibre. Cette partie du travail expérimental étant assez fastidieuse car la géométrie du faisceau évolue en permanence avec la puissance de pompe (effet de lentille thermique).

- Le filtre neutre (FN) :

Le filtre neutre est utilisé quand nous mesurons la puissance moyenne d'un train d'impulsions. En effet, le mesureur de puissance utilisé a tendance à écreter et le détecteur rapide fibré à saturer.

- Le filtre (CP) :

Ce filtre est utilisé pour couper le résidu de pompe tout en laissant passer le signal laser.

- La détection :

La détection est constituée au choix d'un mesureur de puissance *Ophir* ou d'une photodiode rapide fibrée (InGas) couplée à un oscilloscope numérique.

ANNEXE 4 : ETABLISSEMENT DES EQUATIONS CINETIQUES DECRIVANT L'EVOLUTION DES VERRES PHOSPHATES CODOPES ERBIUM, YTTERBIUM.

Cette annexe a pour but de discuter toutes les hypothèses qui régissent l'établissement des équations cinétiques pour les verres phosphates codopés erbium et ytterbium. Les hypothèses émises sont celles proposées par Laporta dans la plupart de ses publications [FRA,00-LAP,99-LAP,91-TAC,95]. Le schéma des niveaux d'énergie qui décrit notre système est donné par la figure A-1.

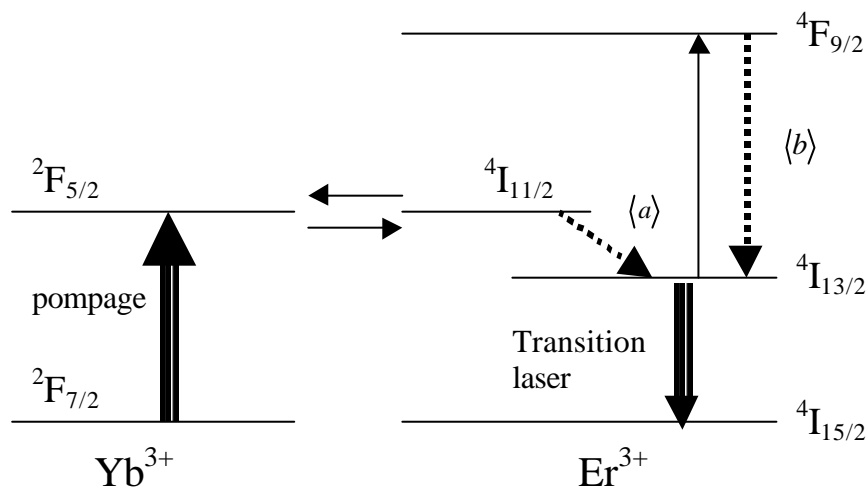


Figure A-1 : Schéma des niveaux d'énergie pour un verre phosphate codopé Er,Yb

Soient N_{1Y} et N_{2Y} , les densités de population associée aux niveaux ${}^2F_{7/2}$ et ${}^2F_{5/2}$ de l'ytterbium. De la même façon, N_{1E} , N_{2E} et N_{3E} sont les densités de population des niveaux ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{9/2}$ de l'erbium. Leur évolution temporelle ainsi que celle de la densité de photons intra cavité sont décrites par les équations cinétiques A-1 à A-4. f représente la densité de photons intracavité :

$$\frac{\partial N_{2Y}}{\partial t} = s_Y N_{1Y} F - k_1 N_{2Y} N_{1E} - k_2 N_{2Y} N_{2E} - \frac{N_{2Y}}{t_Y} \quad (\text{A-1})$$

$$\frac{\partial N_{2E}}{\partial t} = k_1 N_{2Y} N_{1E} + \frac{N_{3E}}{\tau_E} - k_2 N_{2E} N_{2Y} - s_E c \mathbf{f} (N_{2E} - N_{1E}) - \frac{N_{2E}}{\tau_E} \quad (\text{A-2})$$

$$\frac{\partial N_{3E}}{\partial t} = k_2 N_{2Y} N_{2E} - \frac{N_{3E}}{\tau_E} \quad (\text{A-3})$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} = s_E c \mathbf{e}_1 \mathbf{f} (N_{2E} - N_{1E}) + \mathbf{e}_2 \frac{N_{2E}}{\tau_E} - \text{pertes } \mathbf{f} \quad (\text{A-4})$$

Dans ce qui suit nous allons commenter une à une ces équations en utilisant également la figure A-1.

La première équation donne la dérivée temporelle de N_{2Y} . Le peuplement de ce niveau s'effectue par l'absorption des photons de pompe. La longueur d'onde associée à cette transition (${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$) est 975nm. L'absorption est caractérisée par la section efficace d'absorption s_Y . F est le flux de photons de pompe. Une fois parvenu dans l'état excité, l'ion possède deux façons de redescendre dans l'état fondamental. La première possibilité est l'émission spontanée ; le niveau possède un temps de vie τ_Y . La seconde possibilité est de transmettre son énergie à l'ion erbium. Deux transitions de l'ion erbium peuvent recevoir l'énergie correspondante : ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ et ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. La première permet de créer l'inversion au sein de l'ion erbium. Le second processus est appelé up-conversion. Ils sont caractérisés par les taux de transfert k_1 et k_2 . On suppose usuellement que ces taux de transferts sont égaux : $k = k_1 = k_2$. D'autre part, La première transition est à mettre en concurrence avec l'absorption des photons de pompe par les ions d'erbium. En fait, la section efficace d'absorption associée est voisine de celle de l'ytterbium. Toutefois, la densité totale de population totale d'ytterbium N_Y est généralement supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de l'erbium N_E . De plus le taux de transfert est important donc l'absorption de la pompe par les ions d'erbium est négligeable.

La deuxième équation permet de déduire l'évolution de la densité de population du niveau émetteur de l'ion erbium N_{2E} . Le premier terme correspond au transfert d'énergie déjà commenté entre l'erbium et l'ytterbium qui permet de créer l'inversion. En effet, le niveau ${}^4I_{11/2}$ se désexcite de façon non radiative avec un temps très rapide par rapport aux autres temps caractéristiques du système. Nous pouvons ainsi supposer que le niveau ${}^4I_{11/2}$ est toujours vide. Ceci permet également de négliger le transfert d'énergie inverse de l'erbium vers l'ytterbium.

Les deux termes suivants sont à rapprocher du processus d'up conversion qui vide le niveau avec le taux k_2 mais le repeuple instantanément car le niveau ${}^4I_{9/2}$ possède un temps de vie τ_E très court. Ceci nous permet de considérer d'ailleurs que ce niveau est toujours vide. L'avant dernier terme décrit les processus stimulés : absorption et émission. Nous supposons en première approximation que les deux sections efficaces correspondantes σ_E sont égales. c est la vitesse de la lumière dans le milieu amplificateur.

