



HAL
open science

Etude du spectre d'émission de lasers à rétroaction répartie dans des couches minces de polymères excités par plusieurs faisceaux

Adrien Vespérini

► **To cite this version:**

Adrien Vespérini. Etude du spectre d'émission de lasers à rétroaction répartie dans des couches minces de polymères excités par plusieurs faisceaux. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université d'Angers, 2006. Français. NNT: . tel-00159743

HAL Id: tel-00159743

<https://theses.hal.science/tel-00159743>

Submitted on 4 Jul 2007

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.

THESE

En co-tutelle

Pour obtenir les grades de

Docteur de l'université d'Angers

Spécialité : Physique

Docteur de l'UNESP (Universidade Estadual Paulista

Júlio de Mesquita Filho), São Paulo, Brésil

Spécialité : Chimie

Présentée et soutenue publiquement par

Adrien Vespérini

le 31 mai 2006

Etude du spectre d'émission de lasers à rétroaction répartie dans des couches minces de polymères excités par plusieurs faisceaux

Composition du jury

Rapporteurs

Mr. Cid de Araújo Professeur, Recife (Brésil)

Mr. Georges Boulon Professeur, Lyon

Examineurs

Mr. Sidney Ribeiro Professeur, Araraquara (Brésil), *Directeur de thèse*

Mr. Jean-Michel Nunzi Professeur, Angers, *Directeur de thèse*

Mr. Denis Gindre Maître de Conférences, Angers, *Encadrant de thèse*

A ma fille.

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu les personnes sans qui cette thèse n'aurait pu avoir lieu, M. Jean-Michel Nunzi et M. Sidney Ribeiro, qui m'ont accueilli au sein de leurs équipes respectives au laboratoire POMA d'Angers ainsi que l'Institut de Chimie d'Araraquara. Je voudrais également remercier Mr. Georges Boulon et Mr. Cid de Araujo pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit.

Je tiens également à adresser tous mes remerciements à Denis Gindre qui m'a encadré tout au long de ces quatre années et sans qui les travaux présentés ici ne seraient sans doute pas aussi aboutis. Pour sa disponibilité, sa persévérance et ses connaissances qu'il a partagé sans compter, un grand merci.

Pour ses précieux conseils quant à la réalisation d'un montage expérimental d'optique, je voudrais remercier René Chevalier. Merci encore à lui et à Alain Mahot pour leur disponibilité lors des problèmes techniques toujours présents au sein de travaux expérimentaux.

Pour son travail de simulation qui aura permis d'éclaircir le fonctionnement inhabituel qui a servi de base à ces travaux, merci à Hervé Leblond.

Je voudrais aussi faire part de ma gratitude envers les membres de l'UFR Sciences de l'Université d'Angers qui m'ont facilité l'accès à l'enseignement et permis de concilier celui-ci avec la recherche. Même s'ils n'ont pas collaboré directement à ces travaux, leur aide fut précieuse, en particulier Nathalie, Stéphane et Patrice.

Pour finir un grand merci à tous ceux qui ont permis à ces quatre années d'être plus qu'un simple travail de recherche. En France, Sylvie, Amel, David, Guillaume et Frédérique pour les grandes discussions sur toute sorte de sujet. Au Brésil Daniela, Neto, Marcello et l'ensemble des Jukirenses sans qui le temps aurait semblé plus long.

Enfin à tous ceux que j'ai cités ici ou que j'aurais oubliés quelle qu'en soit la raison, merci pour tout.

Table des matières

Introduction générale.....	6
Chapitre 1	9
I. Introduction.....	11
II. Principe du laser DFB.....	12
II.1. Sélectivité spectrale de la rétroaction répartie.....	12
II.2. Support théorique : théorie des modes couplés	14
II.2.a. Modèle linéaire des ondes couplées.....	14
II.2.b. Solutions de l'équation des ondes couplées.....	16
II.2.c. Nombre de modes : approximation fort gain et faible gain	18
III. Le laser DFB organique : de l'origine à nos jours	19
III.1. Principaux travaux théoriques	19
III.2. Les structures et compositions	20
III.3. Les avancées scientifiques.....	21
IV. Conclusion	23
V. Références du chapitre 1	24
Chapitre 2	30
I. Introduction.....	32
II. Présentation du montage expérimental.....	33
II.1. Réalisation du réseau de Bragg	33
II.1.a. Choix de l'interféromètre.....	33
II.1.b. L'interféromètre de Lloyd : principe et théorie	36
II.1.c. Lloyd réel : réalisation et aspect pratique	38
II.2. Le montage optique	39
II.3. La ligne de détection.....	40
II.3.a. Les composants.....	40
II.3.b. Traitement des images	41
II.3.c. Calibration	43
II.3.d. Résolution et incertitudes	44
II.4. Les couches étudiées	45
II.4.a. Le colorant : la Rhodamine 6G.....	45
II.4.b. Une matrice polymère organique : le polyméthylmethacrylate.....	46
II.4.c. Une matrice hybride :	47
II.4.d. La méthode de dépôt.....	49
III. Etude de l'accordabilité laser en fonction de l'ordre du réseau photoinscrit	51
III.1. Réseaux photoinscrits d'ordre 2	52
III.1.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G.....	52
III.1.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G.....	54
III.2. Réseaux photoinscrits d'ordres supérieurs à 2	56
III.2.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G.....	57
III.2.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G.....	59
III.3. Validité des résultats	61
IV. Influence de l'épaisseur et émission multimode : étude de l'hybride.....	61
IV.1. Mesures expérimentales	63
IV.2. Validité des résultats	65
V. Conclusion.....	67
VI. Références du chapitre 2	69

Chapitre 3	72
I. Introduction	74
II. Influence du retard et de l'angle entre les faisceaux de pompage	75
II.1. Montage expérimental	75
II.2. Influence du retard entre les deux pompes sur le spectre d'émission.....	77
II.2.a. Mesure de la durée de l'impulsion pompe.....	77
II.2.a.1. Emission simultanée de cinq raies lasers	77
II.2.a.2. Durée de l'impulsion pompe.....	81
II.2.b. Mesure de la durée de vie du réseau photoinscrit dans la couche	83
II.2.c. Emissions lasers séparées dans le temps.....	86
II.2.d. Validation expérimentale.....	87
III. Influence de l'ordre des deux réseaux photoinscrits	90
III.1. Montage expérimental	90
III.2. Etude pour des ordres différents.....	92
IV. Conclusion	95
V. Références du chapitre 3	96
Chapitre 4	98
I. Introduction.....	100
II. Approche théorique et modélisation de l'émission laser DFB multiraies.	101
II.1. Approche géométrique.....	101
II.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 1.....	105
II.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2	107
II.1.c. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3.....	111
II.1.d. Généralisation du modèle	115
II.2. Modèle physique : cas de la saturation de l'indice.....	118
III. Validation du modèle et perspectives.....	123
III.1. Etude avec deux pompes : variation de l'ordre	123
III.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2	123
III.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3	124
III.2. Etude pour trois pompes à l'ordre 2	126
III.2.a. Montage expérimental	126
III.2.b. Structure neuf pics : interaction des pompes deux à deux	128
IV. Conclusion	130
Conclusion générale	131
Annexes	134
I. Etude théorique des modes de propagation d'un guide d'onde asymétrique.....	135
I.1. Equations de propagation.....	135
I.2. Cas des modes transverses électriques (TE)	137
I.3. Conditions de guidage.....	138
I.4. Equation caractéristique des modes	139
I.5. Equation caractéristique des modes	142
Tables des figures.....	144
Tableaux	147
Résumé en portugais	148

Introduction générale

Depuis de nombreuses années, la technologie des lasers à rétroaction répartie est largement répandue et étudiée. Dans un tel dispositif, l'émission stimulée est résonnante par diffraction de Bragg et la rétroaction nécessaire à l'émission laser est répartie sur l'ensemble de la perturbation inscrite dans le milieu actif. Ces lasers à gain distribué, ou distributed feedback laser en anglais (*DFB laser*), permettent une émission stable et les avancées des connaissances et techniques sur les matériaux organiques ont grandement contribué à leur essor.

L'émission laser DFB a été largement étudiée dans le cadre d'une émission monomode ou bimodale selon la nature de la modulation. Cette thèse s'intéresse plus particulièrement aux possibilités d'un dispositif à modulation multiple afin d'obtenir une émission laser multicolore contrôlée et accordable.

Le premier chapitre aborde les notions de base du fonctionnement d'un laser DFB ainsi que l'une de ses caractéristiques principales : la sélectivité spectrale. Son obtention est décrite dans un premier temps à partir des effets induits par une structure périodique sur une onde la traversant. Dans un deuxième temps, l'étude de la théorie des modes couplés permet non seulement de caractériser cette sélectivité mais aussi d'obtenir des informations sur les modes possibles. Les lasers DFB organiques sont ensuite considérés d'un point de vue structurel puis d'un point de vue historique afin de rendre compte de l'évolution des connaissances dans le domaine depuis sa découverte.

Dans le deuxième chapitre, les matériaux et configurations utilisés pour nos travaux sont le sujet d'une étude expérimentale de l'émission laser DFB afin de déterminer ses paramètres spectraux. L'utilisation d'un interféromètre de Lloyd est justifiée par la finalité des travaux en matière d'émission laser accordable. L'influence de l'ordre de réflexion de Bragg sur la longueur d'onde des raies laser émises dans une configuration de couche mince est détaillée et confirmée expérimentalement. La concordance entre l'émission multimodale d'un laser DFB en couche mince et la théorie linéaire des guides d'onde plans asymétriques est également présentée.

L'émission laser DFB dynamique est le plus souvent étudiée dans le cadre d'une émission induite à partir d'une modulation périodique issue d'un seul faisceau excitateur. Le troisième chapitre va au-delà de cette description pour s'intéresser à l'influence d'une excitation par

plusieurs pompes sur le nombre et la longueur d'onde des raies laser induites. Tout d'abord la nécessité d'une cohérence temporelle entre les faisceaux excitateurs pour augmenter le nombre de raies émises est mise en évidence. Dans le même temps il est question de la possibilité d'obtenir la durée de l'impulsion excitatrice ainsi que la durée de vie de la périodicité dans le matériau par la variation du retard entre les pompes. Enfin le rôle de l'ordre de réflexion de Bragg sur la multiplicité des longueurs d'onde obtenues est également étudié.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude théorique de l'émission DFB issue d'une excitation par plusieurs faisceaux. Deux modèles sont abordés pour justifier les spectres d'émissions obtenus et permettre une généralisation du phénomène d'enrichissement spectral. Le premier est un modèle géométrique basé sur les combinaisons possibles entre les différents vecteurs d'onde issus des faisceaux pompes. Ce formalisme permet de mieux appréhender comment se manifestent les diverses réflexions de Bragg et leur influence sur le spectre d'émission. Le deuxième tient compte du régime de saturation de l'indice de réfraction du milieu. Grâce à la connaissance de cet indice, l'effet de la perturbation périodique sur l'onde qui la traverse est parfaitement connu ainsi que la ou les longueurs d'onde permises. Finalement les théories sont mises à l'épreuve des résultats obtenus à partir d'une excitation par deux ou trois faisceaux excitateurs.

Chapitre 1

Le laser DFB principe et état de l'art

I. Introduction.....	11
II. Principe du laser DFB.....	12
II.1. Sélectivité spectrale de la rétroaction répartie.....	12
II.2. Support théorique : théorie des modes couplés.....	14
III. Le laser DFB organique : de l'origine à nos jours.....	19
III.1. Principaux travaux théoriques.....	19
III.2. Les structures et compositions.....	20
III.3. Les avancées scientifiques.....	21
IV. Conclusion.....	23
V. Références du chapitre 1.....	24

I. Introduction

Depuis sa découverte au début des années 1970, le laser à rétroaction répartie, appelé aussi laser DFB pour distributed feedback, a fait l'objet de nombreuses études. Ses propriétés spectrales font de ce type de laser une source intéressante tant du point de vue industriel que de la physique fondamentale.

La première partie de ce chapitre traite du principe de fonctionnement de l'émission laser DFB. Tout d'abord un descriptif des effets d'une structure périodique sur une émission la traversant longitudinalement permettra de mettre en évidence la notion de sélectivité spectrale. Ensuite il sera question de la théorie des modes couplés, support théorique des lasers DFB dont l'étude permet de mieux appréhender leur fonctionnement. Pour finir, l'évolution des connaissances sur les lasers DFB organiques sera retracée depuis la découverte du phénomène jusqu'à nos jours à travers les publications et découvertes qui ont jalonné la recherche sur le sujet.

II. Principe du laser DFB

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission Radiation) est constitué d'un milieu actif introduit dans une cavité résonnante. Un apport d'énergie (le pompage) permet la génération d'une onde lumineuse par émission stimulée. Cette onde va ensuite rétroagir sur sa source par le biais de la cavité et ainsi créer un phénomène d'amplification qui va donner naissance à l'émission laser. L'intérêt de cette émission est sa cohérence temporelle et spatiale.

Le laser DFB est une transposition de ce principe à la différence qu'une modulation des propriétés du milieu actif se substitue à la cavité résonnante. Là où des miroirs sont utilisés pour former une cavité laser classique et assurer l'oscillation photonique, l'émission laser à rétroaction répartie utilise la rétrodiffusion de Bragg sur une structure périodique placée dans le milieu actif. La structure périodique peut être formée par une variation d'indice ou d'épaisseur dans le matériau, de densité de courant dans les matériaux semiconducteurs, de gain en modulant le faisceau de pompe...

II.1. Sélectivité spectrale de la rétroaction répartie

Le principe de la rétroaction répartie est donc d'induire une périodicité dans un milieu à gain de façon à induire un effet laser tout en imposant une longueur d'onde d'émission. Si on considère, par exemple, que la modulation périodique est sinusoïdale, chaque maximum se comportera comme un miroir semi-réfléchissant d'une cavité classique. L'intervalle entre deux maxima de la structure peut donc être considéré comme une microcavité laser. L'émission stimulée donnant naissance au laser est ainsi répartie sur l'ensemble du milieu actif présentant une modulation. Dans le même temps, d'un point de vue qualitatif, seul les ondes en phase à l'ordre m avec la périodicité du milieu sont amplifiées tandis que les autres ondes interfèrent de façon destructrice. Dans le cas des lasers DFB la périodicité est obtenue le plus souvent par une modulation de l'indice de réfraction du milieu soit un réseau de diffraction. Dans ce cas la longueur de chaque microcavité sera égale au pas Λ du réseau.

Considérons maintenant le cas où la lumière incidente, induite par l'excitation du milieu à gain, se propage le long du réseau. Il faut considérer la coexistence de deux champs électriques, l'un transmis et l'autre réfléchi, engendrés par l'interaction avec les plans semi-réfléchissants formés par le réseau. (Figure 1.1)

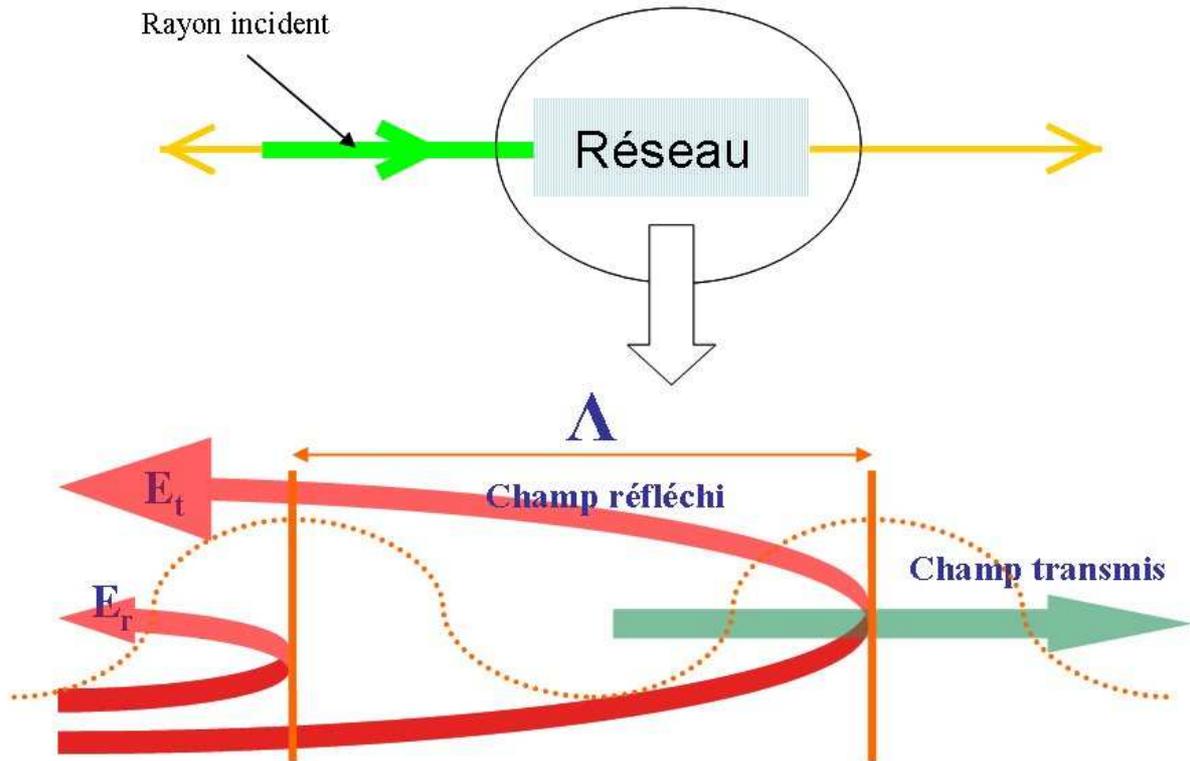


Figure 1.1 : Propagation d'une onde le long d'un réseau de pas Λ .

Le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux champs E_r et E_t est :

$$\Delta\phi = \beta \times 2\Lambda = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \Lambda}{\lambda} \quad (\text{I.1})$$

Où β est la constante de propagation, n_{eff} l'indice effectif de la couche et λ_p la longueur d'onde du champ. Il se produit des interférences constructives entre ces deux ondes lorsque $\Delta\phi = 2k\pi$, où k est un entier. C'est la condition de Bragg, qui peut s'écrire :

$$2n_{\text{eff}} \Lambda = k\lambda \quad (\text{I.2})$$

Il se produit la même chose pour les rayons se propageant dans l'autre sens puisque le réseau est symétrique. Les ondes se propageant le long de ce réseau et ne présentant pas une longueur d'onde en accord avec cette condition vont subir des interférences destructives et s'atténuer pour finir par disparaître.

Dans le cadre de l'émission laser DFB, la longueur d'onde favorisée par le réseau de Bragg est celle pouvant être émise par le laser, soit :

$$\lambda_{\text{emis}} = \frac{2n_{\text{eff}} \Lambda}{k} \quad (\text{I.3})$$

L'émission laser issue d'un laser DFB induit par un réseau dépend donc du pas et de l'ordre de celui-ci. Toutefois, cette émission laser doit aussi vérifier les conditions de propagation issues de la théorie des modes couplés, ce qui peut nuancer la longueur d'onde d'émission. En effet, l'indice de réfraction est de nature complexe et possède donc une partie réelle et une partie imaginaire. Sa modulation peut donc se traduire par une variation de sa partie réelle, ce qui donne lieu à des lasers dit à couplage par l'indice, ou de sa partie imaginaire, ce qui donne lieu à des lasers dit à couplage par le gain. Dans la pratique il est très difficile de séparer les deux couplages et les lasers réalisés présentent à la fois un couplage par l'indice et un couplage par le gain.

II.2. Support théorique : théorie des modes couplés

II.2.a. Modèle linéaire des ondes couplées

En fonction du type de couplage du laser la théorie des modes couplés prévoit une émission différente. Lors d'un couplage par l'indice, l'émission est composée de deux modes ayant le même seuil en intensité et situé autour de la fréquence de Bragg. Pour un couplage par le gain une seule raie laser existe et elle est située à la fréquence de Bragg. Nous développerons ici le modèle des ondes couplées décrit par Kogelnik et Shank [I.1] afin de retrouver ces résultats. Il n'est valable que dans le domaine linéaire et ne tient pas compte de la saturation du gain. De ce fait il ne s'applique qu'à proximité du seuil laser. Le milieu périodique considéré, de longueur L et de pas Λ , est représenté sur la figure 1.2 et est supposé mince. Les paramètres sont considérés comme indépendants des coordonnées x et y . Il a pour base l'équation d'onde scalaire du champ électrique :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0 \quad (\text{I.4})$$

Où E est l'amplitude complexe du champ électrique de pulsation ω se propageant selon z . k est son vecteur d'onde. De par la présence d'une perturbation périodique deux ondes $\vec{R}(z)$ et $\vec{T}(z)$ se propagent en sens contraire en son sein et composent le champ.

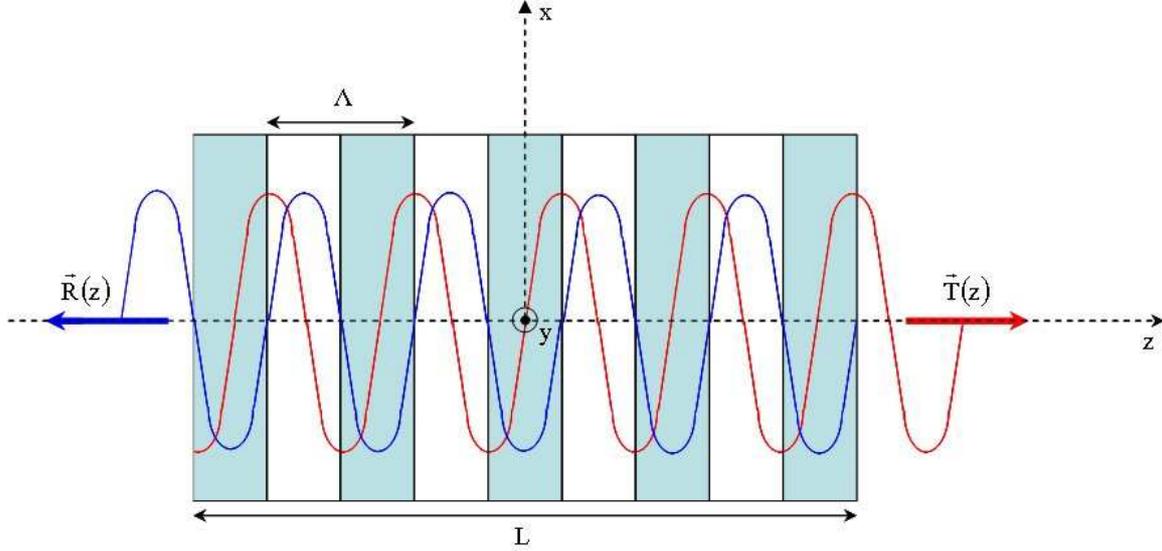


Figure 1.2 : Schéma de la propagation d'une onde dans un milieu périodique.