Le dernier terme correspond à l'émission stimulée caractérisée par le temps de vie du niveau métastable τ_E .

L'équation A-3 est devenue inutile car les hypothèses précédentes ont amené à considérer que le niveau dont la densité de population N_{3E} est toujours vide.

La dernière équation donne la dérivé en fonction du temps de la densité de photons intra cavité. Le premier terme fait le bilan des processus stimulés au sein du matériau qui émettent ou absorbent des photons à la longueur d'onde laser. Le facteur e_l traduit le fait que le milieu amplificateur n'occupe pas toute la cavité. Le second terme peut être considéré comme négligeable quand la densité de photons est importante ; il permet toutefois au calcul de démarrer. C'est en effet une partie l'émission spontanée qui permet de générer les premiers photons lasers qui seront ensuite amplifiés par les processus stimulés du second terme. La partie des photons émis de façon spontanée est modélisée par le terme e_2 qui prend en compte le fait que l'émission spontanée se produise de façon isotrope. Donc seuls les photons qui sont compris dans le mode laser sont à considérer. De plus, ce terme tient compte que le milieu amplificateur n'occupe pas toute la cavité. Le dernier terme permet de décrire les différentes pertes au sein de la cavité, notamment les pertes dues à la transmission du coupleur de sortie. Les différentes densités de population sont reliées par les formules (A-5) et (A-6).

$$N_E = N_{1E} + N_{2E} \quad (\text{A-5})$$

$$N_Y = N_{1Y} + N_{2Y} \quad (\text{A-6})$$

En prenant en compte toutes les hypothèses précédemment énoncées, on peut réécrire les équations cinétiques sous une forme simplifiée :

$$\frac{\partial N_{2Y}}{\partial t} = \sigma_Y N_{1Y} F - k N_{2Y} N_E - \frac{N_{2Y}}{\tau_Y} \quad (\text{A-7})$$

$$\frac{\partial N_{2E}}{\partial t} = k_1 N_{2Y} N_{1E} - s_E c \mathbf{f} (N_{2E} - N_{1E}) - \frac{N_{2E}}{\mathbf{t}_E} \quad (\text{A-8})$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} = s_E c \mathbf{e}_1 \mathbf{f} (N_{2E} - N_{1E}) + \mathbf{e}_2 \frac{N_{2E}}{\mathbf{t}_E} - \text{pertes} \mathbf{f} \quad (\text{A-9})$$

Dans l'équation (A-7), le terme d'émission stimulé est souvent négligé dans la mesure où $\frac{1}{\mathbf{t}_Y} = 10^{-2} s^{-1} \ll k N_{2E} \approx 10^4 s^{-1}$. Notons que l'up conversion ne joue aucun rôle dans l'équation (A-8) : en effet, le dépeuplement du niveau N_{3E} se faisant de façon très rapide, chaque électron quittant le niveau ${}^4I_{13/2}$ le regagne quasiment instantanément. En fait, le processus d'up conversion, se traduit ici par la perte d'un photon de pompe.

Il ne reste qu'à introduire dans les équations cinétiques les relations (A-5) et (A-6). Il en résulte le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\frac{\partial N_{2Y}}{\partial t} = s_Y N_{1Y} F - k N_{2Y} N_E \quad (\text{A-10})$$

$$\frac{\partial N_{2E}}{\partial t} = k N_{2Y} (N_E - N_{2E}) - s_E c \mathbf{f} (2N_{2E} - N_E) - \frac{N_{2E}}{\mathbf{t}_E} \quad (\text{A-11})$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} = s_E c \mathbf{e}_1 \mathbf{f} (2N_{2E} - N_E) + \mathbf{e}_2 \frac{N_{2E}}{\mathbf{t}_E} - \text{pertes} \mathbf{f} \quad (\text{A-12})$$

Le terme de perte est l'inverse du temps de vie du photon dans la cavité : il prend donc en compte la longueur de la cavité (durée d'un aller-retour), les fuites par le coupleur de sortie et éventuellement d'autres sources de pertes.

$$\text{pertes} = 1/\mathbf{t}_c \quad \text{et} \quad \mathbf{t}_c = 2.l_c / (c.ln(1/R))$$

où l_c est la longueur de la cavité et R la réflectivité du miroir de sortie.

ANNEXE 5 : DETERMINATION DES PARAMETRES SPECTROCOPIQUES DES ABSORBANTS SATURABLES.

Les travaux que nous allons présenter ont été publiés dans l'article [SCH,02] dont le but est de prendre en compte l'allure temporelle et spatiale du pulse sonde utilisé dans les mesures de transmission des absorbants saturables.

Parmi tous les absorbants saturables utilisés pour le déclenchement passif à 1,5 μ m on peut citer les résultats obtenus avec les cristaux dopés uranium tels que U:SrF₂ et U:CaF₂ [STU,95], ceux dopés cobalt comme le Co:YAG ou le Co:YSGG [CAM,95] ou plus récemment le Co:LMA [YUM,99] ou le Co:MALO [YUM,00]. On peut encore citer les matrices de ZnS et ZnSe dopées chrome ou cobalt [POD,99-TSA,00], ou même plus récemment des céramiques dopées au cobalt [MAL,01] et les puits quantique PbS dans certains verres [SAV,01].

La plupart des auteurs ont estimé les paramètres importants de ces matériaux, comme la section efficace d'absorption dans le mode fondamental S_{GSA} et la section efficace d'absorption dans l'état excité S_{ESA} , en mesurant la transmission non linéaire de ceux-ci en fonction de la puissance incidente : ensuite, des modèles tels que celui de Frantz-Nodvick [FRA,63] et de Avizonis-Grotbeck modifié [AVI,66] permettent d'estimer les valeurs des paramètres en ajustant celles-ci jusqu'à ce que les courbes expérimentales soit reproduites. Malgré le fait que la plupart des auteurs utilisent les mêmes techniques pour mesurer la transmission et pour modéliser les courbes, des résultats très différents sont souvent trouvés pour un même matériau, notamment pour l'absorption dans l'état excité. De plus, dans le cas du Cr²⁺ et du Co²⁺, il n'existe aucune possibilité sur le diagramme des niveaux d'énergie pour expliquer l'absorption dans l'état excité. On peut donc supposer que les valeurs pour S_{GSA} , certes faibles, reportées par différents auteurs [YUM,00], [POD,99] et [TSA,00] par exemple, sont dues à l'introduction d'hypothèses erronées dans leur modélisation.

En effet, les techniques de Frantz-Nodvik et de Avizonis-Grotbeck supposent que la durée de vie du niveau métastable est longue devant la durée de l'impulsion servant de sonde. Cette hypothèse convient donc pour les absorbants dits lents, ce qui n'est pas le cas pour les cristaux d'oxydes dopés Co par exemple, pour lesquels on reporte des temps de relaxations de quelques centaines de nanosecondes seulement [YUM,00]. Une seconde source d'erreur démontrée théoriquement par Rudolph [RUD,80] et Burshtein [BUR,98] provient du fait que

l'allure spatiale du faisceau sonde n'est pas prise en compte. Dans ce qui suit, nous allons présenter différentes modélisations nous permettant de montrer l'importance de la prise en compte du profil radial d'intensité du faisceau sonde : on peut alors montrer qu'il n'est plus nécessaire d'introduire l'absorption dans l'état excité. Ces considérations s'appuient sur une expérience de blanchiment classique menée sur différents types d'absorbants saturables.

1-Expérience.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure A5-1.

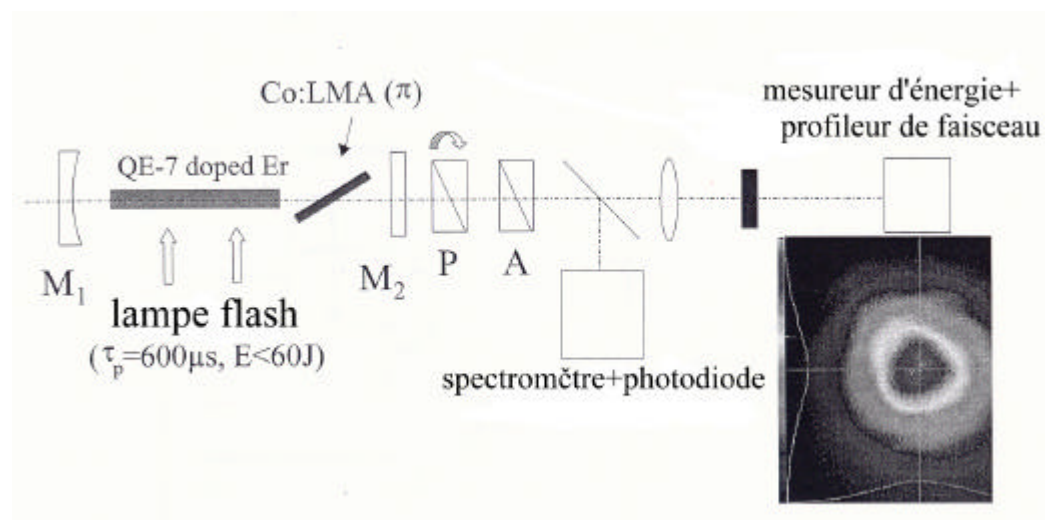


Figure A5-1 : Dispositif expérimental.

Ce dispositif est un dispositif permettant d'analyser et de focaliser le faisceau sonde sur l'absorbant saturable afin d'en mesurer la transmission. Le faisceau sonde est généré par un laser déclenché dont le milieu amplificateur est un barreau de verre Kigre QE-7 dopé chrome, ytterbium et erbium. L'absorbant saturable est un cristal de Co:LMA placé à l'angle de Brewster avec l'axe cristallographique c orienté perpendiculairement à l'axe de propagation. La cavité plano concave est constituée de deux miroirs M_1 et M_2 : le premier est totalement réfléchissant à $1,53 \mu m$ et possède un rayon de courbure de $2 m$ alors que le coupleur de sortie est caractérisé par une transmission de 21% . Cette source permet d'obtenir une émission TEM_{00} composée d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur est de 75 nanosecondes avec une énergie de $11,5 mJ$ pour un taux de répétition de $1 Hz$. Le profil radial du faisceau a été analysé avec un tube vidicon. Comme le laser émet un faisceau polarisé linéairement, nous utilisons deux prismes de Glan-Taylor pour ajuster l'énergie contenue dans chaque pulse ; le

second prisme est utilisé pour conserver une polarisation constante pour les cristaux anisotropiques comme le LMA. Le faisceau sonde est ensuite focalisé sur l'absorbant saturable par le biais d'une lentille convergente de focale 210mm ; l'absorbant est situé dans le plan focal de cette lentille. Les énergies mesurées sont moyennées sur 10 impulsions pour limiter les fluctuations.

Nous étudions les caractéristiques de différents cristaux dopés Co^{2+} ou Cr^{2+} : le Co :Znse, le Cr:Znse, le Co:ZnS, le Co:MALO et le Co:LMA. La plupart des caractéristiques des cristaux que nous considérons sont résumées dans le tableau A5-1.

2-Les modèles théoriques.

La plupart des paramètres caractérisant l'absorbant saturable peuvent être déterminés simultanément en traçant la courbe donnant sa transmission en fonction de la puissance incidente : le point crucial étant de posséder un pulse court possédant une puissance crête suffisamment élevée et bien entendu à la bonne longueur d'onde. On peut en effet déduire de ces graphiques la transmission petits signaux des cristaux, leur seuil de dommage, la saturation, les pertes insaturées et les sections efficaces d'absorption dans l'état fondamental et dans l'état excité. Le problème est que les méthodes théoriques utilisées pour modéliser ces courbes supposent un profil de faisceau uniforme (« top-hat ») ; nous proposons de prendre en compte le profil gaussien du faisceau de pompe en même temps que son allure temporelle.

- Modèle d'Avizonis-Grotbeck modifié avec une distribution d'intensité non uniforme.

Comme Kuo l'a montré [KUO,95], l'évolution de la fluence le long de l'absorbant saturable peut être décrite par l'équation :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\mathbf{a}F - \frac{1}{l_c} \ln\left(\frac{1}{T_o}\right) \times \frac{\mathbf{s}_{ESA}}{\mathbf{s}_{GSA}} \times F - \frac{F_{sat}}{l_c} \times \left(1 - \frac{\mathbf{s}_{ESA}}{\mathbf{s}_{GSA}}\right) \times \ln\left(\frac{1}{T_o}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{F}{F_{sat}}\right)\right] \quad \text{A5-1}$$

où T_o représente la transmission petits signaux, \mathbf{a} les pertes insaturées causées par les impuretés, les différents défauts, l_c est la longueur du cristal. La fluence de saturation est quant à elle définie par :

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{S_{GSA}} = \frac{hc}{S_{GSA} \times l} \quad A5-2$$