Les constantes du milieu laser, l'indice de réfraction n et le gain α sont également indépendants de x et y mais varient de manière périodique suivant la direction de propagation z . La perturbation périodique est supposé sinusoïdale soit :

$$\begin{aligned} n(z) &= n + n_1 \cos 2\beta_0 z \\ \alpha(z) &= \alpha + \alpha_1 \cos 2\beta_0 z \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

Où n et α sont les valeurs moyennes de l'indice et du gain dans le milieu, et n_1 et α_1 les amplitudes de la modulation spatiale.

A la condition de Bragg, la constante de propagation s'écrit :

$$\beta_0 = \frac{n\omega_0}{c} = \frac{n\omega}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (\text{I.6})$$

La modulation spatiale s'écrit donc :

$$\frac{\pi}{\beta_0} = \frac{\lambda}{2n} \quad (\text{I.7})$$

Où λ est la longueur d'onde dans le milieu.

On suppose que le laser DFB oscille à des fréquences voisines de celle de Bragg ω_0 et donc que $\omega \approx \omega_0$. Le gain est supposé faible sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde ainsi que les perturbations de l'indice et du gain.

$$\begin{aligned} \alpha &\ll \beta_0 \equiv \frac{2\pi n}{\lambda_0} \\ n_1 &\ll n \\ \alpha_1 &\ll \beta_0 \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

La relation de dispersion peut alors s'écrire :

$$k^2 = \beta^2 + 2j\alpha\beta + 4\kappa\beta \cos 2\beta_0 z \quad (\text{I.9})$$

Où κ est la constante de couplage.

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda_0} + \frac{1}{2} j\alpha_1 \quad (\text{I.10})$$

Le champ électrique de l'onde stationnaire dans le milieu s'exprime comme :

$$E(z) = R(z)e^{-j\beta_0 z} + T(z)e^{j\beta_0 z} \quad (\text{I.11})$$

En insérant cette expression dans l'équation d'onde scalaire (I.4) et en utilisant la relation de dispersion, on obtient un système d'équation d'onde couplés de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\beta}{\beta_0} T'(z) + \left(\alpha - j \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta} \right) R(z) &= j\kappa T(z) \\ \frac{\beta}{\beta_0} S'(z) + \left(\alpha - j \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta} \right) S(z) &= j\kappa R(z) \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

Au vu des hypothèses utilisées (Eq. I.8), l'approximation de l'enveloppe lentement variable est justifiée et les dérivées secondes ont été négligées dans l'équation d'onde.

La fréquence des ondes se propageant étant proche de la fréquence de Bragg on a $\beta \approx \beta_0$. On définit de plus δ comme une mesure de l'écart à la fréquence de Bragg.

$$\delta = \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta} \approx \beta - \beta_0 = \frac{n(\omega - \omega_0)}{c} \quad (\text{I.13})$$

L'équation I.12 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} -T(z) + (\alpha - j\delta)T(z) &= j\kappa S(z) \\ S'(z) + (\alpha - j\delta)S(z) &= j\kappa T(z) \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Les ondes étant générées dans le milieu, elles sont nulles aux limites du composant et les conditions aux limites s'écrivent $R(-L/2)=S(L/2)$. Il est dès lors possible de calculer les solutions des équations couplées (I.14), soit les modes de la structure DFB. Il est à noter que les amplitudes des champs des modes ne peuvent être déterminées de cette façon mais nécessitent un calcul non linéaire tenant compte de la saturation du gain.

II.2.b. Solutions de l'équation des ondes couplées

La solution générale des équations couplées (I.14) s'écrit :

$$\begin{aligned} R(z) &= r_1 e^{\gamma z} + r_2 e^{-\gamma z} \\ T(z) &= t_1 e^{\gamma z} + t_2 e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

Avec γ la constante de propagation complexe suivant la relation de dispersion suivante :

$$\gamma^2 = \kappa^2 + (\alpha - j\delta)^2 \quad (\text{I.16})$$

La structure DFB étant supposée symétrique, les solutions sont nécessairement symétriques ou antisymétriques et les coefficients r_i et t_i reliés de façon à ce que $r_1 = \pm t_2$ et $r_2 = \pm t_1$.

D'après les conditions aux limites on a :

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{s_1}{s_2} = -e^{\gamma L} \quad (\text{I.17})$$

Les solutions s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} R &= \sinh \gamma \left(z + \frac{L}{2} \right) \\ R &= \pm \sinh \gamma \left(z - \frac{L}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

Ces relations décrivent la distribution longitudinale des modes de la structure DFB. Pour un gain et une constante de couplage donnés, on obtient un ensemble discret de valeurs propres γ . Si on introduit ces solutions dans les équations I.14 on obtient, en effectuant la somme et la différence des équations et en simplifiant par les facteurs communs $\cosh(\gamma z)$ et $\sinh(\gamma z)$:

$$\begin{aligned} -\gamma \sinh \frac{\gamma L}{2} + (\alpha - j\delta) \cosh \frac{\gamma L}{2} &= \pm j\kappa \cosh \frac{\gamma L}{2} \\ -\gamma \cosh \frac{\gamma L}{2} + (\alpha - j\delta) \sinh \frac{\gamma L}{2} &= \mp j\kappa \sinh \frac{\gamma L}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

Soit en combinant ces deux équations :

$$\begin{aligned} -\gamma + (\alpha - j\delta) &= \pm j\kappa e^{-\gamma L} \\ -\gamma - (\alpha - j\delta) &= \mp j\kappa e^{\gamma L} \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

En additionnant les équations (I.20) on obtient une équation transcendante pour les valeurs propres de γ .

$$\kappa = \mp j \left(\frac{\gamma}{\sinh \gamma L} \right) \quad (\text{I.21})$$

Pour chaque valeur de γ on a une constante de gain au seuil α et une fréquence de résonance δ associées. Elles sont déterminées par la soustraction des équations (I.20) et en remplaçant κ par son expression (I.21) :

$$\alpha - j\delta = \gamma \coth \gamma L \quad (\text{I.22})$$

Cette solution des équations des ondes couplées donne les modes au seuil de la structure DFB. Pour une longueur et une constante de couplage données, chaque mode possède un seuil de gain caractéristique et une fréquence de résonance.

II.2.c. Nombre de modes : approximation fort gain et faible gain

L'équation transcendante est assez difficile à résoudre et de ce fait, certaines approximations sont réalisées pour simuler des cas particuliers. Si par exemple le coefficient de couplage est très faible par rapport au gain moyen du milieu actif (approximation fort gain) ou si le gain est très faible par rapport au couplage (approximation faible gain), il est possible d'obtenir des indications sur la répartition spectrale de l'émission laser.

Dans le cas de l'approximation fort gain où $\alpha \gg \kappa$ l'équation de dispersion (I.16) peut s'écrire :

$$\gamma \approx \alpha - j\delta \quad (\text{I.23})$$

Si on insère cette équation dans la première relation du couple d'équation I.20 on obtient :

$$2(\alpha - j\delta) \approx \pm j\kappa e^{(\alpha - j\delta)L} \quad (\text{I.24})$$

Pour $\delta \ll \alpha$ la condition de résonance près de la fréquence de Bragg $\left(\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \right)$ se détermine

en comparant les phases dans l'équation I.24 :

$$\delta L \approx \left(q + \frac{1}{2} \right) \pi + \text{phase}(\kappa) \quad (\text{I.25})$$

Où q est un entier. En remplaçant δ par son expression en fonction des fréquence de résonance ν et ν_0 on obtient :

$$\frac{(\nu - \nu_0)}{\frac{c}{2nL}} \approx \left(q + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{\pi} \text{phase}(\kappa) \quad (\text{I.26})$$

Les fréquences de résonance sont donc espacées d'environ $\frac{c}{2nL}$ comme pour une cavité à 2 miroirs de longueur L .

Pour un couplage par l'indice (κ réel car $\alpha_1=0$), ν est différent de ν_0 et il n'y a pas de résonance, donc d'émission laser, à la fréquence de Bragg. En effet pour $q=0$,

$$\nu = \nu_0 + \frac{1}{2} \frac{c}{2nL} \quad (\text{I.27})$$

Pour un couplage par le gain (κ imaginaire pur car $n_1=0$), la résonance peut se produire à la fréquence de Bragg. Pour $q=0$ on a $\nu = \nu_0$

En ce qui concerne l'approximation faible gain ($\alpha \ll \kappa$) il faut traiter séparément les deux cas du couplage par l'indice ou par le gain. En séparant les parties réelles et imaginaires des équations I.21 et I.22 avant d'effectuer des développements limités autour de $\alpha = 0$ on peut déterminer les conditions de résonance. Pour un couplage par l'indice elles sont espacées de κ et aucune n'existe à la fréquence de Bragg tandis que pour un couplage par le gain on trouve le même résultat que pour l'approximation fort gain.

III. Le laser DFB organique : de l'origine à nos jours

De part leur principe de fonctionnement, les lasers à gain distribué, qu'ils soient monomodes ou multimodes, peuvent exister sous de multiples formes variant par leurs configurations ou leurs compositions. Les théories développées pour expliciter leurs caractéristiques tiennent d'ailleurs compte de cette diversité. Parmi les multiples compositions possibles, les premières expériences sur ce type de laser utilisaient des matériaux organiques. Par la suite les milieux solides semi-conducteurs inorganiques se sont vite développés pour des raisons commerciales et restent fortement étudiés, bien que l'évolution des polymères et des colorants lasers ait relancé l'étude des lasers DFB organiques.

III.1. Principaux travaux théoriques

Les études théoriques sur les lasers DFB et les structures à rétroaction répartie sont peu nombreuses et prennent, pour la plupart d'entre elles, leur source dans les travaux pionniers de Kogelnik et Shank [I.1]. Dans cette théorie, le facteur déterminant pour l'obtention des fréquences d'émission est la constante de couplage. La détermination de cette dernière a d'ailleurs fait l'objet d'un certain nombre d'études en fonction de la structure considérée [I.2, I.3] et de généralisations théoriques [I.4, I.5].

L'évolution des lasers DFB vers des structures de plus en plus complexes a favorisé l'émergence d'une autre approche théorique : la méthode des matrices de transfert. Cette méthode est une évolution de la théorie de modes couplés qui permet de simuler de façon simple l'émission laser dans une structure périodique. Son intérêt réside principalement dans la facilité de traiter des structures complexes puisque la modulation du réseau est décomposée en plusieurs matrices.

Cette méthode, dont l'application au laser DFB date de la fin des années 80 [I.6], s'est grandement développée au fil du temps et est le sujet de nombreuses études que ce soit sur son interprétation physique [I.7] ou sur ses paramètres [I.8]. Toutefois les deux approches

théoriques présentent des différences de raisonnement qui font que les résultats obtenus par ces deux méthodes peuvent présenter des différences selon les paramètres considérés comme par exemple sur l'intensité seuil des modes lasers. [I.9, I.10].

Les deux principales théories utilisées pour décrire l'émission d'un laser DFB, celle des modes couplés et celle des matrices de transfert, présentent le point commun de ne pas tenir compte du facteur temporel pour ne se concentrer que sur les caractéristiques spectrales ou le seuil des lasers DFB. Des études sur les variations temporelles de l'émission en régime pulsé se sont donc développées en parallèle [I.11, I.12]. Ces travaux ont mis en évidence le phénomène de compression temporelle qui a permis de générer des impulsions laser DFB ultracourtes. [I.13, I.14]

III.2. Les structures et compositions

Le phénomène fondateur des lasers DFB fut d'abord observé par Kogelnik et Shank dans une structure périodique inscrite dans des couches de gélatine dopées par de la Rhodamine 6G (Rh6G) [I.15 I.16] puis confirmé par la réalisation d'un deuxième laser DFB par inscription d'un réseau holographique réversible dans un matériau solide de polymère photosensible dopé par de la Rhodamine 6G [I.17].

Mais c'est l'utilisation de matériau semi-conducteur qui a permis au laser DFB de gagner ses lettres de noblesse. En effet l'assemblage de plusieurs matériaux semi-conducteur permet une ingénierie des niveaux d'énergie dans la structure et ainsi le calibrage de l'émission de photons afin d'obtenir une longueur d'onde précise Le premier laser semi-conducteur à utiliser l'effet de rétroaction distribuée à été développé en 1973 [I.18]. Et si l'obtention de couches minces semi-conductrices inorganiques cristallines ne permet pas toutes les combinaisons de matériau et donc toutes les longueurs d'onde, le nombre de combinaisons possibles fait que ces structures sont encore grandement étudiées [I.19, I.20]. De plus l'intérêt constant des industriels pour les composants optoélectroniques a permis l'évolution parallèle des technologies et la miniaturisation des systèmes semi-conducteurs [I.21] comme les diodes laser DFB commercialisées à grande échelle.

Parallèlement à cette évolution des lasers DFB inorganiques, l'étude des lasers DFB organiques s'est poursuivie dans les milieux solides et liquides. Ces derniers ont d'ailleurs été préférés au début pour des raisons pratiques. En effet les matériaux organiques ont une stabilité au flux lumineux relativement faible et la dilution des molécules détériorées dans la solution permet un renouvellement du milieu à gain et l'allongement de la durée de vie du laser. Par la suite l'évolution de la qualité des matériaux organiques propices à ce type de

montage a permis un développement important des travaux sur les milieux solides. Le principal frein était le nombre de compositions utilisables car les configurations utilisées sont sensiblement les mêmes pour les deux types de matériaux. Ainsi lorsqu'on utilise pour un milieu liquide une cuve étroite dont un bord est gravé avec une certaine périodicité spatiale [I.22], cela équivaut à inscrire une périodicité spatiale à l'interface entre deux couches formant un film mince [I.23]. Les méthodes d'inscription d'une modulation dans le milieu à gain sont également adaptables aux deux phases comme par exemple l'utilisation d'un interféromètre. Il peut s'agir d'un système simple utilisant deux miroirs de renvoi [I.16, I.24] ou bien d'un système plus complexe utilisant un prisme dont l'une des faces est accolée au milieu actif qui peut être une cuve contenant le colorant liquide ou une couche mince [I.25, I.26].

Du point de vue matériau, les lasers DFB organiques ont été réalisés très longtemps exclusivement avec la Rh6G, les avancées obtenues étant liées à son environnement [I.15, I.17, I.27] alors que d'autres colorants étaient disponibles [I.28]. Il fallut attendre l'essor des colorants lasers organiques et des polymères pour voir se diversifier les compositions et obtenir des longueurs d'onde d'émission couvrant un large spectre avec des rendements très divers. Par exemple l'utilisation d'une matrice de polyméthylméthacrylate (PMMA) dopée par le chromophore Pérylène Red permet l'émission entre 600 et 650 nm [I.29] tandis que la même matrice dopée avec le colorant Rh6G ou Coumarin-515 émet entre 550 et 600 nm [I.30]. De plus un même colorant ne se comporte pas de la même façon selon la matrice au sein de laquelle il est inséré comme le montrent les études utilisant des matrices différentes [I.31, I.32].

III.3. Les avancées scientifiques

Tout au long des différentes études sur les lasers DFB l'utilisation de multiples configurations et compositions ont permis l'avancé des connaissances sur son fonctionnement. Dès les premières études, la possibilité d'obtenir une longueur d'onde d'émission facilement accordable s'est imposée comme l'un des points fort des lasers DFB puisque cette longueur d'onde dépend principalement de l'indice effectif du matériau où elle est générée et du pas de la périodicité spatiale (Eq. I.3). Ce fait fut d'ailleurs vérifié dès les premières réalisations [I.16].

L'accordabilité dans la gamme de longueurs d'onde permises par un colorant est donc possible en faisant varier l'indice du milieu actif, modification réalisable de différentes façons. La première est le changement de composition est celle qui fut utilisé de prime abord.

Le développement du procédé sol-gel pour réaliser des couches minces à faible température a d'ailleurs facilité cette méthode en permettant la réalisation de matériaux pouvant être facilement dopés, et ce malgré le fait qu'un grand nombre de colorant laser aient une température de fusion faible. De plus ce procédé permet d'obtenir des matériaux hybrides, mélange d'une matrice organique insérant des particules métalliques, dont l'indice varie par simple changement des proportions entre les constituants [I.33] et utilisable pour obtenir un laser DFB [I.34]. Toutefois ce procédé ne permet pas l'accordabilité dynamique sauf à utiliser plusieurs échantillons accolés excités tour à tour. Par la suite diverses méthodes se sont avérées efficaces pour obtenir une variation de cet indice à même l'échantillon comme une variation de sa température [I.32] ou de sa pression [I.35]. Mais la principale méthode utilisée pour accorder dynamiquement un laser DFB fut celle de la modification du pas de la périodicité. En effet cette méthode permet un meilleur contrôle de la longueur d'onde d'émission et donc une accordabilité plus fine.

En plus de la propriété d'accordabilité, il est très vite apparu qu'il était également possible d'obtenir une émission multi longueur d'onde à l'aide de certaines configurations DFB. Par exemple l'utilisation d'une structure de guide d'onde pour le milieu à gain le permet par variation de son épaisseur [I.36]. Cette émission s'est ensuite vue assimilée aux modes transverses électriques (TE) pouvant se propager le long du guide correspondant au milieu actif [I.37, I.38]. L'observation de modes transverses magnétiques (TM) fut obtenue par la suite de deux façons différentes. La première méthode consiste à utiliser un réseau préexistant et à faire varier la polarisation de la pompe. Quand elle est polarisée parallèlement aux lignes du réseau seul le mode TE est présent tandis que pour une polarisation non parallèle les deux modes coexistent [I.39]. La deuxième méthode utilise une inscription dynamique. En faisant varier la polarisation entre les deux faisceaux excitateurs qui interfèrent pour inscrire la modulation il y a émission des seuls modes TE dans le cas d'un réseau de gain et des modes TE et TM pour un réseau d'indice [I.40]. Ces études en polarisation ont depuis abouti à la caractérisation d'un autre paramètre intrinsèque au laser DFB : le seuil de l'émission laser. Celui-ci se trouve être plus faible pour une excitation polarisée perpendiculairement aux lignes du réseau préinscrit [I.41] ou lorsqu'il y a émission à partir d'un réseau d'indice [I.42]. Mais tout au long des études sur les lasers DFB, de nombreuses autres configurations ont permis l'obtention d'une émission multicolore et ce de façon plus accordable qu'avec un guide d'onde multimode. Ainsi la première émission multicolore utilisait le principe simple d'une inscription simultanée de plusieurs modulations périodiques de pas différents et ce de façon dynamique. Il a ainsi été montré que si chaque modulation créait bien son émission

laser, il était également possible d'obtenir un nombre de longueurs d'onde émises supérieur au nombre de modulations créées [I.43]. Par la suite un phénomène similaire fut observé dans le cas d'une fibre de Bragg [I.44] et l'influence du retard temporel entre les différents faisceaux inscrivant les modulations fut mise en évidence [I.45]. Parmi les autres dispositifs multi longueur d'onde on peut citer l'utilisation d'une recombinaison de plusieurs émissions issues de lasers individuels [I.46].

Actuellement de nombreuses études sont encore menées sur les lasers DFB et nul doute que le futur apportera son lot de connaissances sur leur fonctionnement à mesure que de nouveaux matériaux et dispositifs seront utilisés.

IV. Conclusion

Ce premier chapitre a permis de poser les bases du fonctionnement d'un laser à rétroaction répartie. La notion de sélectivité spectrale est plus particulièrement mise en évidence par le biais de la description de l'influence de la modulation servant de cavité laser. La théorie des modes couplés est également abordée et a permis de montrer l'importance de paramètres comme les constantes de couplage par l'indice, par le gain ou bien par les deux. Ce paramètre régit en effet la nature monomode ou bimodale de l'émission laser émise par le laser DFB.

D'un point de vue structurel les polymères semi-conducteurs offrent d'énormes possibilités d'application de part leurs multiples configurations dues. Ces configurations sont principalement aux progrès de la chimie ainsi qu'à la facilité du dopage qui permet une multitude de combinaisons matrice-hôte. Ainsi la connaissance du comportement des lasers DFB s'est construite en grande partie grâce aux multiples études permises par la diversité des procédés donnant naissance à un laser DFB.

V. Références du chapitre 1

I.1

Kogelnik H. et Shank C.V.
(1972). Coupled-wave theory of distributed feedback lasers.
Journal of Applied Physics, 43, 5, 2327-2335.

I.2

Streifer W. ; Burnham R.D. ; Scifres D.R.
(1977). Coupling coefficients for distributed feedback single- and double-heterostructure diode lasers.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-11, 11, 867-873.

I.3

Yariv A. et Nakamura M.
(1977). Periodic Structures for Integrated Optics.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-13, 4, 233-253.

I.4

Brosson P. ; Artigue C. ; Fernier B. ; Leclerc D. ; Jacquet J. ; Benoit J.
(1988). Simple determination of coupling coefficient in DFB waveguide structures.
Electronics Letters, 24, 16, 990-991.

I.5

Skagerlund J. ; Pusa F. ; Sahlén O. ; Gillner L. ; Schatz R. ; Granstrand P. ; Lundqvist L. ; Stoltz B. ; Terlecki J.
; Wahlin F. ; Mörner A.-C. ; Wallin J. ; Öberg, O
(1998). Evaluation of an automatic method to extract the grating coupling coefficient in different types of
fabricated DFB lasers.
IEEE Journal of Quantum Electronics, 34, 1, 141-146.

I.6

Björk G. et Nilsson O.
(1987). New exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures. properties of
asymmetric phase-shifted dfb-lasers.
Journal of Lightwave Technology, LT-5, 1, 140-146.

I.7

Hong J. ; Huang W. ; Makino T.
(1992). On the transfer matrix method for distributed-feedback waveguide devices.
Journal of Lightwave Technology, 10, 12, 1860-1868.

I.8

Makino T.

(1992). Effective-index matrix analysis of distributed feedback semiconductor lasers.

IEEE journal of quantum electronics, 28, 2, 434-440.

I.9

Makino T.

(1994). Threshold condition of DFB semiconductor lasers by the local-normal-mode transfer-matrix method: correspondence to the coupled-wave method.

Journal of Lightwave Technology, 12, 12, 2092-2099.

I.10

Fernandes C.F.

(1996). Mode spectrum and threshold gain calculations in DFB lasers.

Microwave and Optical Technology Letters, 12, 6, 363-366.

I.11

Bor Z.

(1980). Tunable picosecond pulse generation by an N₂ laser pumped self Q-switched distributed feedback dye laser.

IEEE journal of quantum electronics, QE-16, 5, 517-524.

I.12

Duling III ; Irl, N. ; Raymer, M.G.

(1984). Time-dependent semiclassical theory of gain-coupled distributed feedback lasers.

IEEE journal of quantum electronics, QE-20, 10, 1202-1207.

I.13

Bor Z. ; Racz B. ; Müller A.

(1983). Generation of 6-psec pulses with a nitrogen-laser-pumped distributed-feedback dye laser.

Applied Optics, 22, 21, 3327-3330.

I.14

Szatmari S. et Racz B.

(1987). Generation of 320 fs pulses with a distributed feedback dye laser.

Applied physics B, 43, 2, 93-97.

I.15

Kogelnik H. et Shank C. V.

(1971). Stimulated emission in a periodic structure.

Applied Physics Letters, 18, 4, 152-154.

I.16

Shank C.V. ; Bjorkholm J.E. ; Kogelnik H.
(1971). Tunable distributed-feedback dye laser.
Applied Physics Letter, 18, 9, 395-396.

I.17

Fork R. ; German K. ; Chandross E.
(1972). Photodimer distributed feedback laser.
Applied Physics Letters, 20, 3, 139-141.

I.18

Nakamura M. ; Yariv A. ; Yen H.W. ; Somekh S. ; Garvin H. L.
(1973). Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback.
Applied Physics Letters, 22, 10, 515-516.

I.19

Rößner K. ; Hümmel M. ; Benkert A. ; Forchel A.
(2005). Long-wavelength GaInAsSb/AlGaAsSb DFB lasers emitting near 2.6 μm .
Physica E, 30, 1-2, 159-163.

I.20

Moon S. ; Kim D.Y.
(2006). Generation of octave-spanning supercontinuum with 1550-nm amplified diode-laser pulses and a dispersion-shifted fiber.
Optics Express, 14, 1, 270-278.

I.21

Kudo K. ; Yashiki K. ; Sasaki T. ; Yokoyama Y. ; Hamamoto K. ; Morimoto T. ; Yamaguchi M.
(2000). 1.55- μm wavelength-selectable microarray DFB-LD's with monolithically integrated MMI combiner, SOA, and EA-modulator.
IEEE Photonics Technology Letters, 12, 3, 242-244.

I.22

Aoyagi Y. ; Aoyagi T. ; Toyoda K. ; Namba S.
(1975). Tunable distributed-feedback laser.
Applied Physics Letters, 27, 12, 687-688.

I.23

Rocha L. ; Dumarcher V. ; Denis C. ; Raimond P. ; Fiorini C. ; Nunzi J.-M.
(2001). Laser emission in periodically modulated polymer films.
Journal of Applied Physics, 89, 5, 3067-3069.

I.24

Rubinov A.N. ; Efendiev T. Sh. ; Adamushko A.V.

(1977). Simultaneous oscillation of several independently tunable spectral lines in a distributed feedback dye laser.

Optics communication, 20, 1, 159-161.

I.25

Ketskemety I., Bor Zs., Racz B. ; Kozma L. ; Rubinov A. N.

(1977). Improved line narrowing and wavelength stabilization technique of distributed feedback dye lasers.

Optics communication, 22, 3, 275-277.

I.26

Voss T. ; Scheel D. ; Schade W.

(2001). A microchip-laser-pumped DFB-polymer-dye laser.

Applied Physics B, 73, 105–109

I.27

Matsuda, A. et Iizima, S.

(1977). Tunable DFB laser with fan-shaped grating.

Applied Physics Letters, 31, 2, 104–105.

I.28

Bakos J. S. et Sörlei Zs.

(1977). High power DFB laser tunable in the 7420 Å-10500 Å range.

Optics communication, 22, 3, 258-260.

I.29

Wadsworth W.J. ; McKinnie I.T. ; Woolhouse A.D. ; Haskell T.G.

(1999). Efficient distributed feedback solid state dye laser with a dynamic grating.

Applied Physics B, 69, 163-165.

I.30

Dumarcher V. ; Rocha L. ; Denis C. ; Fiorini C. ; Nunzi J.-M. ; Sobel F. ; Sahraoui B. ; Gindre D.

(2000). Polymer thin-film distributed feedback tunable lasers.

Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 2, 279–283.

I.31

Kranzelbinder G. ; Toussaere E. ; Josse D. ; Zyss J.

(2001). Progress in erasable and permanent polymer based DFB-structures with multicolour tunable laser emission.

Synthetic Metals, 121, 1-3, 1617-1620.

I.32

Zhu X.-L. et Lo D.

(2001). Temperature tuning of output wavelength for solid-state dye lasers.

Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 3, 225–228.

I.33

Zevin M. et Reisfeld R.

(1997). Preparation and properties of active waveguides based on zirconia glasses.

Optical Materials, 8, 37-41

I.34

Zhu X.-L. et Lo D.

(2001). Sol-gel glass distributed feedback waveguide laser.

Applied Physics Letters, 80, 6, 917-919.

I.35

Bor, Z.

(1979). 10 Angström continuous pressure tuning of a single-frequency distributed feedback dye laser.

Optics Communications, 29, 3, 329–330

I.36

Arutunyan V. ; Karmenyan A. ; Meliksetyan T.

(1984). Thinfilm tunable dye laser with distributed feedback (DFB).

Optics Communications, 49, 3, 195–197.

I.37

Kranzelbinder G. ; Toussaere E. ; Zyss J. ; Pogantsch A. ; List E. W. J. ; Tillmann H. ; Hörhold H.-H.

(2002). Optically written solid-state lasers with broadly tunable mode emission based on improved poly(2,5-dialkoxy-phenylene-vinylene).

Applied Physics Letters, 80, 5, 716–718.

I.38

Sobel F. ; Gindre D. ; Nunzi J.-M. ; Denis C. ; Dumarcher V. ; Fiorini-Debuisschert C. ; Kretsch K. P. ; Rocha L.

(2004). Multimode distributed feedback laser emission in a dye-doped optically pumped polymer thin-film.

Optical Materials, 27, 2, 199-201.

I.39

Kranzelbinder G. ; Toussaere E. ; Zyss J. ; Kavc T. ; Langer G. ; Kern W.

(2003). Organic surface emitting laser based on a deep-ultraviolet photopolymer containing thiocyanate groups.

Applied Physics Letters, 82, 14, 2203–2205.

I.40

Lo, D. ; Ye C. ; Wang J.

(2003). Distributed feedback laser action by polarization modulation.

Applied Physics B, 76, 6, 649-653.

I.41

Wright D. ; Brasselet E. ; Zyss J. ; Langer G. ; Kern W.

(2004). Dye-doped organic distributed-feedback lasers with index and surface gratings : the role of pump polarization and molecular orientation.

Journal of the Optical Society of America B, 21, 5, 944–950.

I.42

Ye C. ; Wang J. ; Shi L. ; Lo D.

(2004). Polarization and threshold energy variation of distributed feedback lasing of oxazine dye in zirconia waveguides and in solutions.

Applied Physics B, 78, 2, 189-194.

I.43

Rubinov A.N. ; Efendiev T.Sh. ; Adamushko A.V. ; Bor J.

(1977). Simultaneous oscillation of several independently tunable spectral lines in a distributed feedback dye laser.

Optics Communications, 20, 1, 159-161.

I.44

Bao J. ; Zhang X. ; Chen K ; Zhou W.

(2001). Spectra of dual overwritten fiber Bragg grating.

Optics Communications, 188, 1-4, 31-39.

I.45

Khan N. et Hall T.A.

(2003). A five line distributed feedback dye laser.

Optics Communications, 228, 1-3, 177–180.

I.46

Toussaere E. ; Bouadma N. ; Zyss J.

(1998). Monolithic integrated four DFB lasers array with a polymer-based combiner for WDM applications.

Optical Materials, 9, 1-4, 255-258.

Chapitre 2

Le laser DFB accordable

Introduction générale.....	6
I. Introduction.....	32
II. Présentation du montage expérimental.....	33
II.1. Réalisation du réseau de Bragg	33
II.1.a. Choix de l'interféromètre.....	33
II.1.b. L'interféromètre de Lloyd : principe et théorie	36
II.1.c. Lloyd réel : réalisation et aspect pratique	38
II.2. Le montage optique	39
II.3. La ligne de détection.....	40
II.3.a. Les composants.....	40
II.3.b. Traitement des images	41
II.3.c. Calibration	43
II.3.d. Résolution et incertitudes	44
II.4. Les couches étudiées	45
II.4.a. Le colorant : la Rhodamine 6G.....	45
II.4.b. Une matrice polymère organique : le polyméthylméthacrylate.....	46
II.4.c. Une matrice hybride :	47
II.4.d. La méthode de dépôt.....	49
III. Etude de l'accordabilité laser en fonction de l'ordre du réseau photoinscrit.....	51
III.1. Réseaux photoinscrits d'ordre 2	52
III.1.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G.....	52
III.1.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G.....	54
III.2. Réseaux photoinscrits d'ordres supérieurs à 2	56
III.2.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G.....	57
III.2.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G.....	59
III.3. Validité des résultats	61
IV. Influence de l'épaisseur et émission multimode : étude de l'hybride.....	61
IV.1. Mesures expérimentales	63
IV.2. Validité des résultats	65
V. Conclusion.....	67
VI. Références du chapitre 2	69

I. Introduction

Le laser à rétroaction répartie est basé sur la présence d'une modulation dans le milieu actif faisant office de cavité. Ce principe simple a donné naissance à de multiples configurations depuis sa découverte il y a plus de trente ans [II.1], ces configurations variant par la nature du milieu actif, la nature et la méthode d'obtention de la modulation... Depuis quelques années les lasers DFB dont le milieu actif est constitué d'un colorant laser incorporé dans une matrice polymère sont le sujet de nombreuses études de par la multiplication des matériaux offerts par la chimie.

Le présent chapitre est consacré à l'analyse expérimentale du comportement spectral de différentes compositions sous la forme de couches minces. Si le comportement général de ce type de laser DFB est connu, il reste nécessaire de déterminer la ou les longueurs d'onde d'émission du laser réalisé qui dépendent de paramètres propres à chaque composition.

Dans un premier temps il sera question de la configuration utilisée, que ce soit le montage réalisé pour obtenir et visualiser l'émission laser accordable en longueur d'onde, ou les différents matériaux employés. Les différents choix réalisés seront justifiés en fonction de la finalité des travaux. Ensuite l'influence de l'ordre de réflexion de Bragg permettant l'émission laser sera étudiée, et ce jusqu'à ses limites expérimentales dans le cadre du montage utilisé. Enfin l'influence de l'épaisseur pour des couches présentant les caractéristiques d'un guide d'onde sera étudiée et comparée au modèle de propagation dans un guide plan.

II. Présentation du montage expérimental

Nous présentons, sur la figure 2.1 tous les éléments qui composent le montage expérimental de base que nous avons utilisé. Nous présenterons ensuite la partie optique du montage depuis le laser jusqu'à la mise en forme du faisceau et son arrivée sur l'interféromètre. Cette partie a été légèrement modifiée en fonction des expériences menées afin de s'adapter aux besoins. Il sera ensuite question de la ligne de détection et du traitement des données. Enfin, les différents composés étudiés au cours de ce travail seront présentés de même que les méthodes de dépôt et de caractérisation des couches minces.

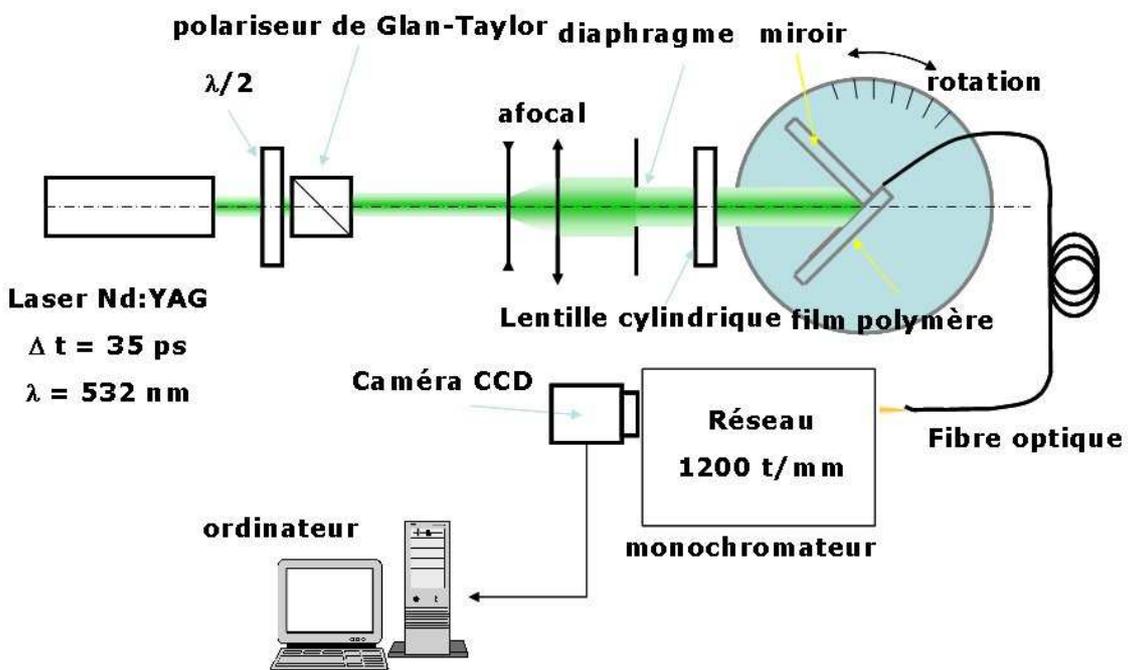


Figure 2.1 : montage expérimental de base.

II.1. Réalisation du réseau de Bragg

II.1.a. Choix de l'interféromètre

Dans notre dispositif l'accordabilité du laser DFB est obtenue par la variation de l'interfrange Λ_B d'un réseau photo-inscrit dans la couche étudiée. Pour cette application, trois types d'interféromètres sont principalement utilisés dans la littérature. Ces trois interféromètres sont présentés sur la figure 2.2.

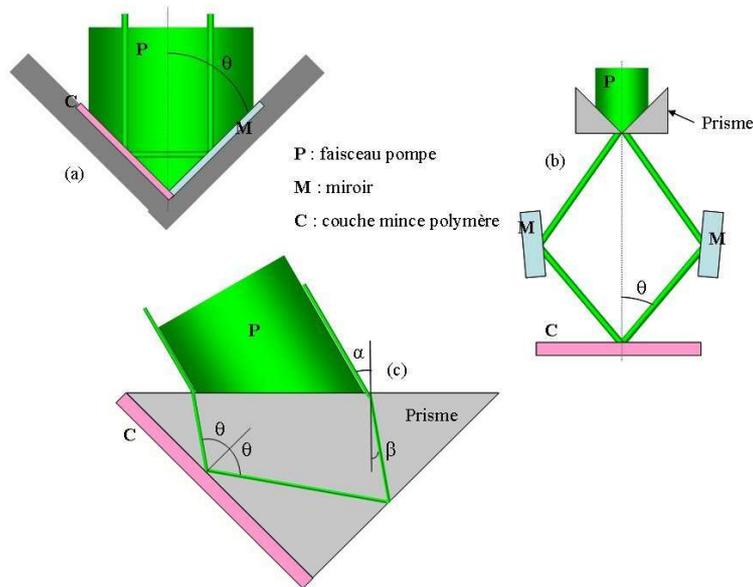


Figure 2.2 : Représentation des interféromètres. (a) interféromètre de Lloyd, (b) interféromètre de type Shank et (c) montage à prisme.

Le premier est l'interféromètre de Lloyd, il est composé d'un miroir placé perpendiculairement à la couche où l'on veut inscrire un réseau. Une partie du faisceau [la moitié gauche sur la figure 2.2(a)] illumine directement le film, tandis que la seconde partie (la moitié droite) se réfléchit et se superpose ensuite à la première partie sur la couche étudiée. A la condition que la cohérence temporelle soit vérifiée, il se produit des interférences localisées sur la couche donnant naissance à un réseau de diffraction.

Le deuxième [Fig. 2.2(c)] est celui présenté par Shank, Bjorkholm et Kogelnik [II.2] et que nous appellerons par la suite interféromètre de type Shank. Il est composé de deux prismes permettant la séparation du faisceau excitateur en deux sources cohérentes. Ces deux sources sont ensuite renvoyées par des miroirs sur la couche étudiée pour y créer un réseau d'interférence.

Le dernier montage [Fig. 2.2(b)] s'appuie sur le principe de réflexion totale dans un prisme [II.3]. La couche sur laquelle on souhaite réaliser un réseau est directement déposée sur une des faces tandis que le faisceau incident arrive sur l'une des deux autres faces. Une partie de ce faisceau arrive directement sur la couche alors que la deuxième partie subit une réflexion totale sur la troisième face du prisme avant de se superposer, sur la couche, à la première partie. Dans ce cas la longueur de cohérence de la source doit être élevée car la différence de chemin optique entre les deux ondes qui interfèrent peut être grande.

Si ces trois montages permettent d'obtenir des interférences localisées, ils ne présentent pas les mêmes intérêts en ce qui concerne l'obtention d'un laser DFB sur une couche mince.

Le dispositif de type Lloyd repose sur la technique dite du coin de cube : tout faisceau, quel que soit son angle d'incidence, est réfléchi dans la direction d'où il provient. Le réglage dépend principalement de l'axe du faisceau pompe puisqu'il est nécessaire de respecter une parfaite symétrie entre les deux parties du faisceau pompe pour maîtriser l'interfrange des interférences créés. L'angle θ entre le faisceau incident et la normale à la couche mince est facilement modifiable par la rotation de l'interféromètre autour de son axe. Cet axe de rotation doit également être rigoureusement vertical si l'on veut que les faisceaux retours soient à la même hauteur et maximiser le recouvrement spatial des deux sources qui interfèrent. En effet la surface sur laquelle se produit les interférences ne représente que la moitié de la section transverse du faisceau incident et si cette section n'est pas symétrique par rapport à l'axe de rotation du miroir de Lloyd le recouvrement spatial est incomplet (figure 2.3). Seul les zones du spot incident les plus proches de cet axe se recouvrent après la réflexion (à droite) tandis que le recouvrement est total si le spot est symétrique (à gauche).

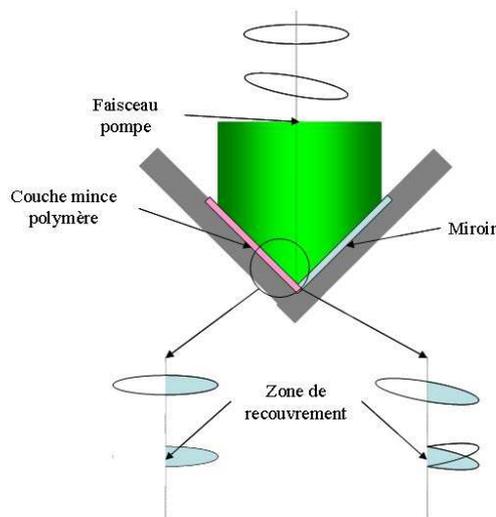


Figure 2.3 : Recouvrement spatial des faisceaux secondaires pour une section transverse elliptique.

Nous utilisons souvent une lentille cylindrique pour augmenter notamment l'intensité reçue par la couche. Le faisceau présente alors une structure elliptique très allongée et le recouvrement spatial devient un paramètre prépondérant.

Pour le montage de type Shank il est plus facile d'obtenir un recouvrement optimal des deux faisceaux secondaires puisqu'ils sont symétriques par rapport à la normale au film et que les miroirs sont montés sur un axe qui s'incline pour conserver cette symétrie. Par contre il est assez difficile de faire varier θ de façon rapide et continue puisqu'il est nécessaire de réaligner les deux miroirs de renvoi à chaque variation de l'angle. Ceci peut-être évité par la réalisation d'un système mécanique complexe qui fait tourner les deux miroirs en fonction de l'angle

d'incidence pour que la superposition des deux faisceaux réfléchis se produise toujours dans le même plan. Nous ne disposons pas d'un tel dispositif au POMA. L'accordabilité des lasers DFB étant un paramètre important à caractériser dans nos études, nous avons utilisé un interféromètre de type Lloyd.

II.1.b. L'interféromètre de Lloyd : principe et théorie

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent dans un montage de type miroir de Lloyd il se produit des interférences entre une onde arrivant directement sur la surface où l'on veut inscrire le réseau et une qui y parvient après réflexion sur un miroir (figure 2.4).