Ce modèle suppose que la durée de vie du niveau métastable est longue devant la largeur du pulse ($t_s \gg t_{pulse}$), ce qui justifie l'appellation d'absorbants saturables lents. Cette hypothèse est raisonnable pour les cristaux de Zns et de Znse, mais elle est plus discutable dans le cas des cristaux de MALO et de LMA avec des temps de vie respectifs pour le Co de 340 ± 10 nsec et de 200 ± 10 nsec. Dans la plupart des cas, les auteurs utilisent l'hypothèse d'un faisceau uniforme est donc la fluence et liée à l'énergie incidente par pulse par la relation $E = F \cdot \rho W^2$ où W est le rayon du faisceau sur l'absorbant saturable. On peut alors déduire l'évolution de l'énergie dans l'absorbant saturable par la relation :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\alpha E - \frac{1}{l_c} \ln\left(\frac{1}{T_o}\right) \times \frac{S_{ESA}}{S_{GSA}} \times E - \frac{\rho W^2 \times F_{sat}}{l_c} \times \left(1 - \frac{S_{ESA}}{S_{GSA}}\right) \times \ln\left(\frac{1}{T_o}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\rho W^2 \times F_{sat}}\right)\right] \quad A5-3$$

La transmission est alors donnée par :

$$T = \frac{E_{trans}}{E_{inc}} = \frac{F_{trans}}{F_{inc}} \quad A5-4$$

Nous savons que cette méthode introduit une erreur systématique qui peut être réduite en introduisant le profil radial réel du faisceau sonde : pour cela, nous modélisons la fluence par la relation suivante :

$$F_{inc} = \frac{2E_{inc}}{\rho W^2} \times \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right) \quad A5-5$$

La transmission est alors calculée par le biais de la formule suivante :

$$T = \frac{\int_0^{\infty} 2\rho F_{trans}(r, z = l_c) dr}{E_{inc}} \quad A5-6$$

• Equations cinétiques prenant en compte la distribution radiale et temporelle de l'impulsion.

Les équations cinétiques permettent de prendre en compte le temps de vie du niveau métastable de l'absorbant saturable, l'absorption dans l'état excité et les pertes insaturées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_{1s}}{\partial t} = \frac{I}{h\nu} N_{os} \mathbf{s}_{GSA} - \frac{N_{1s}}{\mathbf{t}_s} \\ \frac{\partial I}{\partial t} = -I(N_{os} \mathbf{s}_{GSA} + N_{1s} \mathbf{s}_{ESA} + \mathbf{a}) dz \\ N_s = N_{os} + N_{1s} \end{array} \right. \quad \text{A5-7}$$

où N_{os} et N_{1s} représentent les densités de population du niveau fondamental et du niveau excité de l'absorbant saturable, N_s est la densité de population totale. \mathbf{t}_s est le temps de vie du niveau métastable.

La première équation ne comporte pas de termes correspondant à l'absorption dans l'état excité dans la mesure où, une fois le photon sonde absorbé dans cet état, les ions se désexcitent de façon non radiative donc quasiment instantanément. L'intensité I ($\text{J.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) dépend à la fois du temps, de la position longitudinale z et de la coordonnée radiale r . Nous supposons que le profil du faisceau incident à la fois spatialement et temporellement est gaussien et décrit par les relations suivantes :

$$I_{inc}(r, t) = I_{max} \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right) \exp\left(-\frac{4\ln(2)t^2}{\mathbf{t}_p^2}\right) \quad \text{A5-8}$$

où \mathbf{t}_p est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion sonde et I_{max} est l'intensité crête :

$$I_{max} = E_{inc} \frac{2}{pW^2} \times \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\mathbf{t}_p \sqrt{p}} \quad \text{A5-9}$$

Finalement la transmission est déduite de la relation suivante :

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_0^{\infty} 2pr I_{trans}(r,t) dr \right) dt}{E_{inc}} \quad \text{A5-10}$$

3-Résultats.

La figure A5-2 montre les courbes de transmissions des différents absorbants saturables avec les résultats des différents modèles. Pour les cristaux de ZnSe et de ZnS, le seuil de dommage a été rencontré pour des fluences de l'ordre de 2J/cm². Pour modéliser la courbe de transmission du Co:ZnSe, nous avons tracé les résultats obtenus avec les différents modèles : (—) pour le modèle de Frantz-Nodvick ($s_{ESA}=0$ et $a=0$), (.....) modèle modifié d'Avizonis-Grotbeck avec un profil de sonde uniforme, (—) modèle d'Avizonis-Grotbeck avec un profil gaussien de la pompe et (.....) le même modèle avec les valeurs reportées indiquées (2) dans le tableau A5-1. Cette courbe permet de mettre en évidence l'amélioration successive due aux différents modèles. Pour modéliser de façon satisfaisante les courbes avec le modèle prenant en compte le profil gaussien de la pompe, il est nécessaire d'introduire de l'absorption dans l'état excité (valeur indiquée (1) dans le tableau) ; il est toutefois possible de s'approcher de la courbe pour $s_{ESA}=0$: cette hypothèse étant d'avantage conforme à la spectroscopie de l'ion.

Pour les autres cristaux de ZnS et de ZnSe, nous avons seulement reporté sur les courbes les résultats obtenus avec le modèle prenant en compte l'allure radiale du faisceau de pompe (valeurs indicées (2) dans le tableau); dans ce tableau, les valeurs indicées (1) correspondent à celles obtenues avec le modèle considérant un profil de pompe uniforme : on peut remarquer qu'il est alors nécessaire d'introduire de l'absorption dans l'état excité, ce qui n'est pas conforme aux mesures d'absorption dans l'état excité.

Etant donnée la durée de vie du niveau métastable pour les cristaux de LMA et de MALO, il est nécessaire d'utiliser le modèle basé sur les équations cinétiques. Encore une fois, si le profil radial de la pompe est pris en compte nous montrons qu'il n'est plus nécessaire d'introduire de l'absorption dans l'état excité (Tableau A5-1 indice (2)). Nous avons également cherché à étudier l'influence de la durée de vie du niveau métastable sur les résultats : les traits pleins correspondent aux valeurs réelles de τ_s , pour les tirets $\tau_s=750$ ns alors que $\tau_s=75$ ns pour les pointillés. Les résultats obtenus tendent à montrer que

l'approximation des absorbants saturables lents n'est pas critique : l'écart grandit seulement quand la durée de l'impulsion est proche du temps de vie.