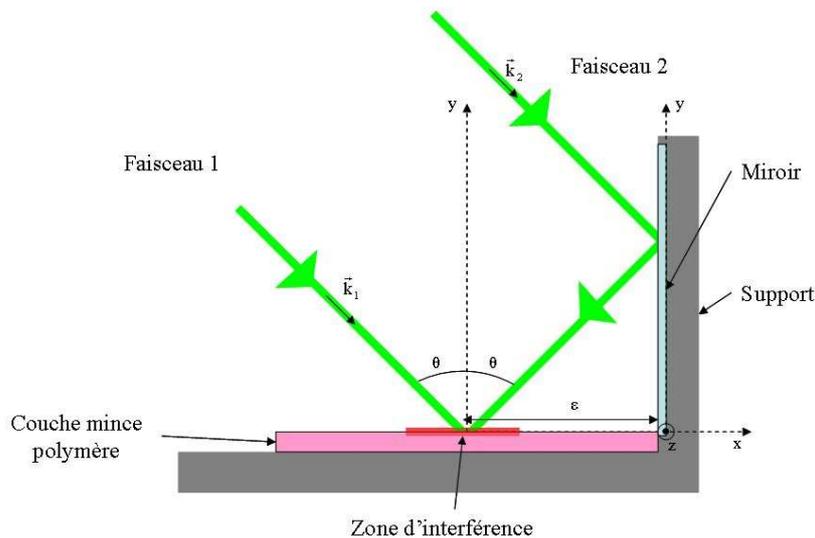


Figure 2.4 : Schéma de principe de la création des interférences.

Ces deux ondes sont issues de la même source, elles possèdent la même amplitude E_0 , en supposant que le miroir est parfait, et sont cohérentes entre elles si le retard optique entre les deux faisceaux est inférieur à la durée de l'impulsion pompe. Dans notre cas le diamètre du faisceau pompe (5mm) limite la distance d'interaction ϵ sur la couche. Pour une incidence voisine de 45° cette distance est d'environ 3,5 mm ce qui implique un décalage temporel maximum de 12 ps. La durée des impulsions du laser utilisé étant de 35 ps, nous n'avons pas de problèmes concernant la cohérence temporelle et une interaction est possible entre l'impulsion pompe et elle-même.

On note \vec{E}_1 et \vec{E}_2 les champs électriques portés par ces ondes et les vecteurs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 définissent leurs vecteurs de propagation.

$$\vec{k}_1 = -\sin\theta \vec{e}_x + \cos\theta \vec{e}_y \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{k}_2 = \sin\theta \vec{e}_x + \cos\theta \vec{e}_y$$

En considérant les ondes planes et de même polarisation, les expressions de E_1 et E_2 sont :

$$E_1 = E_0 \exp [i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] \quad (\text{II.2})$$

$$E_2 = E_0 \exp [i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})]$$

On cherche ensuite l'expression du champ total en un point (x,y), pointé par le vecteur position $\vec{r} = x \vec{e}_x + y \vec{e}_y$

$$E = E_0 \exp [i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] + E_0 \exp [i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})]$$

$$E = E_0 \exp (i\omega t) [\exp (-i \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] + \exp (-i \vec{k}_2 \cdot \vec{r})] \quad (\text{II.3})$$

$$E = E_0 \exp (i\omega t) \{ \exp [-ik(-x \sin\theta + y \cos\theta)] + \exp [-ik(x \sin\theta + y \cos\theta)] \}$$

L'expression de l'intensité lumineuse est donnée par : $I = \alpha EE^*$ avec α une constante.

Pour connaître la répartition du champ lumineux dans la couche, on se place en un point de la zone d'interférences situé à la surface de la couche ($y = 0$).

$$I(x) = E_0 E_0^* \{ \exp [ik(x \sin\theta)] + \exp [-ik(x \sin\theta)] \} \{ \exp [-ik(x \sin\theta)] + \exp [ik(x \sin\theta)] \}$$

$$I(x) = E_0^2 [1 + \exp(2ikx \sin\theta) + \exp(-2ikx \sin\theta) + 1] \quad (\text{II.4})$$

$$I(x) = E_0^2 [2 + 2 \cos(2kx \sin\theta)]$$

L'interférogramme est donnée par l'expression suivante :

$$I(x) = 2 E_0^2 [1 + \cos(2kx \sin\theta)] \quad (\text{II.5})$$

Il se produit des interférences constructives lorsque $2kx \sin\theta = 2p\pi$ avec p entier, soit :

$$2x \sin\theta = p\lambda_{\text{pompe}} \quad \text{puisque } k = 2\pi/\lambda_{\text{pompe}} \quad (\text{II.6})$$

Ce qui implique :

$$x_p = p \frac{\lambda_{\text{pompe}}}{2 \sin\theta} \quad (\text{II.7})$$

Soit un interfrange i tel que

$$i = \frac{\lambda_p}{2 \sin\theta} \quad (\text{II.8})$$

La photo-inscription dynamique du réseau de Bragg consistant en une copie de la figure d'interférences dans le polymère via une modulation périodique du gain dans celui-ci, le pas du réseau de Bragg Λ et l'interfrange i sont directement liés dans le cas d'un film mince.

Ainsi en remplaçant, dans la formule I.3, le pas du réseau de Bragg par la valeur de l'interfrange que l'on vient de déterminer dans la formule II.8, on obtient la longueur d'onde émise ($\lambda_{\text{émis}}$) de l'émission laser dans le polymère d'indice de réfraction effectif n_{eff} en fonction de la longueur d'onde λ_{pompe} du faisceau pompe arrivant avec un angle d'incidence θ sur la couche mince. Le paramètre m est l'ordre de Bragg.

$$\lambda_{\text{émis}} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_{\text{pompe}}}{m \sin \theta} \quad (\text{II.9})$$

Cette formule va sous-tendre une grande partie des travaux présentés dans ce manuscrit.

II.1.c. Lloyd réel : réalisation et aspect pratique

L'interféromètre de Lloyd que nous avons utilisé est visible sur la figure 2.5.

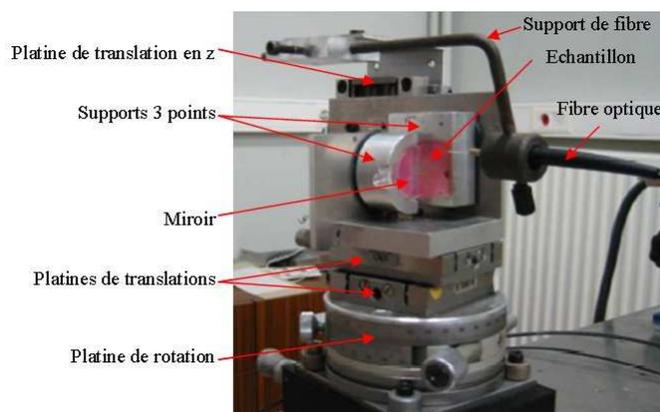


Figure 2.5 : photographie de l'interféromètre de Lloyd.

Il se compose d'une platine de rotation micrométrique graduée de 0° à 360° avec une résolution d'une minute d'angle. Cette platine est fixée sur une base réglable en hauteur qui permet d'ajuster la hauteur entre l'interféromètre et le faisceau pompe. Sur la platine est monté l'interféromètre en lui-même, il s'agit d'un support sur lequel on fixe la couche à étudier et d'un miroir diélectrique perpendiculaire à celui-ci. Le miroir et le support de la couche sont équipés d'une fixation en 3 points qui permet de régler précisément leurs inclinaisons relatives. L'interféromètre est également placé sur deux platines de translation croisées afin de pouvoir faire coïncider l'axe défini par la jonction entre le miroir et la couche avec l'axe de rotation de la platine circulaire. Enfin sur l'interféromètre est monté une platine

de translation en z sur laquelle est fixé le support de la fibre optique collectrice. De cette façon la fibre peut être déplacée en hauteur et en largeur le long de la couche pour s'adapter au lieu de sortie de l'émission laser sort de la couche. Ce support permet également d'incliner latéralement la fibre.

II.2. Le montage optique

C'est un laser Nd : YAG, modèle YG 472 de marque Quantel, qui produit le faisceau pompe. L'impulsion du laser est doublée en fréquence par un cristal de KDP. Ce laser délivre des impulsions de polarisation linéaire, de longueur d'onde 532 nm et d'une durée moyenne de 35 ps. La fluctuation de la durée temporelle est de l'ordre de 10%. Les impulsions sont générées avec un taux de répétition de 1 Hz, 5 Hz ou de 10Hz. Un mode monocoup est utilisable via une commande externe. Cette commande peut provenir par exemple du système de détection. La fluctuation en énergie est estimée à 20% mais peut varier beaucoup en fonction de paramètres internes au laser comme la longueur de la cavité, qui est ajustée à chaque remplacement du colorant ou l'âge de celui-ci.

Après le laser se situe un variateur d'intensité composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur de Glan-Taylor. Dans ce variateur, la polarisation du faisceau subit une rotation par rapport aux lignes neutres de la lame et le polariseur sélectionne la valeur de l'énergie par projection sur son axe. L'énergie moyenne maximale en sortie est de l'ordre du millijoule.

Après le variateur d'énergie se situe un système afocal composé de deux lentilles suivi d'un diaphragme. Le doublet de lentille permet d'élargir le faisceau incident et donc d'étaler la distribution spatiale en intensité, qui est de forme gaussienne. Ainsi en sélectionnant le centre du faisceau avec le diaphragme on obtient une distribution spatiale en intensité correspondant au sommet de la gaussienne que l'on peut considérer comme à peu près constante.

Le guidage du faisceau pompe jusqu'à l'interféromètre est assuré par des miroirs diélectriques traités pour avoir un maximum de réflexion ($R > 99\%$) à la longueur d'onde 532 nm et pour un angle de réflexion donné.

Enfin une lentille cylindrique est placée devant l'interféromètre de Lloyd, elle transforme le faisceau laser en un fin pinceau lumineux. Elle permet ainsi d'augmenter l'intensité reçue par la couche en réduisant la surface du faisceau incident et d'optimiser le guidage de l'émission DFB dans la couche mince. A partir de la théorie de la diffraction on peut calculer l'épaisseur

e du pinceau lumineux engendré, avec la formule $e = 2 * 1,22 \frac{\lambda \cdot f}{a}$, où f est la focale de la lentille cylindrique, égale à 10cm, λ est la longueur du faisceau pompe, égale à 532 nm et a

est le diamètre du faisceau pompe incident, égal à 5 mm. On obtient ainsi des épaisseurs de pincesaux de l'ordre d'une vingtaine de microns.

II.3. La ligne de détection

Nous allons présenter ici l'ensemble des éléments composent la ligne de détection ainsi que sa résolution et sa calibration.

II.3.a. Les composants

Le premier élément de la ligne de détection est la fibre optique utilisée pour transmettre la lumière émise par la couche mince jusqu'au spectromètre. C'est une fibre plastique, fortement multimode, de diamètre de coeur 990 μm et de diamètre de gaine 1 mm. Elle récupère une émission localisée sur la tranche du film, dans l'axe de l'illumination, et la transporte comme le montre la figure 2.6.

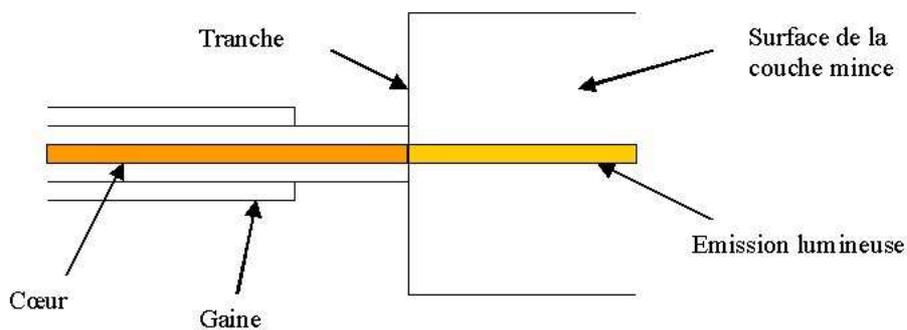


Figure 2.6 : Schéma de la jonction entre la couche mince et la fibre optique.

Nous utilisons un monochromateur Huet M25 comme spectromètre en plaçant la caméra CCD dans le plan conjugué de la fente d'entrée et en enlevant la fente de sortie. Ce spectromètre se compose de deux miroirs de renvoi, d'un miroir sphérique et d'un réseau de diffraction de 1200 traits par mm. La lumière à analyser est collimatée par le miroir sphérique, qui renvoie un faisceau parallèle vers le réseau. La lumière diffractée par ce réseau est ensuite focalisée par le miroir sphérique vers le capteur CCD, sur lequel se forme le spectre. La caméra est placée dans le plan de la fente de sortie du monochromateur de façon à obtenir une image non déformée du spectre. Il est possible de tourner le réseau à l'aide d'une molette graduée.

La caméra CCD utilisée est le modèle C4742-95 de marque Hamamatsu. Elle comprend une matrice CCD de 1024×1024 pixels et un obturateur électronique qui présente un temps

d'ouverture pouvant être ajusté de 132 μs à 10 s. La caméra est contrôlée par le logiciel HiPic qui permet de faire varier, entre autres, le temps d'ouverture, le gain des capteurs ou le contraste sur l'image. Ce logiciel permet aussi de réaliser des profils d'une zone sélectionnée d'une image et de sauvegarder ces profils ou les images. Il est également possible de ne sauvegarder qu'une partie de l'image. Les images données par le logiciel HiPic représentent le capteur CCD (les axes des abscisses et des ordonnées sont gradués en pixels) avec un code de couleur pour l'intensité reçue par chaque pixel.

II.3.b. Traitement des images

Le traitement des images obtenues par le logiciel HiPic se fait en utilisant le logiciel Matlab. Les images de type `img` créés par Hipic ne sont pas compatibles avec Matlab mais une fonction de conversion écrite au laboratoire permet de les adapter pour un traitement par Matlab ou par d'autres logiciels du même type (Scilab, Octave, ...). La figure 2.7 montre l'image ainsi obtenue. Les deux axes sont gradués en pixels.

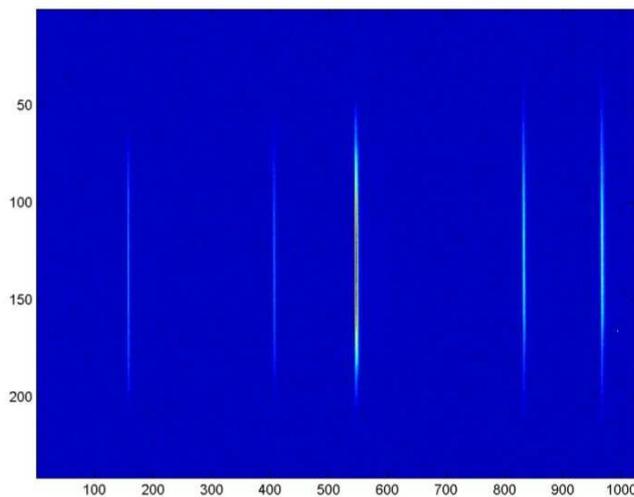


Figure 2.7 : Image obtenue sur la caméra CCD (partie du spectre d'émission d'une lampe au Néon).

Cette image est donc une cartographie du capteur CCD à deux dimensions, les abscisses correspondant aux différentes longueurs d'onde dispersées par le réseau et les ordonnées n'étant que la manifestation de l'étendue géométrique du faisceau arrivant sur le capteur. C'est d'ailleurs ce qui nous permet de conjuguer précisément le capteur et la fente d'entrée en obtenant une image où les raies du néon sont droites et sans halo. On peut remarquer que la figure 2.7 ne représente pas l'intégralité du capteur CCD puisque la hauteur de l'image n'est que de 241 pixels. Cette dimension correspond à la taille du spot lumineux sur la fente d'entrée. A partir de ces images, il est facile d'obtenir le spectre (à une dimension) de la

source étudiée. Il suffit d'additionner l'intensité reçue par chaque pixel possédant la même abscisse pour obtenir un vecteur. De cette façon on augmente la dynamique puisque les colonnes de pixels ne recevant pas de lumière restent au niveau minimum tandis que celles qui en reçoivent voient leurs intensités se cumuler. Après ce traitement on obtient le spectre présenté sur la figure 2.8 qui présente la longueur d'onde sur l'axe des abscisses et l'intensité totale reçue par le capteur pour cette longueur d'onde en ordonnée. La plupart du temps, nous n'avons pas calibré le dispositif en intensité, c'est pourquoi l'intensité des spectres présentés sont donnés avec des unités arbitraires.

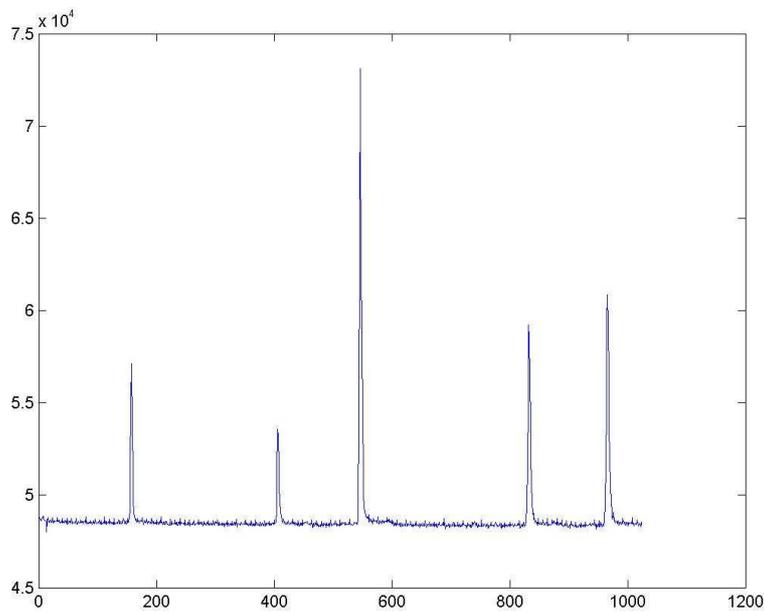


Figure 2.8 : Spectre obtenu à partir de l'image de la figure 2.7.

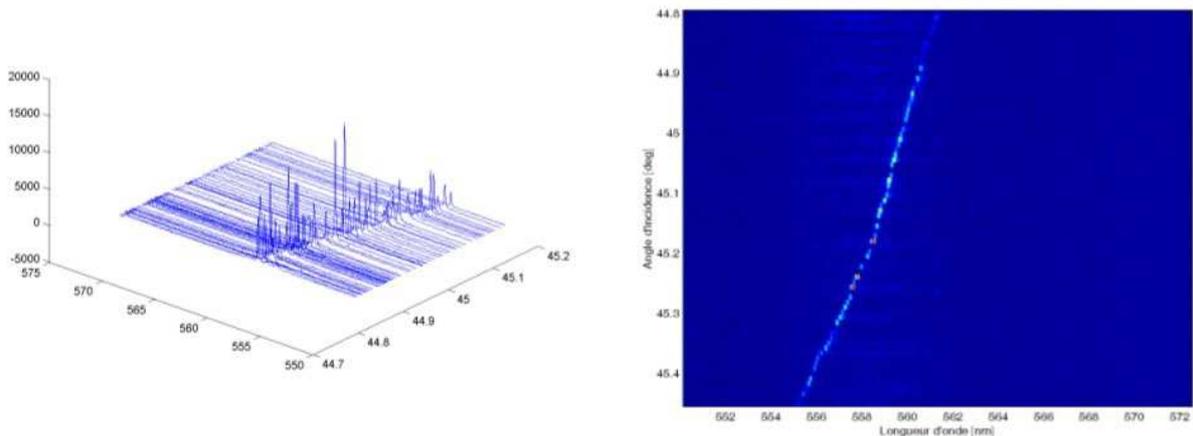


Figure 2.9 : Représentation 2D et 3D de l'évolution d'un spectre d'émission.

Nous utiliserons un affichage à trois dimensions pour montrer l'évolution d'un spectre ou pour montrer simultanément plusieurs spectres. Un exemple est présenté sur la figure 2.9. Le tracé à gauche correspond à la présentation 3D de l'évolution d'un spectre d'émission et l'image correspondante est présentée à droite.

II.3.c. Calibration

Pour réaliser la calibration nous avons utilisé une lampe spectrale au néon dont les raies d'émission sont bien connues. De plus, elles sont nombreuses dans le domaine spectral qui nous concerne (550 – 700 nm). La figure 2.10 présente le spectre d'émission du néon dans la fenêtre spectrale [584 – 605nm)]. C'est la figure 2.8 sur laquelle nous avons indiqué pour chaque raie le numéro du pixel correspondant ainsi que sa longueur d'onde obtenue dans les tables. Il est à noter que les raies de plus grandes longueurs d'onde sont situées à gauche de la figure à cause de la façon dont la lumière est dispersée dans le monochromateur.

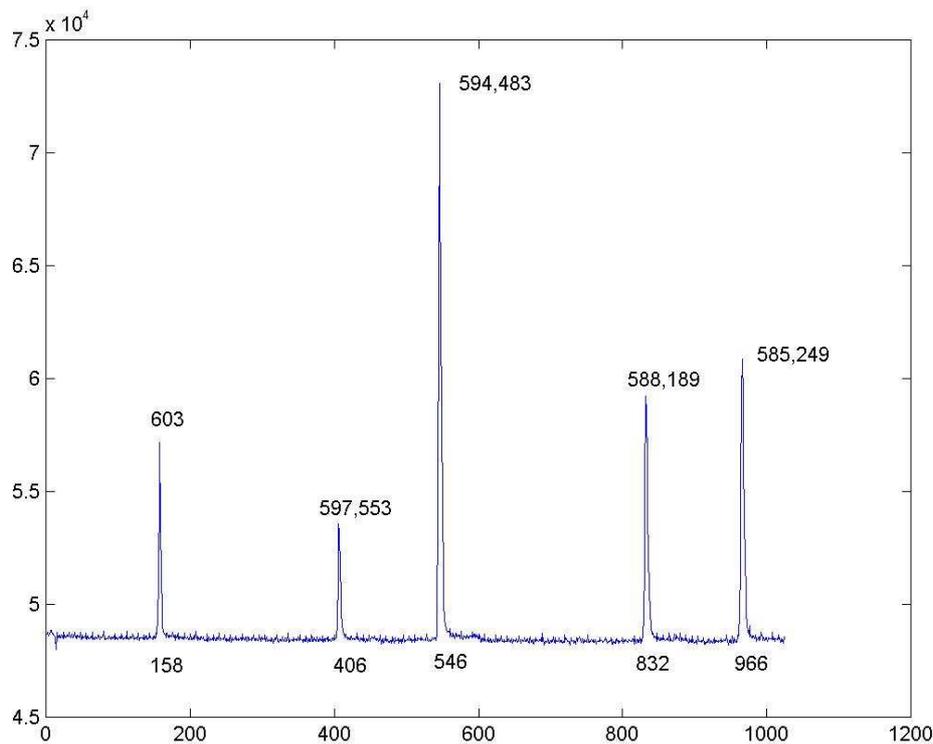


Figure 2.10 : Spectre d'une partie des raies d'une lampe au Néon.