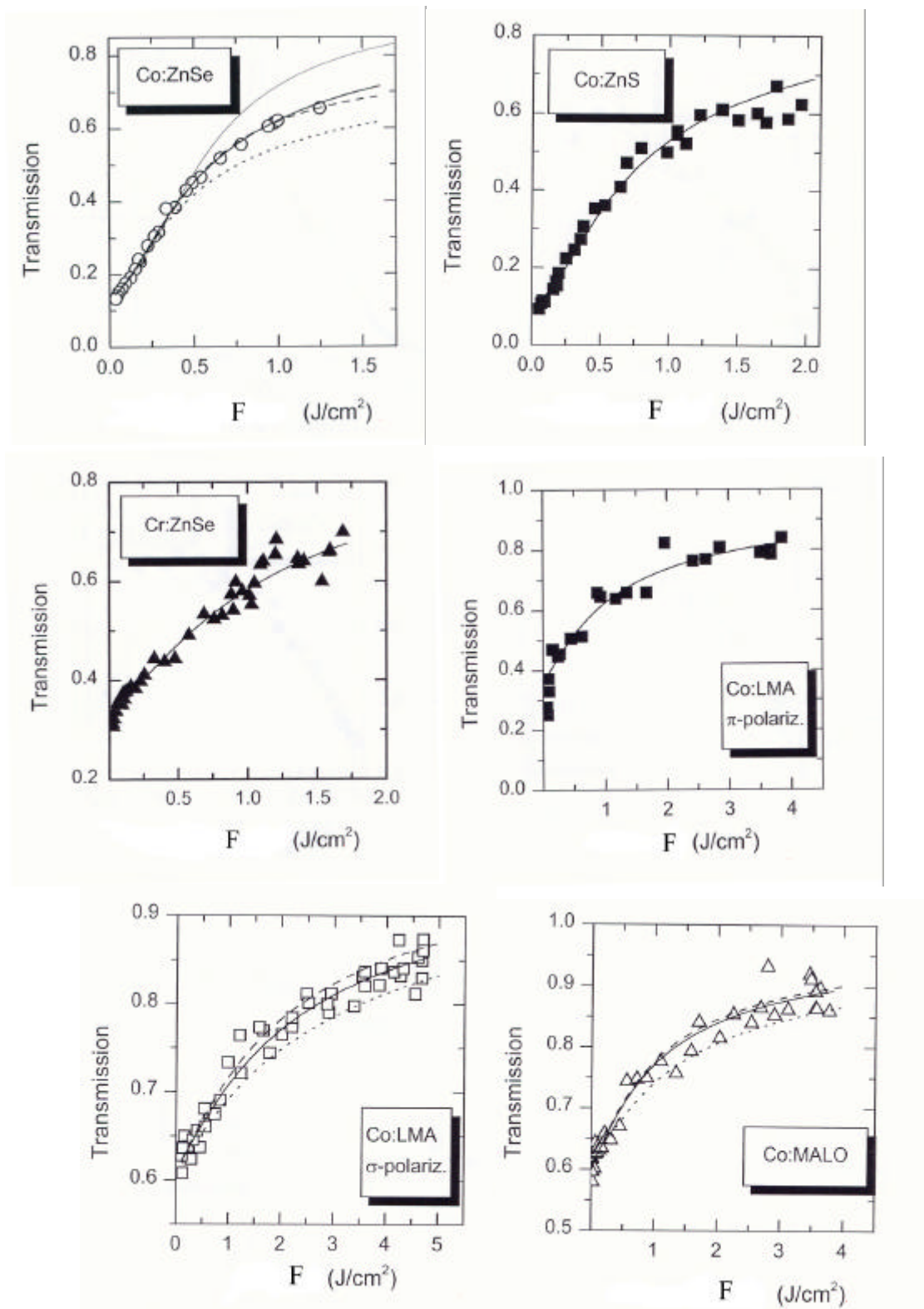


Figure A5-2 : Transmission des absorbants et résultats théoriques.

Q-switch material	Thickness Small-signal transmission @1.534 μ m	Lifetime of the Metastable level τ	Ntot (ions/cm ³)	σ_{GSA}^* ($\times 10^{-19}$ cm ²)	σ_{ESA}^* ($\times 10^{-19}$ cm ²)	Unsaturated Losses α (cm ⁻¹)	Damage threshold (J/cm ²)
Co:ZnS	e=1mm	$\approx 200\mu$ s	$2-3 \times 10^{19}$	10 ⁽¹⁾	1.1 ⁽¹⁾	0 ⁽¹⁾	2
	To=9.5%			8 ⁽²⁾	0.1 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	
Co:ZnSe	e=2.6mm	290 μ s	$7-8 \times 10^{18}$	11.5 ⁽¹⁾	1.1 ⁽¹⁾	0.1 ⁽¹⁾	1.8
	To=13%			9.7 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	
Cr:ZnSe	e=2.3mm	8 μ s	$1.4-1.5 \times 10^{19}$	3.4 ⁽¹⁾	0.2 ⁽¹⁾	0.2 ⁽¹⁾	2
	To=33%			3.2 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	
Co:MALO (MgAl ₂ O ₄)	e=3.5mm	340ns	$5-6 \times 10^{18}$	2.4 ⁽¹⁾	0 ⁽¹⁾	0.2 ⁽¹⁾	7.5
	To=60%			2.9 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	
Co :LMA (pol. π)	e = 2mm	200ns	$0.9-1.4 \times 10^{18}$	4.4 ⁽¹⁾	0.18 ⁽¹⁾	0 ⁽¹⁾	8.7
	To=37%			4.4 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	
Co :LMA (pol. σ)	e = 6 mm	200ns	5.7×10^{18}	1.45 ⁽¹⁾	0.1 ⁽¹⁾	0 ⁽¹⁾	11
	To=61%			1.45 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	0 ⁽²⁾	

Tableau A5-1 :Caractéristiques des absorbants saturables.

*erreur estimée à $\pm 0,1 \cdot 10^{-19}$ cm²

BIBLIOGRAPHIE

- [AIT,82] K. Aït-Ameur, T. Kerdja and D. Louhibi, « *Dynamical optical distortions in ruby lasers* », J. Phys. D, **15**, 1667-1672, (1982).
- [AIT,92] K. Aït-Ameur, H. Ladjouze, G. Stéphan, « *Diffraction effects in a resonant cavity with two nonequivalent apertures* », Appl. Opt., **31**, 397-405, (1992).
- [AIT,93] K.A.Ameur, « *Influence of the longitudinal position of an aperture inside a cavity on transverse mode discrimination.* », Appl.Opt. 32, 7366-7372, (1993).
- [AIT,93b] K.AIT Ameur, « *Transverse mode selection in resonator with a super-gaussian aperture.* », J.of Modern Optics, vol.40, n°9,pp1833-1838, (1993).
- [AIT,97] K. Aït-Ameur, “*Divergence of the fundamental mode of a cavity apertured by a Gaussian, a super-Gaussian and a hard aperture*”, J. Mod. Opt., **44**, 1165-1173, (1997).
- [AIT,97b] K.Aït Ameur, « *Divergence temporal of a Q-switched laser.* », Applied Optics, Vol.36, n°30, pp7809, (1997).
- [AIT,00] K. Aït Ameur, F.Sanchez and M.Brunel, “*High transverse mode discrimination in apertured resonators using diffractive binary optics*”, Optics Commun., ,(2000).
- [AIT,02] K.Aït Ameur, “*Effects of a phase aperture on the fondamental mode of a hard-apertured cavity*”, J.Mod.Opt., **49**, 1157-1168, (2002).
- [ALO,01] M.Alouini, A.LeFloch, M.Vallet, M.Brunel, G.Ropars and F.Bretenaker, “*Resonant diffraction losses in solid-state monomode lasers*”, J.Opt.soc.Am.B, Vol.18, n°6, pp780, (2001).
- [AVI,66] P.V.Avizonis and R.L.Grotbeck, “*Experimental and theoretical ruby amplifier dynamics*”, J. of Appl. Phys., Vol.37, n°2, pp687-693, (1966).
- [BER,67] D.A. Berkley and G.J. Wolga, « *Transient interference studies of emission from a pulsed ruby laser* », J. Appl. Phys. **38**, 3231-3241, (1967).

- [BOU,97] R.Bourouis, K.Aït Ameer and H.Ladjouze, « *Optimization of the gaussian beam flattening using a phase plate* », J.Mod.Opt., **44**, 1417-1427, (1997)
- [BOU,00] G. Bouwmans, B. Segard, D. Dangoisse, P. Glorieux, « *Modelling coupled microchip lasers requires complex coupling coefficients* », J. Opt. Soc. Am. B, **17**, 781-789, (2000).
- [BOU,01] J.Bourderionnet, thèse soutenue à Paris V, « *Correction des aberrations et mise en forme spatiale d'un faisceau laser par contrôle de phase intracavité.* », (2001).
- [BRA,01] A.Braud, M.Fromager, J.L.Doualan, S.Girard, R.Moncorgé, M.Thuau, B.Ferrand and Ph.Thony, « *Passive Q-switching and wavelength tunability of a diode-pumped Tm :Yb :YLiF₄ laser around 1.5μm* », Optics Commun. **183**, (2001).
- [BUR,98] Z.Burshtein, P.Blau, Y.Kalisky, Y.Shimony and M.R.Kokta, “*Excited-state absorption studies of Cr⁴⁺ ions in several garnet host crystals.*”, IEEE J. of Quantum electronics, Vol.34, n°2, pp292-299, (1998).
- [CAM,95] M.B.Camargo, R.D.Stultz, M.Birnbaum and M.Kokta, “*Co²⁺:YSGG saturable absorber Q-switch for infrared erbium lasers.*”, Optics Letters, Vol.20, n°3, pp339-341, (1995).
- [CAR,89] W.H. Carter, Appl.Optics, **21**, (1989).
- [CAU,81] H.J. Caufield, D.Dvornik, J.W.Goodman et W.Rhodes, Appl.Opt., **20**, pp2263, (1981).
- [COU,99] V. Couderc, F. Louradour, A. Barthélémy, “*2.8 pulses from a mode-locked diode pumped Nd:YVO₄ laser using quadratic polarization switching*”, Opt. Comm. **166**, 103-111, (1999).
- [CHE,96] Y. J. Cheng, C. G. Fanning, A. E. Siegman, “*Experimental observation of a large excess quantum noise factor in the linewidth of a laser oscillator having nonorthogonal modes*”, Phys. Rev. Lett., **77**, 627-630, (1996).

- [CHE,97] Y.F. Chen, C. F. Kao, T. M. Huang, C. L. Wang, J. Lee, S. C. Wang, “*Single-mode oscillation of compact fiber-coupled laser-diode-pumped Nd:YVO₄/KTP Green laser*”, IEEE Phot. Tech. Lett., **9**, 740-742, (1997).
- [DEG,89] J.J.Degnan, “*Theory of the optimally coupled Q-switched laser.*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.25, n°2, pp214, (1989).
- [DAN,98] J.Daniel, J.M.Costa, P.Leboudec, G.Stephan and F.Sanchez, J.Opt.Soc.Am.B **15**,1291,(1998).
- [DEL,93] E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, and J.F. Bayon: IEEE Photon Tech. Lett. **5**, 73 (1993).
- [DRE,91] R.R.Drenten, W-Es-Spiekman and C.J. Van Der Poel, Appl.Opt., **30**,3846,(1991).
- [ERI,66] L.E.Erickson and A.Szabo, “*Effects of saturable absorber lifetime on the performance of giant-pulse lasers.*”, Journal of Applied Physics, Vol37,n°13, (1966).
- [FAN,88] T.Y.Fan, “*Effect of finite lower lifetime on Q-switched lasers.*”, IEEE journal of Quantum Electronics, Vol.24, n°12, pp2345, (1988).
- [FLA,68] A. Flamholz and G. J. Wolga, « *Transient interference studies of passively Q-switched ruby laser emission* », J. Appl. Phys. **39**, 2723-2731, (1968).
- [FLO,90] C. J. Flood, G. Giuliani, H. M. van Driel, “*Preferential operation of an end-pumped Nd:YAG laser in high-order Laguerre-Gauss modes*”, Opt. Lett., **15**, 215-217,(1990).
- [FRA,00] R.Francini, F.Giovenale, U.M.Grassano, P.Laporta and S.Taccheo, “*Spectroscopy of Er and Er-Yb-doped phosphate glasses*”, Optic Materials, **13**, pp417-425, (2000)
- [FRA,63] L.M.Frantz, J.S.Nodvick, “*Theory of pulse propagation in a laser amplifier*”, J. of Appl. Phys., Vol.34, n°8, pp2346-2349, (1963).
- [FRA,92] J. Frauchiger, P. Albers, H. P. Weber,” *Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd:YAG lasers*”, IEEE Jour. Quant. Electron. **28**,1046-1056, (1992).