A l'aide de ce spectre de l'émission du Néon pour une position du monochromateur donnée, nous disposons d'une référence pour la gamme des longueurs d'onde visibles sur la caméra CCD ainsi que d'une équivalence pixels/longueur d'onde. Dans notre cas, l'écart entre deux pixels correspond à 0,02 nm.

Cette méthode de calibration est valable pour une position donnée du réseau de diffraction. Pour calibrer la molette de rotation du spectromètre, nous avons enregistré une seconde image d'un même spectre en tournant légèrement le réseau. Nous avons pu ainsi déterminer qu'un déplacement d'une unité sur la molette du monochromateur correspond à un déplacement de l'ensemble du spectre de 213 pixels soit 4,67 nm.

II.3.d. Résolution et incertitudes

Les erreurs commises lors des mesures proviennent de trois sources différentes : la lecture de l'angle sur la platine de rotation de l'interféromètre, la lecture de la position du réseau dans le monochromateur et la détermination de la position du pic laser après traitement de l'image.

L'erreur de lecture sur la platine de rotation peut être estimée à environ 2 minutes d'angle soit $0,03^\circ$ ou $0,5 \cdot 10^{-3}$ radian au vu de la graduation. Dans le cas de l'étude avec la rhodamine 6G l'émission laser couvre le domaine spectral de 550 nm à 650 nm. Sur cet intervalle de longueur d'onde, la contribution du $1/\sin\theta$ est suffisamment réduite pour que la variation puisse être considérée comme linéaire (figure 2.11).

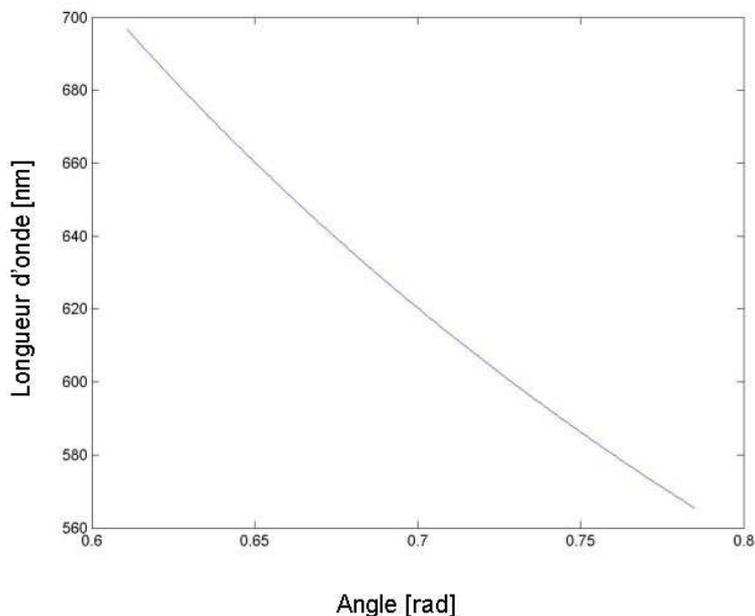


Figure 2.11 : Evolution de la longueur d'onde selon l'angle entre le faisceau pompe et la couche mince.

Ainsi une variation de l'angle θ de $0,5 \cdot 10^{-3}$ radians entraîne une variation de longueur d'onde de 0,4 nanomètres pour un réseau d'ordre 2. L'erreur sur la position du réseau correspond à un centième d'unité sur la graduation du monochromateur ce qui équivaut à 2,1 pixels soit 0,05 nm. L'erreur sur la position du pic laser est due à l'étalement spectral de celui-ci. En effet, quand on fait la somme des pixels de l'image afin d'obtenir un graphe présentant

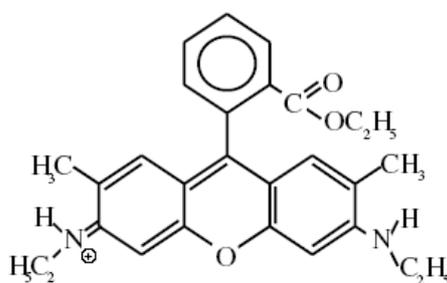
l'intensité en fonction de la longueur d'onde, on remarque que les pics lasers présentent une épaisseur, comme le montre la figure 2.9. La largeur à mi-hauteur est en moyenne de 20 pixels soit 0,4 nm, bien entendu cette erreur est à relativiser à chaque mesure en fonction de l'étalement de la raie laser. Au total l'erreur maximale que l'on peut avoir sur une mesure est donc d'environ 0.9 nm. Dans la pratique l'erreur sur la position du réseau est réduite si la calibration a été faite pour la même position du monochromateur.

II.4. Les couches étudiées

Dans ce paragraphe seront abordées toutes les questions relatives aux différents composés étudiés ainsi que les méthodes qui ont été employées pour les fabriquer et les caractériser. Le système de dopage utilisé est le système hôte-invité. Des matrices polymères de deux types sont étudiées, une matrice organique (PMMA), et une matrice hybride organo-minérale réalisée par procédé sol-gel.

II.4.a. Le colorant : la Rhodamine 6G

Le colorant que nous avons utilisé est la rhodamine 6G dont la structure chimique est présentée sur la figure 2.12 et qui sera noté Rh6G dans la suite de ce manuscrit.



Rhodamine 6G

Figure 2.12 : Structure chimique de la molécule de Rhodamine 6G.

La Rh6G n'est pas chargée donc ses propriétés spectrales ne dépendent pas de la polarité de la solution hôte. Au vu des spectres d'absorption et d'émission qui sont présentés sur la figure 2.13, il apparaît qu'il est facile d'exciter ce colorant avec la raie doublée d'un laser Nd:YAG située à 532 nm puisque le maximum d'absorption se situe aux alentours de 530 nm.

Il est aussi à noter que ces spectres présentent un bon décalage (Stokes shift) entre absorption et fluorescence ce qui permet d'éviter la réabsorption qui diminue l'efficacité de l'émission stimulée. La bande d'émission spontanée est très large (environ 50 nm de largeur totale à mi-

hauteur) et permet ainsi une accordabilité théorique sur plusieurs dizaines de nanomètres. Enfin la Rh6G est également très stable dans le temps puisque nous avons utilisé des couches âgées de 3 ans sans noter de dégradation de ses propriétés.

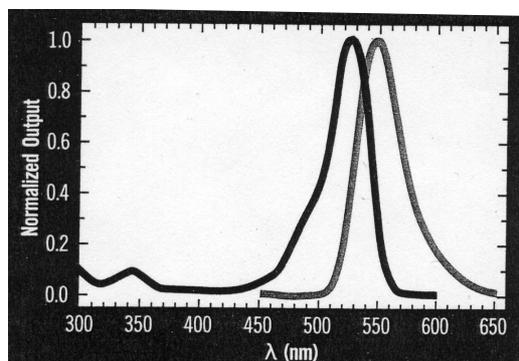


Figure 2.13 : Spectre d'absorption en noir et d'émission en gris de la Rhodamine 6G
[Extrait du catalogue Kodak Laser dyes].

Tous les colorants de type Rhodamine présentent également des caractéristiques communes. Ils sont relativement photostables : ils peuvent effectuer 10^7 cycles d'excitation-déexcitation radiative en moyenne, ce qui correspond à une petite douzaine de jours à une fréquence de 10 Hz, lorsqu'ils sont insérés dans des matrices sol-gels sous forme massive [II.4].

La température de thermodégradation de ces colorants est relativement faible, autour de 110°C . De plus le premier colorant laser inséré dans une matrice solide fut la Rhodamine 6G [II.5] et beaucoup d'équipes de recherche s'intéressent à cette molécule et l'utilisent comme colorant de référence [II.6, II.7, II.8, II.9].

II.4.b. Une matrice polymère organique : le polyméthylmethacrylate

Le polyméthylmethacrylate (PMMA) possède la structure qui est présentée sur la figure 2.14. Il a été choisi comme matrice hôte pour le colorant principalement pour deux raisons. Tout d'abord la configuration PMMA+Rh6G est historiquement la première configuration qui a permis la réalisation d'un laser DFB [II.4]. Elle a donc été grandement étudiée et peut servir de référence pour l'étude de phénomènes moins connus. De plus les expériences menées au laboratoire POMA sur la thématique des lasers DFB avant mon arrivée utilisaient cette configuration polymère-colorant. Mais le PMMA a aussi été choisi pour ces caractéristiques propres. Comme tous les polymères organiques il possède une température de transition vitreuse, notée T_g . Au-dessus de cette température, on assiste à une mobilité accrue des chaînes polymères. La T_g du PMMA que nous avons utilisé est d'un peu plus de 100°C ce qui est suffisamment élevée pour former une matrice solide à température ambiante. La figure

2.15 illustre de façon schématique un système de type hôte-invité constitué à partir d'un polymère organique dopé. Le PMMA présente aussi l'intérêt d'être transparent dans le visible et donc de ne pas risquer de réabsorber l'émission de notre colorant.

Les couches réalisées avec la Rh6G comme colorant et le PMMA comme matrice hôte sont celles que nous avons le plus utilisées dans nos études du fait de leur comportement très connus dans la configuration DFB. Dans notre cas la concentration en Rh6G dans la solution est d'environ 4.10^{-3} mol/L et celle de polymère est de 150 g/L. Le solvant utilisé est le 1,1,2 trichloroethane.

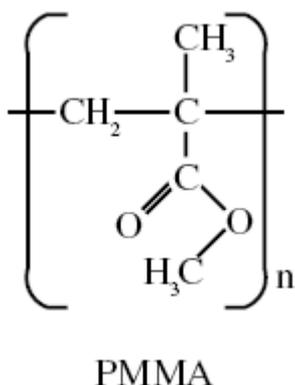


Figure 2.14 : Structure chimique du PMMA.

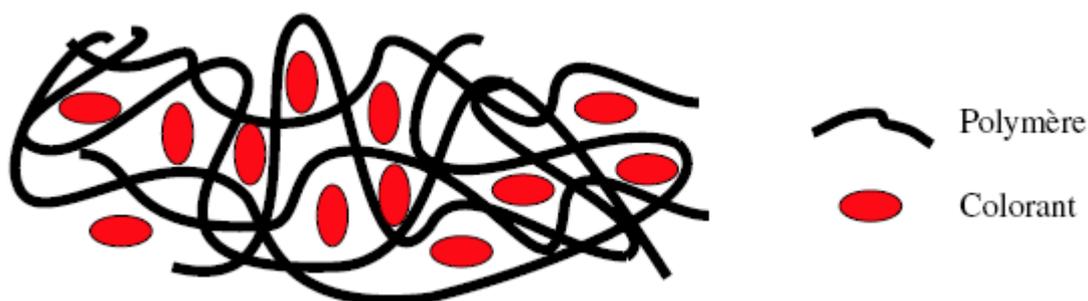


Figure 2.15 : Polymère organique à chaînes linéaires dopé par un colorant organique par système hôte-invité.

II.4.c. Une matrice hybride :

Nous avons aussi étudié des films dans lequel la matrice hôte du colorant n'était pas purement organique mais un hybride organique-inorganique. L'hybride que nous avons utilisé est réalisé à partir de deux précurseurs : un hybride (Ureasil 600), dont la structure chimique est présentée sur la figure 2.16, que nous appellerons U600 et un composé de zirconium : le tetrapropoxyde de zirconium.

Le choix du couple U600/zirconium pour réaliser la matrice hôte de type hybride a été fait pour plusieurs raisons. Tout d'abord une matrice à base d'un hybride contenant de la silice présente des caractéristiques de résistance mécanique, de stabilité thermique, de transparence et d'indice de réfraction supérieure à ce que l'on peut attendre d'un polymère organique pur comme cela a été dit dans le premier chapitre. Ensuite l'intérêt d'y adjoindre un composé inorganique comme le zirconium est de pouvoir contrôler l'indice de réfraction de la matrice finale ce qui est particulièrement important pour la réalisation de guides d'onde. Le zirconium a été préféré à d'autres éléments comme le titane par exemple pour ses propriétés de transparence et surtout parce qu'il ne cause pas de dégradation catalytique sur les éventuels composés organiques que l'on peut insérer dans la matrice.

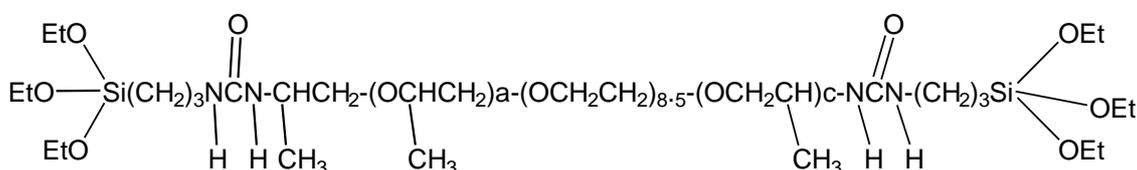


Figure 2.16 : Structure chimique de l'hybride Ureasil 600.

La matrice est synthétisée par le procédé sol-gel (solution-gélification). Ce procédé permet de réaliser à une température modérée (<100°C) des matériaux homogènes et de grande pureté. De plus il est possible de mettre le composé final sous diverses formes selon les besoins (monolithes, poudres, films...).

La structure chimique de l'hybride final n'est pas présentée car elle reste encore à déterminer et des travaux sont menés au Brésil sur ce thème.

Rapport molaire Zr : Si	Indice effectif à $\lambda=543,5$ nm	Indice effectif à $\lambda=632,8$ nm	Indice effectif à $\lambda=1550$ nm
15 : 85	1,500	1,496	
40 : 60	1,515	1,509	1,496
50 : 50	1,525	1,521	
60 : 40	1,535	1,529	1,513
75 : 25	1,552	1,545	
85 : 15	1,557	1,552	1,518

Tableau 2.1 : Indice effectif des couches hybrides en fonction du rapport molaire Zr : Si.

Les couches réalisées à partir de l'hybride ont été analysées à l'aide d'un coupleur à prisme (modèle 2010 de chez Metricon). Cet appareil utilise la technique de spectroscopie m-line, technique qui permet de déterminer l'indice de réfraction et l'épaisseur d'un film ainsi que la position des modes de propagation guidés en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau

laser. Nous avons pu ainsi déterminer pour diverses compositions non dopées l'indice effectif à certaines longueurs d'onde. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2.1. L'indice effectif pour une longueur d'onde de propagation de 1550 nm n'a pas pu être déterminé pour certaines couches qui ne présentaient pas suffisamment de modes de propagation. Ces paramètres nous ont permis de choisir les compositions de nos dépôts de façon à obtenir des guides d'onde avec un substrat de verre.

II.4.d. La méthode de dépôt

La technique de dépôt de couches minces de matériaux dopés que nous avons employée se décompose en plusieurs étapes essentielles. Tout d'abord, les substrats sur lesquels la solution est déposée doivent être nettoyés avec soin pour qu'il ne reste plus d'impuretés qui gêneraient l'étalement homogène du matériau sur le substrat et induiraient des pertes par diffusion. Après l'étape de nettoyage, il faut passer au dépôt lui-même. Finalement, les couches minces sont séchées obtenues pour solidifier le matériau. Le substrat que nous avons utilisé est du verre d'indice $n = 1,521$ à $543,5$ nm. Les plaques sont obtenues à partir de lames de microscope d'environ 1 mm d'épaisseur.

Le nettoyage du substrat est réalisé par des bains successifs sous des impulsions d'ultrasons. L'objectif de cette méthode de nettoyage est d'enlever systématiquement tous les types d'impuretés de la surface du substrat : les graisses, les poussières organiques et inorganiques, et les résidus de solvants. Les ultrasons servent à créer des micro-bulles d'air qui vont pousser les solutions de nettoyage jusqu'au fond des aspérités de la surface du substrat. Les bains successifs sont réalisés comme suit : tout d'abord un bain d'un produit détergent visant à dissoudre les impuretés puis plusieurs bains d'eau distillée pour évacuer le détergent et les impuretés avant de conclure par un bain d'acétone afin de faciliter le séchage. Enfin les substrats sont rincés avec de l'eau distillée avant d'être séchés dans une étuve afin d'évaporer les molécules d'eau qui pourraient rester.

Pour réaliser les dépôts la méthode employée a été celle du dépôt à la tournette ou spin-coating. Cette méthode de dépôt, par centrifugation, est basée sur l'étalement de la solution déposée sur le substrat grâce à la rotation de celui-ci. Elle peut se décomposer en trois grandes phases visibles sur la figure 2.17. Tout d'abord le matériau en solution est déposé sur un substrat fixé sur une platine de rotation. Le substrat est retenu par aspiration. Pour cette étape il est préférable de recouvrir entièrement le substrat de solution afin d'éviter qu'une partie de celui-ci ne soit pas recouvert à la fin du procédé. La rotation de la platine doit être lancée tout

de suite après le dépôt pour que la solution n'ait pas le temps de sécher en partie et de créer des inhomogénéités.

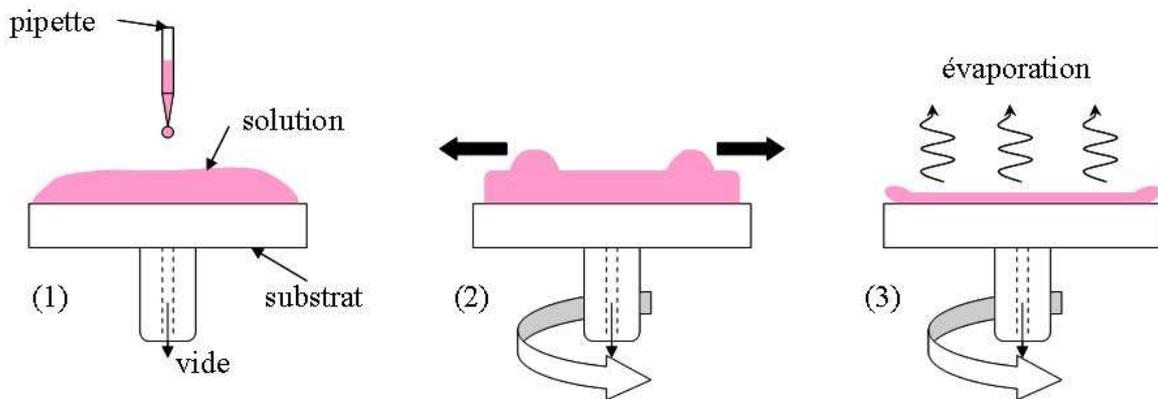


Figure 2.17 : Les différentes phases du spin-coating : (1) dépôt de la solution sur le substrat. (2) accélération du substrat et expulsion du fluide. (3) stabilisation de l'épaisseur et évaporation du solvant.

La phase de rotation se découpe en deux parties. La première consiste en l'accélération du substrat jusqu'à atteindre la vitesse de rotation désirée. Cette étape permet à la solution de se répartir uniformément sur la surface du substrat grâce à la force centrifuge et la plus grande partie du surplus de matière est expulsée.

La deuxième est la rotation uniforme pendant un temps donné. C'est durant cette étape que l'épaisseur de la couche va se stabiliser à une valeur dépendante de la densité et de la viscosité de la solution ainsi que de la vitesse et de la durée de rotation. Dans le même temps le solvant va s'évaporer.

Il est à noter que plus la solution à étaler est visqueuse plus l'accélération doit être lente afin que la goutte puisse s'étaler sur tout le substrat. De même on remarque que l'épaisseur n'est pas homogène sur toute la surface du substrat, mais qu'aux bords, il y a formation de bourrelets. En effet, lors de la rotation du substrat, la solution est soumise à une force centrifuge et s'étale alors de manière uniforme sur la surface du substrat, mais l'excès de solution s'accumule sur les bords du substrat dont la géométrie à angle droit ne permet pas la fuite. De plus, la vitesse d'un point du substrat est de plus en plus élevée plus on s'éloigne de l'axe de rotation. Le solvant s'évapore alors plus vite sur les bords du substrat qu'au centre, ce qui amplifie la formation du bourrelet.

Après dépôt les échantillons sont placés dans une étuve afin que le solvant finisse de s'évaporer.

Afin de réaliser des dépôts d'une épaisseur précise et reproductible il est nécessaire de réaliser des essais. En effet par la méthode de spin-coating le paramètre principal pour l'épaisseur des couches est la viscosité de la solution à déposer, ce qui est assez difficile à évaluer. Pour la configuration PMMA/Rh6G toutes les couches ont été réalisées avec une épaisseur d'environ 2 μm . Cette épaisseur a été choisie car des travaux précédents [II.10] ont montré qu'elle permet d'obtenir l'émission laser. Les paramètres optimaux pour la réalisation de telles couches à partir des concentrations utilisées sont présentés sur la figure 2.18.

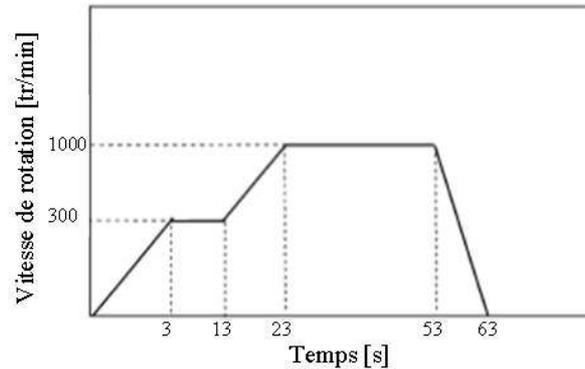


Figure 2.18 : Paramètres de dépôt à la tournette.

En ce qui concerne les couches hybrides les paramètres choisis pour le dépôts sont les mêmes. Nous avons juste réalisé un nombre de dépôts différents selon l'épaisseur voulue et contrôlé chaque couche grâce à un profilomètre Dektak 6M de résolution en épaisseur égale 10 nm. En effet dans le cas d'une solution réalisée grâce au procédé sol-gel la viscosité dépend beaucoup du temps entre le mélange des réactifs et le dépôt et il est donc plus facile de contrôler l'épaisseur après coup.