- [FRO,00] M.Fromager, M.Brunel and F.Sanchez, « *Laser instabilities in homogeneously broadened dense media* », Phys.Rev.A **61**,53804 (2000).
- [FRO,01a] M.Fromager and K.Aït-Ameur, « *Transformation of an elliptic into a circular beam using a diffractive binary optic* », Optics Commun. **190**, (2001).
- [FRO,01b] M.Fromager and K.Aït-Ameur, « *Modeling of the self-Q-switching behaviour of lasers based on chromium doped active material* », Optics Commun. **191**,(2001)
- [FRO,02] M.Fromager, K.Aït-Ameur, F.Sanchez and G.Martel, « *Static and dynamic properties of a bulk heavily doped Er :Yb :Cr :glass laser* », JOSA B, Vol.19, n°8, pp1849 (2002).
- [HAR,92] G.K.Harkness, W.J.Firth, “*Transverse mode of microchip solid state lasers*”, J.Mod.Opt.,39, 2023-2037, (1992)
- [HER,94] J.Hermann, “*Theory of Kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain.*”, J.Opt.Soc.Am.B,**11**, 498-512(1994).
- [HUA,98] S.-L. Huang, F.-J. Kao, H.-S. Hsieh, C.-S. Hsu, “*Polarization-dependent periodic pulse oscillation in a diode-laser-pumped and intracavity frequency-doubled Nd:YVO₄ laser*”, Appl. Opt., **37**, 2397-2401, (1998).
- [INN,90] M.E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, R. A. Fields, “*Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers*”, Appl. Phys. Lett. **56**, 1831-1833, (1990).
- [JIA,94] S. Jiang, J. Myers, D. Rhonehouse, M. Myers, R. Belford, S. Hamlin, « *Laser and Thermal Performance of a New Erbium Doped Phosphate Laser Glass* », SPIE Vol. 2138, Longer-Wavelength Lasers and Applications, (1994).
- [KEL,87] A. Kellou, G. Stéphan, « *Etude du champ proche d'un laser diaphragmé* », Appl. Opt., **26**, 76-90, (1987).
- [KOE,99] W.Koechner, « *Solid state laser engineering* », chap.7, p.416, Springer Verlag, (1999)

- [KOG,65] H. Kogelnik: Bell Syst. Tech. J. **44** 455 (1965).
- [KRA,99] L. Krainer, R. Paschotta, J. Aus der Au, C. Hönninger, U. Keller, M. Moser, D. Kopf, K.J. Weingarten, “*Passively mode-locked Nd:YVO₄ laser with up to 13 GHz repetition rate*”, Appl. Phys. B **69**, 245-247, (1999).
- [KUO,95] Y.K.Kuo, M.F.Huang and M.Birnbaum, “*Tunable Cr⁴⁺:YSO Q-switched Cr:LiCAF laser.*”, IEE J.of Quantum Electron., Vol31, n°4, pp657-663, (1995).
- [LAP,91] P.Laporta, S.De Silvestri, V.Magni and O.Svelto, “*Diode pumped cw bulk Er:Yb:glass laser.*”, Optics Letters, Vol.16, n°24, pp1952, (1991).
- [LAP,93] P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo, and O. Svelto: Optics Commun. **100**, 311 (1993).
- [LAP,99] P.Laporta, S.Taccheo, S.Longhi, O.Svelto and C.Svelto, “*Erbium-Ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics*”, Optical Materials, **11**, pp269-288, (1999).
- [LEB,93] P. Le Boudec, M. Le Flohic, P.L. François, F. Sanchez, and G. Stéphan: Opt. Quantum Electron. **25**, 359 (1993).
- [LEE,85] C.S. Lee and H. Osada: Optics Lett. **10**, 232 (1985).
- [LIE,92] S.K.LIEW and N.W.Carlson, Appl.Opt., **31**,2743,(1992).
- [MAC,94] N. MacKinnon, B.D. Sinclair, “*A laser diode array pumped Nd:YVO₄/KTP composite material microchip laser*”, Opt. Comm. **105**, 183-187, (1994).
- [MAG,93] V.Magni, G.Cerullo, S. De Silvestri, “*ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beam through Kerr media.* », Opt.Comm. **96**, 348-355, (1993).
- [MAL,00] A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, V.G.stavisky, K.V.Yumashev and A.A.Lipovskii, “*Glass doped with PbS quantum dots for passive Q switching of a 1.54- μ m laser.*”, Applied optics, Vol.39, n°.24, pp 4345, (2000).

- [MAL,01] A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, K.V.yumashev, O.S.Dymshits and A.A.Zhilin, “*Co²⁺-dopes galss ceramic as saturable absorber Q-switch for 1,54 μ m Er-glass laser.*”, proceeding Advanced Solid-State Lasers 2001, ME7-1 Seattle, (2001).
- [MAR,00] G. Martel, C. Ozköl, F. Sanchez, “*Experimental and theoretical evidence of pump-saturation effects in low power end-pumped Nd:YVO₄ microchip laser*”, Opt. Comm. **185**, 419-430, (2000).
- [MAR,02] G.Martel,C.Labbé,F.Sanchez,M.Fromager and K.Aït-Ameur, « *Non-Gaussian fundammental laser mode oscillation in end-pumped Nd :YVO₄ microchip laser* », Optics Commun. **201**, (2002).
- [MAR,84] A.B. Marchant, Appl.Opt., **23**, 670, (1984).
- [MAR,93] D.Marcuse, « *Pulsing behavior of a three-level laser with saturable absorber* », IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 29, n°8, pp2390, (1993).
- [MOL,98] M. Möller, B. Forsmann, W. Lange, “*Instabilities in coupled Nd:YVO₄ microchip lasers*”, Quant. Semiclass. Opt., **10**, 839-848, (1998).
- [MOL,00] M. Möller, B. Forsmann, M. Jansen, “*Dynamics of three coupled Nd:YVO₄ microchip lasers*”, J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.,**2**, 371-374, (2000).
- [MOU,92] P.F. Moulton, « *Tunable solid-state lasers* », Proc. IEEE **80**, 348-364, (1992).
- [OKA,95] S. Okamoto, H. Takeda, F. Kannari, « *Ultrahighly sensitive laser-Doppler velocity meter with a diode-pumped Nd:YVO₄ microchip laser* », Rev. Sci. Instrum. **66**, 3116-3120, (1995).
- [OTL,79] G.Otis, J.L.Lachambre and P.Lavigne, Appl.Optics, **18**, 875, (1979)
- [PED,95] C. Pedersen, P. Hensen, T. Skettrup, P. Buchhave, “*Diode-pumped single-frequency Nd:YVO₄ laser with a set of coupled resonators*”, Opt. Lett., **20**, 1389-1391, (1995).
- [PER,96] J.P.Pérez, « *Optique :Fondements et applications* », Ed.Masson, 5° édition, p228, (1996).

- [PIE,95] J.W. Pierce, R.G. Beausoleil, SPIE 2379 (1995) 43.
- [POD,99] A.V.podlipensky, V.G. Scherbitsky, N.V.Kuleshov, V.P.Mikhailov, V.I.Levchenko and V.N.Yakimovich, « *Cr²⁺:Znse and Co²⁺:Znse saturable absorber Q-switches for 1.54 μ m Er:glass lasers.* », Optics Letters, Vol.24, n°14, pp960-962, (1999).
- [RAS,91] K.Rastani, M.Orenstein, E.Kapon and A.C. Von Lehmen, Optics Lett., **16**, 919, (1991).
- [RUD,80] W.Rudolph and H.Weber, “*Analysis of saturable absorbers, interacting with gaussian pulses.*”, Optics Communications, Vol.34, n°3, pp491-496, (1980).
- [SAN,93] F.Sanchez, P.Leboudec, P.L.François and G.Stephan, Phys.Rev.A **48**, 2220, (1993).
- [SAN,95] F.Sanchez, M.Le Flohic, G.Stephan, P.Leboudec and P.L.François, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 481, (1995).
- [SAS,91] T. Sasaki, T. Kojima, A. Yokotani, O. Oguri, S. Nakai, “*Single-longitudinal-mode operation and second-harmonic generation of Nd:YVO₄ microchip lasers*”, Opt. Lett. **16**, 1665-1667, (1991).
- [SAV,01] V.G.Savitski, A.M.Mayarevich, P.V.Prokoshin, K.V.Yumashev, E.Raaben and A.A. Zhilin, “*PbS doped glass passive saturable absorbers for mode locked and Q-switched solid state lasers at 1.06 and 1.54 μ m*”, proceeding Advanced Solid-State Lasers 2001, WB4-1 Seattle, (2001).
- [SCH,02] V.G.Scherbitsky, S.Girard, M.Fromager, R.Moncorgé, N.V.Kuleshov, V.I.Levchenko, V.N. Yakimovich and B.Ferrand, « *Accurate method for the measurement of absorption cross sections of solid-state saturable absorbers* », Applied Physics B, (2002).
- [SER,99] C. Serrat, M. P. van Exter, N. J. van Druten, J. P. Woerdman, “*Transverse mode formation in microlasers by combined gain- and index-guiding*”, IEEE Jour. Quant. Electron. **35**, 1314-1321, (1999).

- [SIC,00] B.Sick, B.Hecht and L.Novotny, “*Orientalional imaging of singles molecules by annular illumination*”, Phys.Rev.Lett., Vol. **85**, n°21, (2000).
- [SIE,86] A.E.Siegman, “*lasers*”, (University Science, Mill Valley, Calif.), chap.17, (1986).
- [SPA,93] K.Spariosu, R.D.Stultz, M.Birnbaum, T.H.Allik and J.A.Hutcinson, “*Er:Ca₅(PO₄)₃F saturable-absorber Q switch for the Er:glass laser at 1.53μm*”, Appl.Phys.Lett. **62** (22), pp 2763, (1993).
- [STA,91] M.Stadler, B.H.T.Chai and M.Bass, Appl.Phys.Lett.**58**, 216, (1991).
- [STE,83] G.Stephan, M.Trümper, “*Inhomogeneity effects in a gas laser.*”, Phys.Rev. A **28**, 2344-2362, (1983).
- [STU,95] R.D.Stultz, M.B.Camargo, and M.Birnbaum, “*Passive Q-Switch at 1.53μm using divalent uranium ions in calcium fluoride*”, J.Appl.Phys., Vol.78, n°5, pp2959-2961, (1995).
- [SVE,98] O.Svelto, “*Principles of lasers*”, Plenum Press, New York, (Chapitre 7), (1998).
- [SZA,65] A.Szabo and R.A.Stein, “*Theory of laser giant pulsing by saturable absorber*”, Journal of Applied Physics, vol.36, n°5, pp1562, (1965).
- [TAC,95] S.Taccheo, P.Laporta, S.Longhi and C.Svelto, “*Experimental analysis and theoritical modeling of a diode-pumped Er:Yb:glass microchip laser*”, Optics Letters, Vol.20, n°8, pp889, (1995).
- [THO,96] P.Thony et E.Molva, “*1,55μm-wavelength CW microchip lasers*”, OSA TOPS on Advanced Solid-State Lasers, Vol.1, Stephen A.Payne and Clifford Pollock (eds.), (1996).
- [TSA,00] T.Y.Tsai, M.Birnbaum, “*Co²⁺:Zns and Co²⁺:ZnSe saturable absorber Q-switches.*”, J. of Applied Physics, Vol.87, n°1, pp25-29, (2000).
- [WAN,91] L. Y. Wang, G. Stéphan, “*Transverse modes of an aperture laser*”, Appl. Opt., **30**, 1899-1910, (1991).
- [WEB,96] B.C. Weber and A. Hirth, « *Efficient single-pulse emission with submicrosecond duration from a Cr :LiSAF laser* », Opt. Commun. **128** (1996) 158-165.

- [WEB,98] B.C. Weber and A. Hirth, «*Presentation of a new and simple technique of Q-switching with a LiSAF :Cr oscillator* », Opt. Commun. **149** (1998) 301-306.
- [WU,99] H.-H. Wu, C.-C. Sheu, T.-W. Chen, M.-D. Wei, W.-F. Hsieh, “*Observation of power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an end-pumped Nd:YVO₄ laser*”, Opt. Comm. **165**, 225-229, (1999).
- [YAN,00] P.K. Yang, J. Y. Huang, “*An inexpensive diode-pumped mode-locked Nd:YVO₄ laser for nonlinear optical microscopy*”, Opt. Comm. **173**, 315-321, 2000.
- [YAR,85] A.Yariv, “*Optical Electronics*”, (New York: Holt, Rinehart and Winston, Inc.), p.32, (1985).
- [YOU,00] K.S. Youngworth and T.G. Brown, “*Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams.*”, Optics Express (OSA), Vol.7, n°2, (2000).
- [YUM,99] K.V.Yumashev, I.A.Denisov, N.N.Posnov, V.P.Mikhailov, R.Moncorgé, D.Vivien, B.Ferrand and Y.Guyot, “*Nonlinear spectroscopy and passive q-switching operation of a Co²⁺:LaMgAl₁₁O₁₉ crystal*”, Vol.16, n°12, pp2189-2194, (1999).
- [YUM,00] K.V.Yumashev, I.A.Denisov, N.N.Posnov, P.V.Prokoshin and V.P.Mikhailov, “*Nonlinear absorption properties of Co²⁺:MgAl₂O₄ crystal.*”, Appl.Phys.B, Vol.70, pp179-184, (2000).
- [ZEN,95] H.H.Zenzie, Y.Isyanova, Optics Lett. **20** (1995).
- [ZHA,94] D.Zhao, Q.Lin and S.Wang, Opt.Quantum Electron., **26**, 903, (1994).
- [ZHA,99] Q. Zhang, B. Ozygus, H. Weber, «*Degeneration effects in laser cavities* », Eur. Phy.J.AP **6**, 293-298, (1999).
- [ZHA,00] X.Zhang, S.Zhao, Q.Wang, B.Ozygus and H.Weber, «*Modeling of passively Q-switched lasers.* », J.Opt.Soc.Am.B, Vol.17,n°7, pp1166, (2000).