III. Etude de l'accordabilité laser en fonction de l'ordre du réseau photoinscrit

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence de l'ordre m du réseau de Bragg photoinscrit sur l'émission laser DFB. On peut écrire la formule II.9 sous la forme :

$$\sin \theta = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_{\text{pompe}}}{m \lambda_{\text{émis}}} \quad (\text{II.11})$$

Si le rapport des longueurs d'onde $\lambda_{\text{émis}}/\lambda_{\text{pompe}}$ est inférieur à l'indice effectif de réfraction alors m ne peut pas être égal à 1. L'indice effectif moyen de la Rh6G dans du PMMA étant de 1,45, le rapport des longueurs d'onde lui est donc toujours inférieur puisque la longueur d'onde de la pompe est inférieure aux longueurs d'onde de la bande de fluorescence de notre

colorant. De ce fait, seul un réseau d'ordre au moins égal à 2 est possible et nous ne présenterons donc pas d'émission laser DFB induite par un réseau de Bragg d'ordre 1. Il en est de même pour les couches hybride/Rh6G.

D'ailleurs la plupart des résultats publiés sur les lasers DFB dynamiques ont été obtenus avec $m = 2$. Il est difficile d'obtenir un laser à partir du premier ordre de Bragg car la longueur d'onde de pompe doit avoir une longueur d'onde nettement plus faible que la longueur d'onde émise (il faut $n_{\text{eff}} \times \lambda_p < \lambda_{\text{émis}}$). Ceci peut être obtenu en utilisant la technique d'absorption à deux photons qui se traduit par l'absorption simultanée de deux photons via un niveau d'énergie virtuel. Si la somme des énergies des photons est proche d'une énergie de transition permettant l'excitation d'un niveau supérieur dans la bande d'absorption le système se comporte comme s'il avait reçu un seul photon doté d'une énergie équivalente à cette somme. Des lasers de type DFB ont d'ailleurs déjà été réalisés par cette méthode [II.11]. Pour les ordres de Bragg supérieur la difficulté est l'augmentation du seuil d'émission laser qui se produit en même temps que l'augmentation de l'ordre d'après la théorie développée par Kogelnik et Shank [II.12]. Or en augmentant l'intensité de pompage on risque de créer un réseau permanent dans le matériau et donc de ne plus être dans le régime de laser DFB dynamique. De plus il est également possible que le seuil de l'émission laser se trouve au dessus du seuil de destruction de la couche. Ces deux difficultés font du deuxième ordre de Bragg le cas le plus facile pour l'étude du laser DFB dynamique.

III.1. Réseaux photoinscrits d'ordre 2

Nous allons présenter l'émission laser DFB et l'accordabilité induite par un réseau d'ordre 2 dans une couche de PMMA/Rh6G, puis d'hybride/Rh6G. Cette étude sert de base pour connaître le comportement DFB de nos différentes compositions avant de pouvoir s'intéresser à des émissions lasers dues à de multiples pompes.

III.1.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G

Sur la figure 2.19 est représenté le résultat d'une acquisition pour un réseau de Bragg d'ordre 2. L'évolution de la longueur d'onde émise en fonction de l'angle présente un aspect quasi linéaire du fait de la faible variation angulaire comme cela était prévu d'après la figure 2.11. La longueur d'onde de l'émission laser se déplace entre 555 et 562 nm soit une accordabilité d'une dizaine de nanomètres. Cette accordabilité est faible si on la compare à la vingtaine de nanomètres qui peut être observée précédemment au laboratoire et la longueur d'onde émise

est basse au vu de précédentes études sur la même composition [II.13]. Ceci est attribué à l'épaisseur des films étudiés. Si l'épaisseur est plus faible, le nombre de molécules de colorant est inférieur, donc le gain de l'échantillon est plus petit. Les pics sur les bords de la bande d'accordabilité sont les premiers à disparaître vu que ce sont ceux dont l'intensité est la plus faible. Les pics les plus efficaces sont ceux qui se trouvent proches de la bande de fluorescence comme on peut le voir sur la figure 2.20.

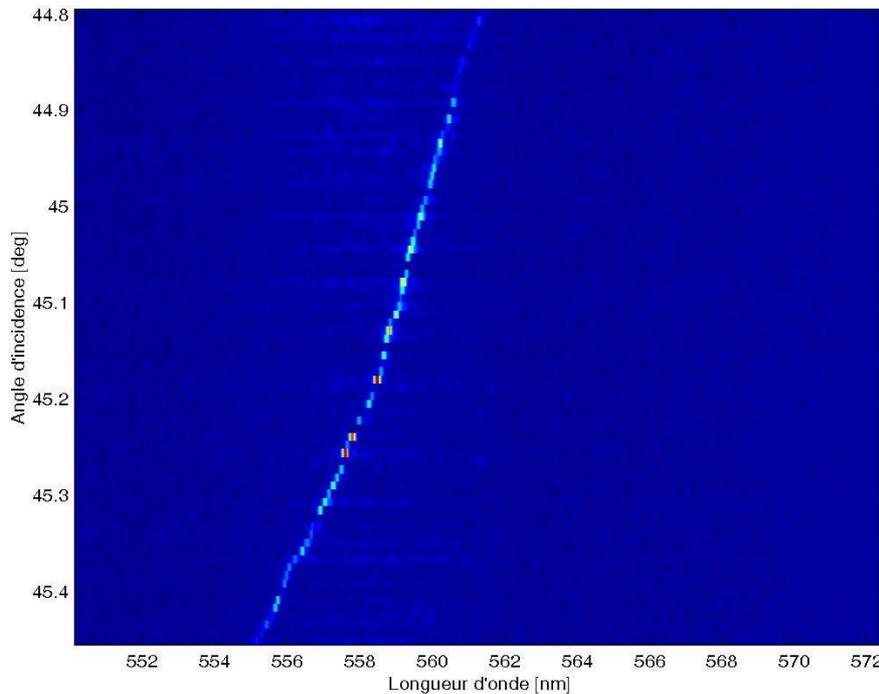


Figure 2.19 : Evolution de la longueur d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur le polymère.

L'autre paramètre qui joue sur la gamme d'accordabilité est l'intensité du pompage. Son augmentation induit un accroissement de l'intensité de fluorescence sur toute la bande, ce qui permet d'obtenir un gain suffisant pour l'existence d'une émission laser sur une plus grande gamme de longueur d'onde. Toutes nos mesures étant réalisées à faible intensité de pompage pour éviter la destruction des matériaux la bande d'accordabilité est nécessairement peu étendue. Cette figure montre bien que la fluorescence est beaucoup moins intense et même disparaît lorsque l'effet laser la traverse, toute l'émission spontanée devenant de l'émission stimulée. On y voit également l'atténuation de l'émission laser loin de la fluorescence due au manque de gain ainsi que l'augmentation de la bande d'accordabilité, ici une vingtaine de nanomètre, due au pompage plus intense.

La mesure de l'accordabilité laser permet également de déterminer l'indice effectif de la couche dopée pour les longueurs d'onde d'émission. La méthode m-lines n'est pas applicable

ici à cause du manque de source laser aux longueurs d'onde d'émission et surtout du fait que la configuration substrat/couche utilisée ne présente pas des propriétés de guide d'onde. L'indice effectif est en effet d'environ 1,49 pour les longueurs d'onde d'émission laser et le verre présente un indice de 1,52.

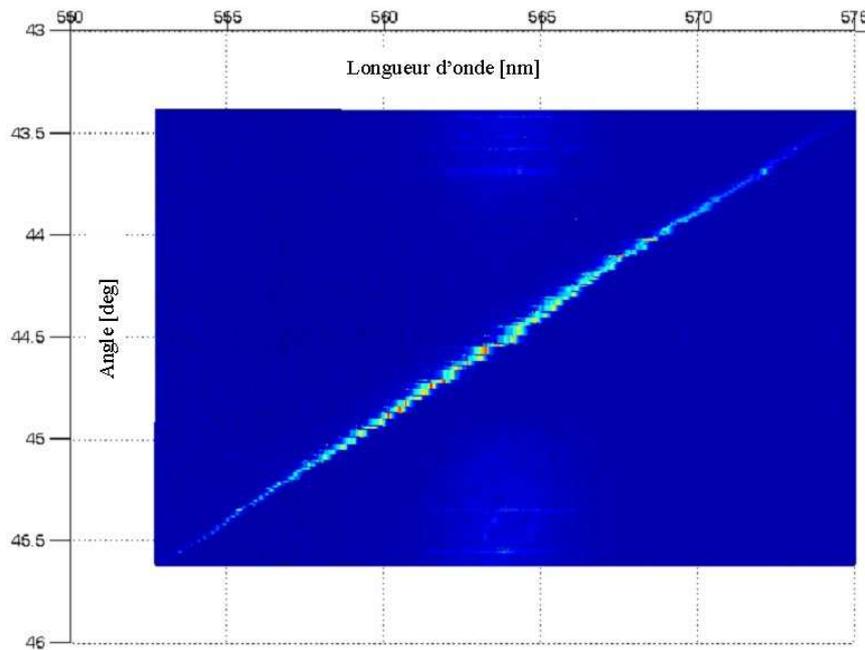


Figure 2.20 : Balayage angulaire.

III.1.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G

Nous avons étudié deux couches hybrides+Rh6G différentes :

La première, réalisée avec le rapport molaire Zr : Si de 50 : 50 (50% de Zr et 50% de Si), présente un indice de réfraction suffisamment élevé pour que la couche soit un guide d'onde après dépôt sur du verre. La seconde, de rapport Zr : Si (40 : 60), a un indice inférieur à celui du substrat.

Le spectre de la couche non guidante est présenté sur la figure 2.21. Le comportement est identique à celui observé sur la couche PMMA+Rh6G si ce n'est un décalage de la longueur d'onde d'émission vers le rouge qui correspond au décalage du maximum d'émission de la fluorescence lors du changement de matrice. Ce décalage spectral est d'ailleurs confirmé par les spectres d'émission des deux compositions obtenus par une excitation directe à 532 nm (Figure 2.22). Le maximum d'émission est observé vers 564 nm pour la couche utilisant le PMMA comme hôte et vers 588 nm pour la couche hybride. La bande d'accordabilité couvre environ quinze nanomètres pour des pompages faibles et est donc voisine de celle d'une couche PMMA +Rh6G dans les mêmes conditions. L'équipe de Dennis Lo a réalisé plusieurs

études sur l'utilisation d'hybrides en tant que matrices hôtes pour réaliser des lasers DFB. Leurs compositions étaient à base de silice et de titane [II.14], ou de silice et de zirconium [II.15]. Leurs résultats montrent une accordabilité d'environ vingt nanomètres pour une intensité de pompage plus grande ce qui est en bon accord avec les résultats présentés ici.

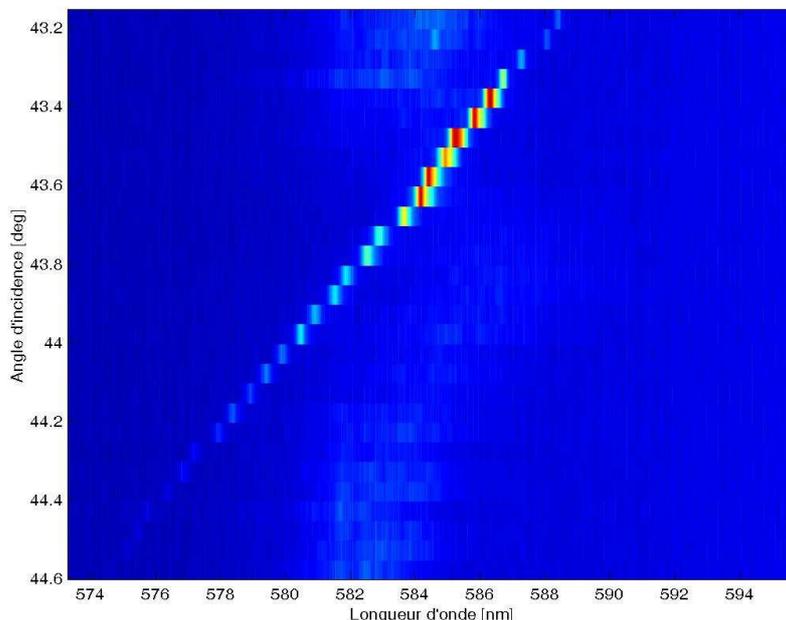


Figure 2.21 : Evolution de la longueur d'émission du laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride dans le cas d'une couche non guidante.

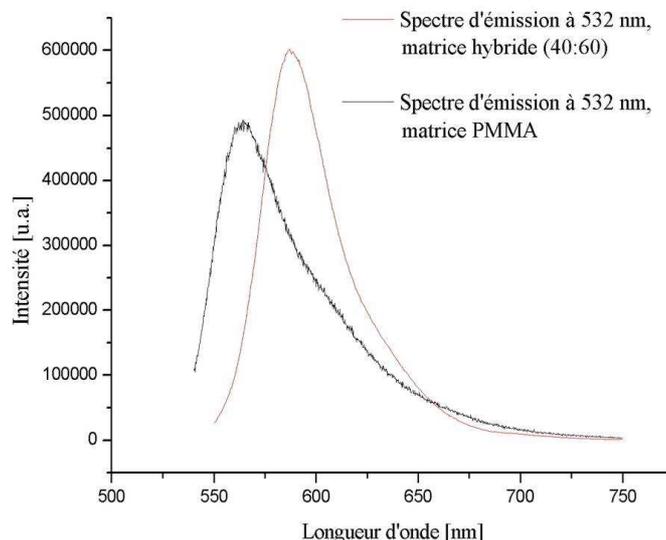


Figure 2.22 : Spectre d'émission pour une excitation à 532 nm d'une couche PMMA + Rh6G (a) et d'une couche hybride (40 :60) + Rh6G (b).

Nous présenterons sur la figure 2.23 le spectre d'émission DFB d'une couche guidante. Le comportement est encore une fois similaire et l'on retrouve un décalage de longueur d'onde vers le rouge. Ce décalage n'est pas entièrement dû à un changement de matrice puisque des

travaux ont déjà montré que pour un même couple matrice/colorant la longueur d'onde de l'émission laser pour un système guidant et non guidant n'est pas la même [II.16 – p117].

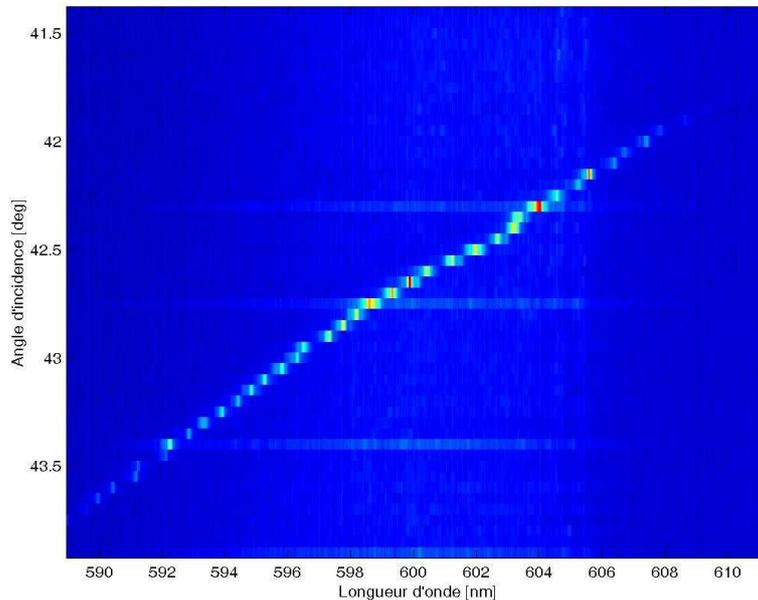


Figure 2.23 : Evolution de la longueur d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride dans le cas d'un guide d'onde.

L'accordabilité est ici d'environ vingt nanomètres. L'indice de réfraction effectif de la couche hybride dopée autour de 600 nm est estimé à 1,515 pour la couche non guidante et 1,530 pour la couche guidante. Ces indices ont été déterminés à partir de la formule 2.9. Ils sont issus de la valeur moyenne de l'indice de réfraction effectif sur l'ensemble des longueurs d'onde laser des spectres expérimentaux (Figure 2.21 et 2.23). La différence d'indice mesurée entre les deux échantillons (guidant et non guidant) provient de la composition utilisée lors du dopage comme en témoigne le tableau 2.1.

III.2. Réseaux photoinscrits d'ordres supérieurs à 2

Historiquement, les pionniers des lasers DFB (Kogelnik et Shank [II.17]) ont obtenu l'oscillation à l'ordre 2 et 3. Plus récemment des oscillations à des ordres plus élevés ont été observées [II.17] même si peu de résultats pour des ordres supérieurs à 4 sont disponibles sans doute pour les raisons citées au début de cette partie. Lors de notre étude nous avons pu observer un effet laser pour des réseaux photoinscrits jusqu'à l'ordre 8 dans le cas d'une couche mince à base de PMMA/Rh6G et jusqu'à l'ordre 4 avec la couche mince à base d'hybride.

III.2.a. Etude sur des couches PMMA/Rh6G

Pour la configuration PMMA/Rh6G sous forme de couches minces l'émission laser doit se situer entre 550 et 650 nm. Il est donc nécessaire de diminuer l'angle entre le faisceau pompe et le miroir de l'interféromètre pour obtenir un réseau photoinscrit d'ordre supérieur à 2 dont la longueur d'onde de Bragg se situe dans cette gamme. La figure 2.24 représente l'évolution de l'émission laser DFB pour des réseaux d'ordre 3 à 8.

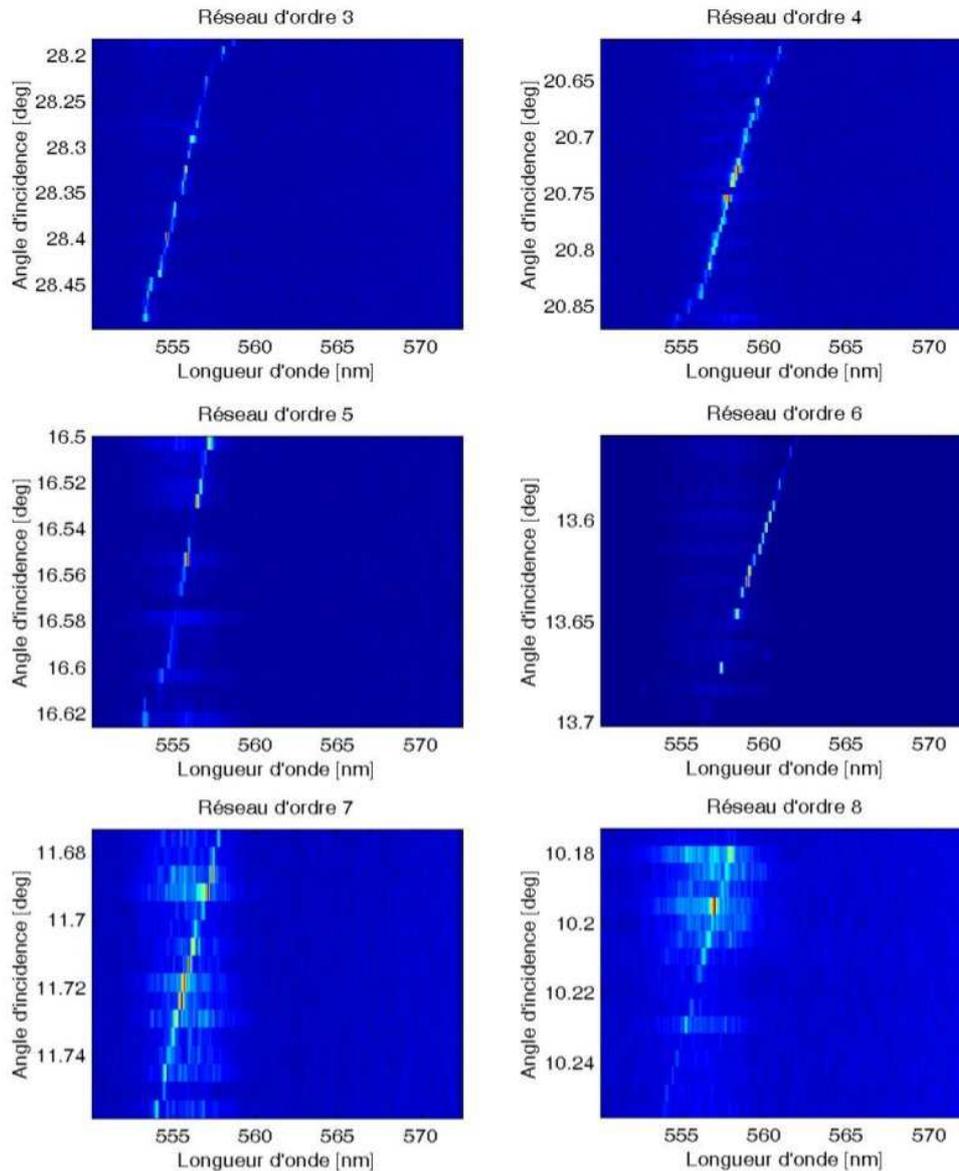


Figure 2.24 : Evolution de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 3 à 8 en fonction de l'angle d'incidence sur le polymère.

L'aspect linéaire de l'évolution de la longueur d'onde est présent sur chacun des spectres. Par contre plus l'ordre du réseau est grand plus la variation de la longueur d'onde d'émission est

importante pour une évolution angulaire donnée. Cette évolution cadre parfaitement avec l'évolution théorique de la longueur d'onde en fonction du pas du réseau photoinscrit (Eq. I.3) ou de l'angle d'incidence sur l'interféromètre (Eq. II.9) comme le montre son tracé pour la configuration PMMA/Rh6G d'indice effectif 1.485 (Fig. 2.25).

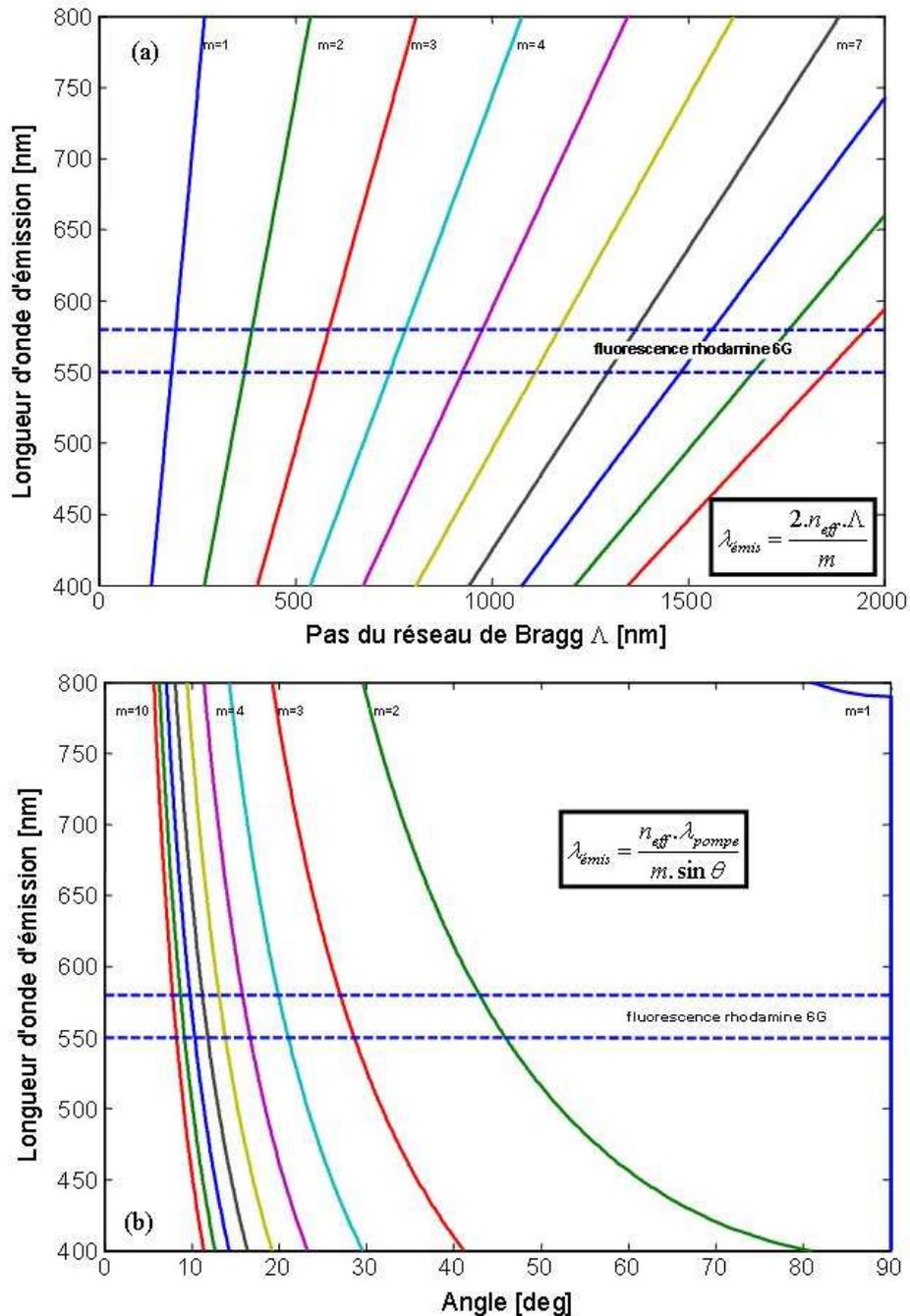


Figure 2.25 : Evolution théorique de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 2 à 10 en fonction du pas du réseau photoinscrit (a) et de l'angle d'incidence sur l'interféromètre (b).

Ces courbes permettent également de mettre en évidence le non recouvrement de spectres dus à des réseaux d'ordres différents inférieurs à 10. L'indice effectif calculé à partir de ces 6

acquisitions est toujours d'environ 1,49 quel que soit l'ordre du réseau photoinscrit ce qui tend à prouver que notre estimation de l'indice est assez fiable et qu'il est tout à fait envisageable de n'utiliser que ce procédé pour déterminer l'indice de nos couches dopées aux longueurs d'onde d'émission. Les seuils d'apparition de l'effet laser DFB sont présentés dans le tableau 2.2. Ces valeurs sont fortement dépendantes des conditions expérimentales à cause du guidage par le gain. Les pertes sont suffisamment importantes lors de la propagation pour que la distance entre la fibre collectrice de lumière et le lieu de l'effet laser joue un rôle non négligeable dans la valeur mesurée.

Ordre du réseau photoinscrit	2	3	4	5	6	7	8
Seuil d'émission laser (en mJ/cm ²)	1,5	2,4	2,9	3,2	3,5	4,9	6,7

Tableau 2.2 : Seuil d'émission laser selon l'ordre du réseau photoinscrit.

Dans les mêmes conditions il peut y avoir création d'un réseau permanent d'ordre 2 à partir d'une intensité de l'environ 5 mJ/cm². La réalisation d'une émission induite par un réseau d'ordre élevé provoque donc l'inscription permanente de réseaux d'ordres inférieurs.

III.2.b. Etude sur des couches hybride/Rh6G

L'étude a été faite sur les mêmes compositions guidante et non guidante que pour le cas du réseau photoinscrit d'ordre 2. L'effet laser n'a pu être observé que jusqu'à l'ordre 3 pour la couche non guidante et 4 pour le guide d'onde et ce malgré l'augmentation de l'intensité de pompage jusqu'au seuil de destruction de la couche ou d'apparition d'un réseau permanent.

L'évolution globale des spectres (Fig. 2.26) lors de l'augmentation de l'ordre du réseau photoinscrit est semblable à celle observée pour des échantillons utilisant le PMMA comme matrice hôte. L'évolution plus rapide de la longueur d'onde en fonction de l'angle lorsque l'ordre du réseau photoinscrit augmente reste vérifiée et l'augmentation de l'ordre ne provoque pas de variation notable de la bande d'accordabilité. Pour les deux configurations le seuil de l'émission laser est très faible pour des réseaux photoinscrits d'ordre 2 (moins de 1 mJ/cm²) et est voisin de celui pour la configuration PMMA/Rh6G. D'après les valeurs des différents seuils (Tableau 2.3) il apparaît que le seuil d'apparition de l'émission laser augmente de façon plus importante lors du passage à un réseau d'ordre supérieur pour une couche guidante que pour une couche non guidante. Une explication possible est que pour l'étude des couches non guidantes le lieu de pompage est situé en bordure des échantillons

afin de pouvoir en approcher la fibre collectrice au plus près. De cette façon les pertes dues à la propagation de type guidage par le gain sont réduites au maximum. De plus l'intensité seuil mesurée à l'apparition de l'émission laser sur la caméra CCD est au plus près de la valeur réelle. Toutefois lorsque le système couche mince/substrat présente les caractéristiques d'un guide d'onde les pertes dues à la propagation dans la couche devraient être suffisamment faibles pour ne pas provoquer de si grandes variations de l'intensité seuil. Une mesure de cette intensité seuil au plus près de la zone de pompage pour une couche guidante a d'ailleurs confirmé que l'augmentation est due à un autre phénomène.

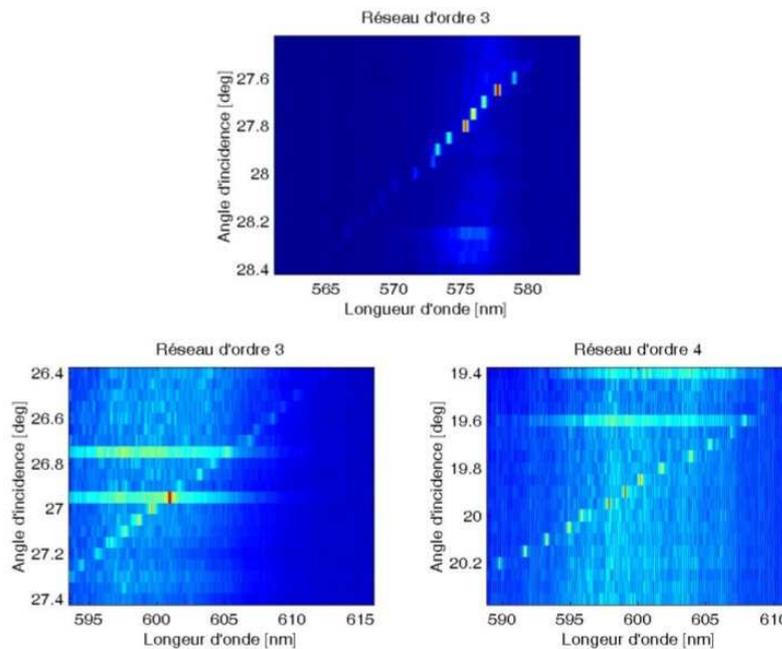


Figure 2.26 : Evolution de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 3 et 4 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride : en haut couche non guidante, en bas couche guidante.

Ordre du réseau photoinscrit	2	3	4
Seuil d'émission laser pour la couche non guidante (en mJ/cm^2)	<1	4	
Seuil d'émission laser pour la couche guidante (en mJ/cm^2)	<1	8	25

Tableau 2.3 : Seuil d'émission laser selon l'ordre du réseau photoinscrit.

Une autre explication possible est la présence de bourrelets aux bords de l'échantillon, dus à la méthode de dépôt, et qui faussent l'interface de sortie. Les pertes occasionnées à la sortie de la couche sont ainsi plus importantes pour une couche guidante que pour une couche non guidante où le laser se propage également dans le substrat. La fibre optique étant placée de façon à obtenir le maximum d'intensité pour le pic laser, une partie du signal collecté provient du substrat et n'est pas affecté par la mauvaise interface de sortie. Il est également possible

que le gain de la Rhodamine 6G soit plus important dans une matrice de PMMA que dans une matrice hybride.

III.3. Validité des résultats

La figure 2.27 représente l'angle d'incidence sur l'interféromètre en fonction de la longueur d'onde d'émission du laser DFB pour les différentes compositions présentées dans ce chapitre. Pour chacune d'elle sont représentés à la fois les valeurs théoriques et celles issues des spectres obtenus expérimentalement. L'écart faible entre les courbes théoriques et nos valeurs expérimentales quelle que soit la matrice utilisée confirme la fiabilité de notre dispositif. Mais s'il est facile de prévoir la longueur d'onde d'émission d'un laser DFB en couche mince de façon théorique en ne considérant que l'indice de la couche et le pas du réseau photoinscrit, d'autres paramètres contribuent à l'obtention d'un tel laser et ne sont pas pris en compte dans la formule II.11. Le principal de ces paramètres est la bande de fluorescence du colorant laser utilisé qui doit présenter un gain suffisant à la longueur d'onde d'émission comme expliqué dans le chapitre 1. De ce constat découle le fait que le seuil de l'émission laser varie, pour un même matériau, en fonction de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau de Bragg, donc choisie par l'expérimentateur. Il faut aussi tenir compte de l'ordre du réseau photoinscrit puisque le gain requis pour obtenir une émission laser augmente en même temps que celui-ci.

Les différents points expérimentaux présentés sur la figure 2.27 montrent clairement que la gamme de longueurs d'onde couverte par l'émission laser n'est pas identique pour les différentes séries de mesures. Celles-ci ayant été prises sur le même échantillon à chaque fois pour éviter une inhomogénéité du matériau, cette variation ne peut provenir que de la fluctuation du seuil d'émission laser.

IV. Influence de l'épaisseur et émission multimode : étude de l'hybride

Au sein d'un guide d'onde il ne peut exister qu'un certain nombre de modes de propagation dépendant de la structure du guide et la longueur d'onde se propageant doit être inférieure à l'épaisseur de la couche guidante. Ces modes sont dits transverses puisqu'ils sont définis à partir des conditions de réflexion totale de l'onde sur les interfaces séparant les différentes couches et ce dans les directions transverses à la propagation.

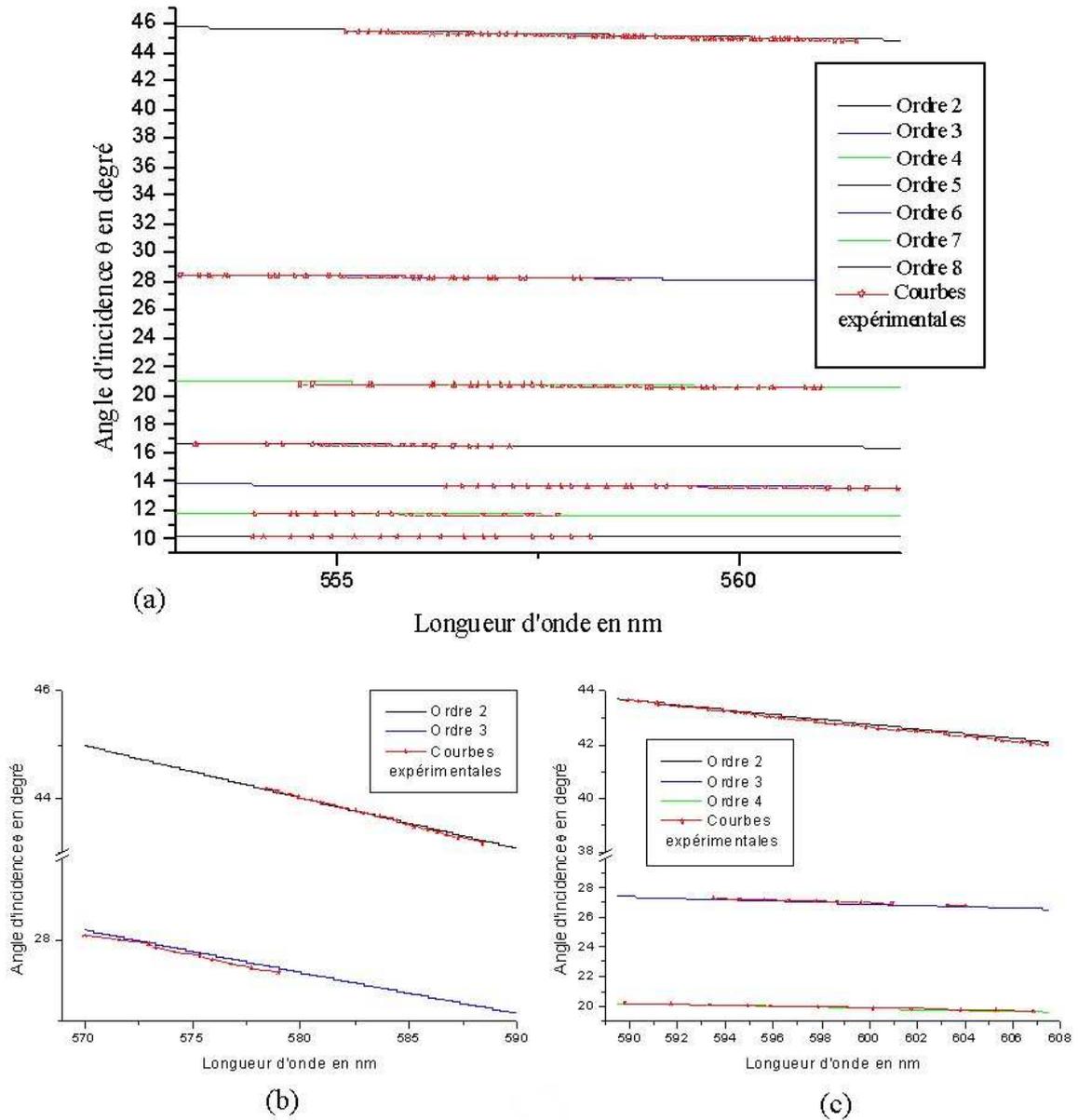


Figure 2.27 : Angle d'incidence sur l'interféromètre en fonction de la longueur d'onde d'émission. Courbes théoriques et expérimentales. (a) : couche matrice PMMA, (b) : couches matrice hybride condition non guidante, (c) : couches matrice hybride condition guidante

Le nombre de modes pouvant exister est directement lié à l'épaisseur de la couche dans laquelle se propage la lumière. Dans la précédente partie nous avons déjà étudié un laser DFB dans une couche mince présentant les caractéristiques d'un guide d'onde mais l'épaisseur était suffisamment faible pour que seul un mode de propagation existe. Maintenant nous allons étudier l'influence de l'épaisseur sur le nombre de modes pour des compositions hybride/Rh6G. Les calculs théoriques permettant la caractérisation de ces modes en fonction des paramètres de la couche sont présentés dans l'annexe A.

IV.1. Mesures expérimentales

Deux compositions ont été étudiées, l'une est celle de rapport 50 : 50 qui a été utilisée comme couche présentant les caractéristiques d'un guide d'onde dans la partie précédente. L'autre est de rapport 75 : 25 entre le zirconium et la silice de façon à obtenir un indice de réfraction plus élevé pour la couche guidante et donc davantage de modes de propagation pour une même configuration.

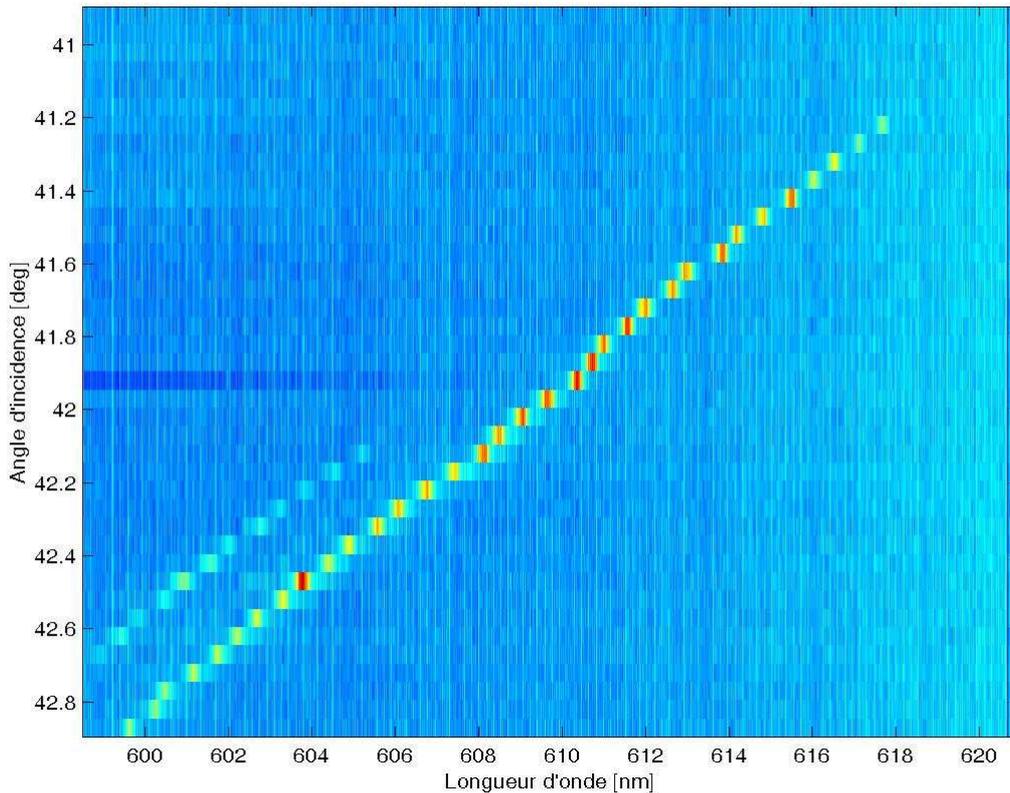


Figure 2.28 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 dans un guide d'onde de composition 50 : 50. Le mode TE₀ présente une longueur d'onde d'émission plus élevée.

La polarisation de l'émission d'un laser DFB (TE ou TM) dépend de la polarisation des faisceaux créant les interférences [II.19]. Dans le cas où les deux faisceaux interférant ont une polarisation de type TE, c'est-à-dire perpendiculaire au plan d'incidence, l'émission DFB est uniquement du type TE. C'est le cas dans notre montage où le polariseur de Glan définit la polarisation du laser excitateur. Les seuls modes visibles sur les spectres présentés ici sont donc des modes TE.

Là où nous n'avons obtenu qu'un seul mode guidé pour une couche d'épaisseur 2 μm il en apparaît deux pour une épaisseur de 2,9 μm comme présenté sur la figure 2.28. Il est nettement visible que l'intensité de l'émission laser TE₁ est plus faible que celle du mode

TE0 (mode présentant les longueurs d'onde les plus élevées). Classiquement les équations de dispersion permettent de déterminer les différents modes de propagation sur lesquels une onde incidente va se décomposer. Dans le cas d'un laser DFB l'onde est directement induite dans le guide et ne peut donc exister que si elle vérifie l'équation de dispersion. Or dans ce cas la répartition de l'énergie entre les modes n'est pas uniforme et le mode fondamental est celui qui possède la plus grande énergie. Il se produit ici le même phénomène qui favorise le mode fondamental. D'ailleurs lorsque le mode TE1 disparaît, l'intensité du mode TE0 augmente, l'énergie n'étant plus répartie entre plusieurs modes.

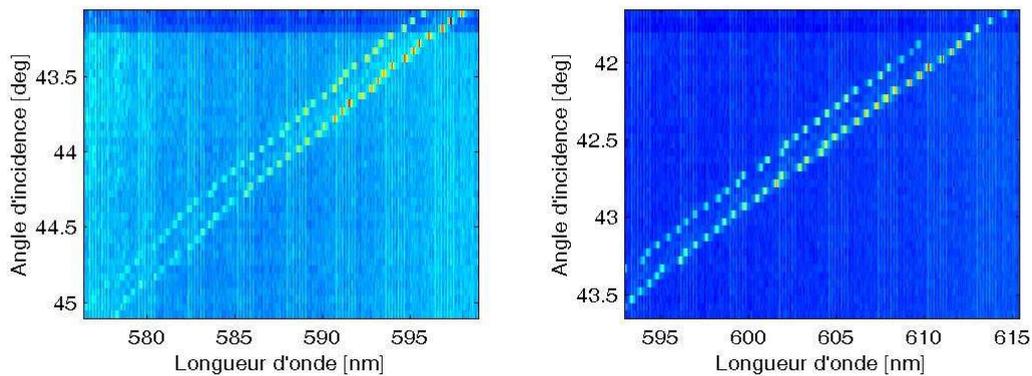


Figure 2.29 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 dans un guide d'onde de composition 75 : 25.

L'extinction du mode TE1 pourrait aussi être due aux discontinuités existantes dans les équations de dispersion d'un guide plan mais aucune ne se situe à cette longueur d'onde pour le guide étudié. Il s'agit ici de l'effet de la courbe de gain du colorant et du seuil de l'émission laser. Lorsque l'intensité pompe ou le gain du colorant n'est plus assez importante pour atteindre le seuil de l'émission laser il y a extinction. F. Sobel a d'ailleurs montré qu'il était possible d'obtenir un seuil plus important pour le mode fondamental en jouant sur la position de la longueur d'onde de l'émission laser dans la bande de gain du colorant [II.11]. Pour notre étude nous nous sommes limités à des longueurs d'onde proches du maximum de l'émission spontanée amplifiée. Le mode fondamental était toujours le premier à apparaître et le plus intense, les propriétés de guide d'onde semblent donc prépondérantes pour l'existence de l'émission laser. Cela se retrouve pour la composition d'indice plus élevée comme le montre la figure 2.29.

La bande d'accordabilité des deux modes est beaucoup plus étendue et couvre environ vingt nanomètres comme cela est le plus souvent le cas dans les travaux de références. La différence importante entre les bandes d'accordabilité pour les deux compositions s'explique

principalement par la différence du seuil d'apparition de l'émission laser du mode fondamental. L'autre facteur est l'épaisseur du guide qui est plus grande pour la couche 75 :25 ce qui augmente le gain. Dans le cas d'une composition 50 : 50 il est de 8 mJ/cm^2 pour un réseau d'ordre 3 et 25 mJ/cm^2 pour l'ordre 4 contre 6 mJ/cm^2 et 14 mJ/cm^2 pour le rapport molaire 75 : 25. La composition pour laquelle la proportion de zirconium est la plus importante est d'ailleurs la seule sur laquelle nous avons pu obtenir une émission multimode dans l'ordre 3 ou présentant plus de deux modes (figure 2.30), les autres échantillons étant détruits avant l'apparition de ces phénomènes.

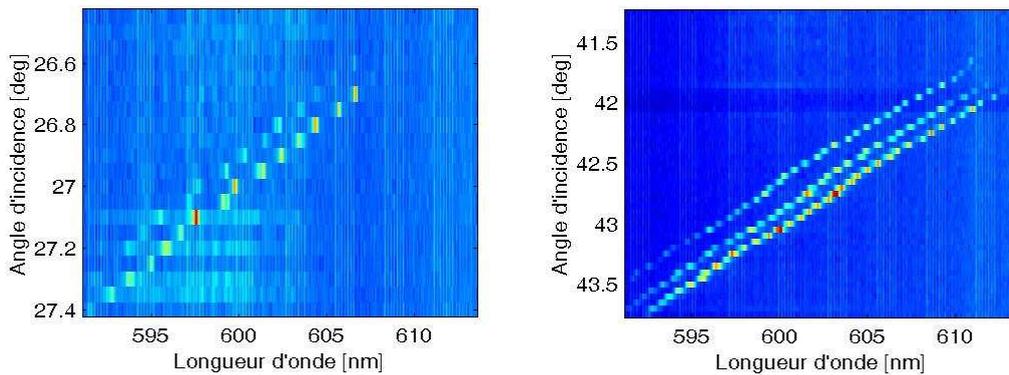


Figure 2.30 : Evolution multimode de la longueur d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25 pour un réseau d'ordre 3 (à gauche) et pour 3 modes de propagation (à droite).

IV.2. Validité des résultats

Sachant que nous ne pouvons pas observer de mode TM les simulations effectuées pour retrouver les longueurs d'onde théoriques pouvant se propager dans les guides d'onde étudiés n'ont porté que sur les modes TE. Pour les compositions présentant deux modes de propagation (figure 2.31) les valeurs théoriques sont proches des résultats expérimentaux. On retrouve le caractère transverse des modes guidés dans la variation de leur écart spectral pour des couches d'épaisseurs différentes (figure 2.32). Il était de 2,2 nm pour la couche d'épaisseur $3,2 \mu\text{m}$ et passe à 1,7 nm pour celle de $4 \mu\text{m}$. L'augmentation de l'épaisseur provoque une augmentation de l'indice effectif des modes guidés qui se rapproche de l'indice limite (indice de la couche). Cela entraîne une réduction de l'écart entre les indices des différents modes et se répercute sur l'écart des longueurs d'onde émises via la formule II.19.

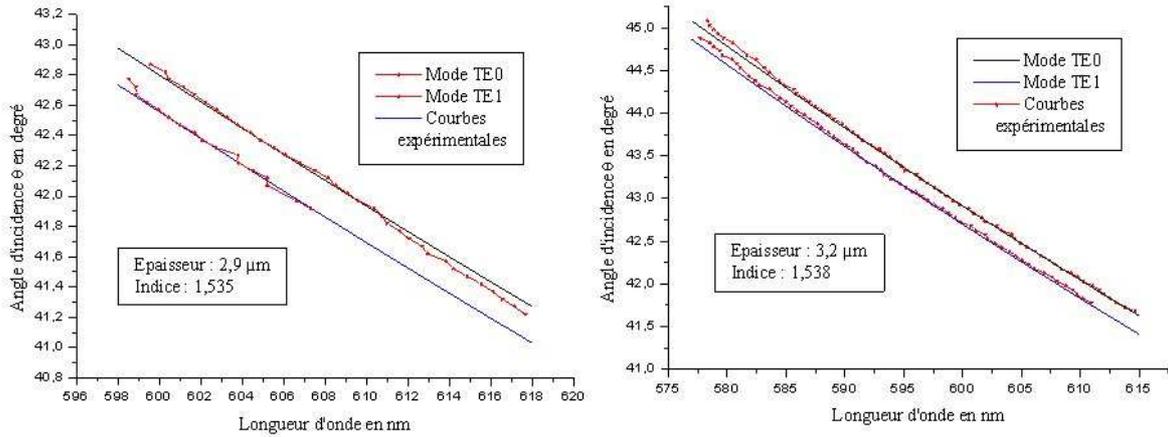


Figure 2.31 : Evolution multimode de la longueur d'émission laser dans un guide d'onde de composition 50 : 50 (à gauche) et 75 : 25 (à droite). Courbes théoriques et expérimentales

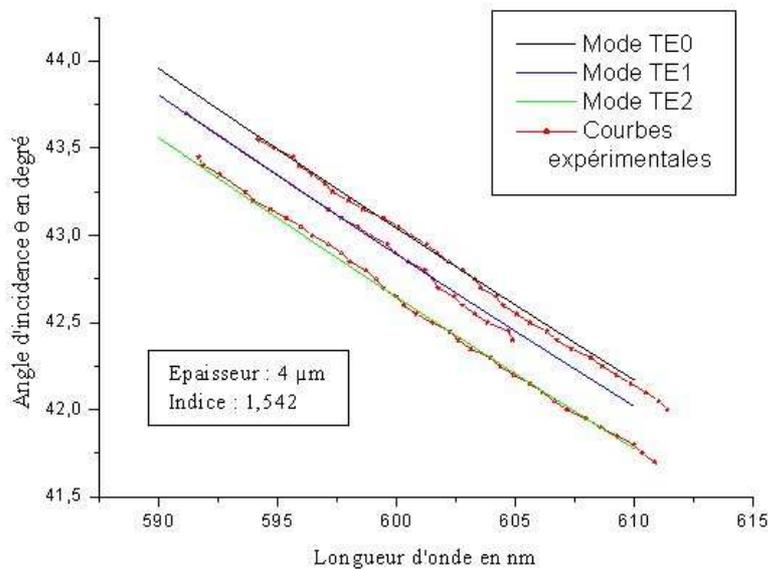


Figure 2.32 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25. Courbes théoriques et expérimentales

Le fait que l'écart entre les différents modes émis ne soit pas constant (figure 2.32) confirme également le caractère transverse des modes guidés et l'adéquation entre les courbes théoriques et expérimentales est là aussi assez bonne. La sélection des modes guidés pouvant se propager dans un laser DFB en couche mince dépend de la géométrie du guide et est donc normalement indépendante de l'ordre du réseau photoinscrit. Un mode fondamental TE0 présentant la même longueur d'onde donnera naissance aux mêmes modes TE1, TE2... quel que soit l'ordre du réseau. Le spectre de la figure 2.33 confirme cet état de fait puisque l'accord entre les valeurs théoriques obtenues par simulation des modes guidés d'un guide

plan sont très proches des valeurs expérimentales d'une émission multimode induite par un réseau d'ordre 3.

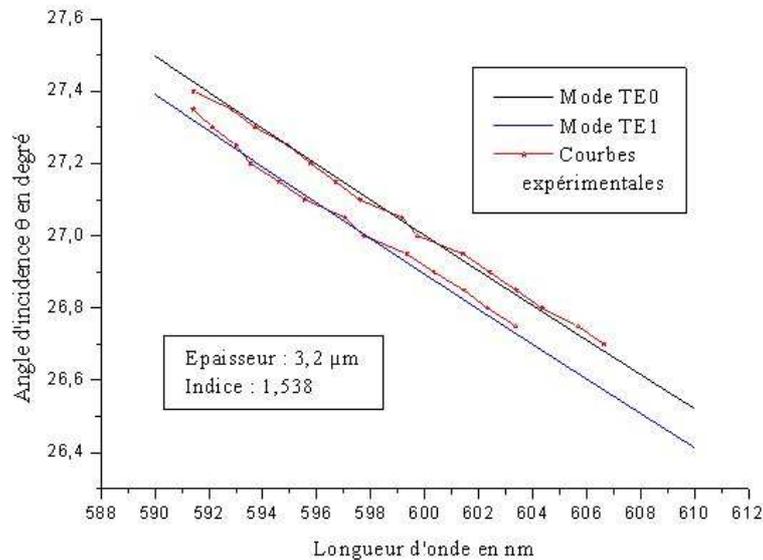


Figure 2.33 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25 pour un réseau photoinscrit d'ordre 3. Courbes théoriques et expérimentales

V. Conclusion

Les configurations présentées dans ce chapitre utilisent toutes le même montage pour obtenir une modulation du milieu actif sous forme de réseau de Bragg photoinscrit : l'interféromètre de Lloyd. Celui-ci a été choisi car il permet de faire varier aisément la période de la modulation (ici le pas du réseau) et ainsi d'obtenir l'accordabilité en longueur d'onde. Le seul colorant laser utilisé est la rhodamine 6G pour ses propriétés parfaitement connues qui permettent d'observer l'influence de la matrice hôte dans l'émission laser.

Les expériences de ce chapitre ont permis de vérifier la propriété d'accordabilité en longueur d'onde et de déterminer la gamme de longueur d'onde accessible pour les différentes configurations du milieu actif. La configuration PMMA/Rh6G permet une émission sur une vingtaine de nanomètres entre 555 et 575 nm tandis que celle permise par la configuration hybride/Rh6G se situe sur une gamme plus haute en longueur d'onde entre 575 et 590 nm. Les différentes compositions testées ont également permis de montrer que la longueur d'onde d'émission augmente lorsque l'indice du milieu actif augmente et que celui-ci devient une couche guidante.

L'accordabilité obtenue vérifie les prédictions théoriques correspondant au modèle présenté dans le chapitre 1, à savoir une seule émission laser située à la longueur d'onde de Bragg pour une couche active monomode ou non guidante. Dans le cas d'un milieu actif présentant une configuration de type guide d'onde le caractère transverse des modes de propagation est lui aussi retrouvé avec un bon accord avec la théorie de propagation.

VI. Références du chapitre 2

II.1

Kogelnik H. et Shank C.V.
(1971). Stimulated emission in a periodic structure.
Applied Physics Letter, 18, 4, 152-154.

II.2

Shank C.V. ; Bjorkholm J.E. ; Kogelnik H.
(1971). Tunable distributed-feedback dye laser.
Applied Physics Letter, 18, 9, 395-396.

II.3

Voss T. ; Scheel D. ; Schade W.
(2001). A microchip-laser-pumped DFB-polymer-dye laser.
Applied Physics B, 73, 105–109

II.4

Dubois A. ; Canva M. ; Brun A. ; Chaput F. ; Boilot J.-P.
(1996). Enhanced photostability of dye molecules trapped in solid xerogel matrices.
Synthetic Metals, 81, 305–308.

II.5

Soffer B. et McFarland B.
(1967). Continuously tunable, narrow-band organic dye lasers.
Applied Physics Letters, 10, 10, 266-267.

II.6

Matsuda A. et Iizima S.
(1977). Tunable DFB laser with fan-shaped grating.
Applied Physics Letters, 31, 2, 104–105.

II.7

Maeda M. ; Oki Y. ; Imamura K.
(1997). Ultrashort pulse generation from an integrated single-chip dye laser.
IEEE Journal of Quantum Electronics, 33, 12, 2146–2149.

II.8

Rocha L. ; Dumarcher V. ; Denis C. ; Raimond P. ; Fiorini C. ; Nunzi J.-M.
(2001). Laser emission in periodically modulated polymer films.
Journal of Applied Physics, 89, 5, 3067–3069.

II.9

Zhu X.-L. et Lo D.

(2001). Temperature tuning of output wavelength for solid-state dye lasers.

Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 3, 3, 225–228.

II.10

Dumarcher V. ; Rocha L. ; Denis C. ; Fiorini C. ; Nunzi J.-M. ; Sobel F. ; Sahraoui B. ; Gindre D.

(2000). Polymer thin-film distributed feedback tunable lasers.

Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 2, 4, 279–283.

II.11

He G.S. ; Lin T.C. ; Hsiao V.K.S. ; Cartwright A.N. ; Prasad P.N. ; Natarajan L.V. ; Tondiglia V.P. ; Jakubiak R. ; Vaia R.A. ; Bunning, T.J.

(2003). Tunable two-photon pumped lasing using a holographic polymer-dispersed liquid-crystal grating as a distributed feedback element.

Applied Physics Letters, 83, 14, 2733-2735

II.12

Kogelnik H. ; Shank C.V.

(1972). Coupled-wave theory of distributed feedback lasers.

Journal of Applied Physics, 43, 5, 2327-2335

II.13

Sobel F.

(2001). Effet laser à contre-réaction répartie (DFB) excité par voie optique dans les films minces polymères.

PhD thesis, Thèse : Université d'Angers.

II.14

Zhu X.H. et Lo D.

(2002). Sol-gel glass distributed feedback waveguide laser.

Applied Physics Letters, 80, 6, 917-919.

II.15

Lo D.; Shi L.; Wang J.; Zhang G.X.; Zhu X.H.

(2002). Zirconia and zirconia-organically modified silicate distributed feedback waveguide lasers tunable in the visible.

Applied Physics Letters, 81, 15, 2707-2709

II.16

Goudket H.

(2004). Etude de matériaux polymères, organiques et organo-minéraux, dopés par des colorants organiques : Application à la réalisation de sources laser intégrées.

PhD thesis, Thèse Université de Paris XI

http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/65/77/index_fr.html

II.17

Bjorkholm J. E. et Shank C. V

(1972). Higher-order distributed feedback oscillators.

Applied Physics Letters, 20, 8, 306-308.

II.18

Ye C. ; Wang J.; Shi L. ; Lo D.

(2004). Polarization and threshold energy variation of distributed feedback lasing of oxazine dye in zirconia waveguides and in solutions.

Applied Physics B Lasers and Optics, 78, 2, 189–194.

II.19

Lo D. ; Ye C. ; Wang J.

(2003). Distributed feedback laser action by polarization modulation.

Applied Physics B Lasers and Optics, 76, 6, 649–653

Chapitre 3

Le laser DFB par interaction à deux pompes

I. Introduction.....	74
II. Influence du retard et de l'angle entre les faisceaux de pompage	75
II.1. Montage expérimental	75
II.2. Influence du retard entre les deux pompes sur le spectre d'émission	77
II.2.a. Mesure de la durée de l'impulsion pompe.....	77
II.2.a.1. Emission simultanée de cinq raies lasers	77
II.2.a.2. Durée de l'impulsion pompe.....	81
II.2.b. Mesure de la durée de vie du réseau photoinscrit dans la couche	83
II.2.c. Emissions lasers séparées dans le temps.....	86
II.2.d. Validation expérimentale.....	87
III. Influence de l'ordre des deux réseaux photoinscrits	90
III.1. Montage expérimental	90
III.2. Etude pour des ordres différents.....	92
IV. Conclusion	95
V. Références du chapitre 3	96

I. Introduction

Le laser de type DFB est réalisable à l'aide de multiples configurations pouvant varier sur de nombreux paramètres. L'un d'entre eux est la nature du réflecteur de Bragg utilisé pour obtenir l'émission laser. Celui-ci peut être, par exemple, un réseau dynamique. L'intérêt de l'utilisation d'un réseau dynamique est multiple : obtenir une émission accordable en longueur d'onde, inscrire plusieurs réseaux sur la même zone du matériau de façon à obtenir une émission laser multi-longueur d'onde...

Les expériences présentées dans le chapitre 2 ont permis de caractériser l'émission laser de type DFB produite pour différentes configurations du milieu actif. Le présent chapitre va s'appuyer sur ces bases pour étudier l'émission laser obtenue via une excitation du matériau par deux pompes séparées angulairement.

Dans un premier temps il sera question du rôle du retard temporel entre les pompes sur la nature de l'émission laser, à savoir le nombre de raies émises ainsi que l'écart entre leurs longueurs d'onde. Les différents paramètres physiques qu'il est possible d'extraire à partir des mesures effectuées seront également détaillés. Ensuite l'influence de l'ordre de chaque émission laser sur le nombre d'émission laser et leur longueur d'onde est mise en évidence. Chaque étude est menée sur deux matériaux de compositions différentes afin de s'assurer de la validité des résultats.

II. Influence du retard et de l'angle entre les faisceaux de pompage

L'utilisation de deux pompes pour induire une émission laser DFB laisse envisager l'obtention de deux raies lasers dans le spectre d'émission : l'une produite par le réseau créé par la première pompe et l'autre due à la deuxième pompe. Des essais lors de mon DEA [III.1] ont montré qu'il était possible d'obtenir plus de raies d'émission laser que le nombre de faisceaux pompes excitant le matériau en faisant varier le retard entre ces pompes. Un phénomène analogue d'enrichissement du spectre d'émission a déjà été observé lors de l'inscription de plusieurs réseaux de Bragg dans des fibres optiques [III.2]. Nous avons donc décidé d'approfondir nos premières expériences.

II.1. Montage expérimental

Afin de pouvoir étudier les effets d'un pompage multiple sur l'émission laser DFB il a été nécessaire d'adapter le montage expérimental de base présenté dans le chapitre 2 pour réaliser celui de la figure 3.1.

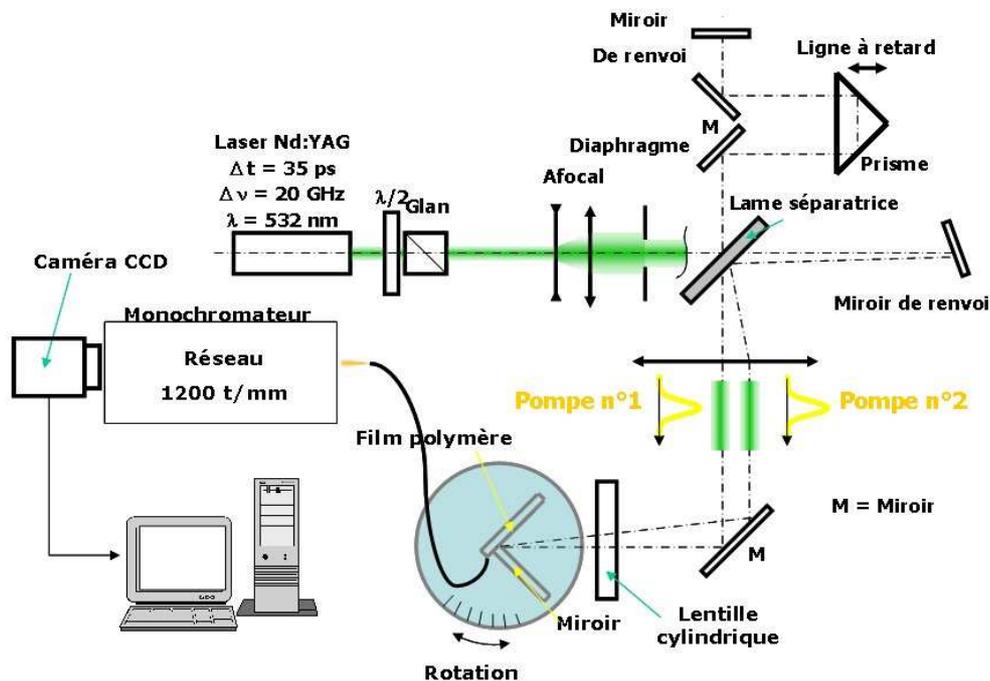


Figure 3.1 : Montage expérimental deux pompes

La séparation du faisceau initial en deux faisceaux pompes a été réalisée à l'aide d'un interféromètre de Michelson. L'un de ses bras est désaligné pour permettre une variation de l'angle d'arrivée du faisceau de pompage sur l'interféromètre de Lloyd. Une ligne à retard est

placée sur l'une des pompes pour permettre de contrôler le décalage temporel entre les pompes et déterminer l'influence de la cohérence temporelle.

L'interféromètre de Michelson se compose de deux miroirs de renvoi et d'une lame séparatrice. Après être passé par le diaphragme, le faisceau laser arrive avec une incidence de 45° sur la séparatrice. Celle-ci transmet 50% de l'intensité du faisceau et réfléchit l'autre moitié à 90° . Les deux faisceaux perpendiculaires rencontrent chacun un miroir de renvoi idéalement placé à 90° par rapport à la direction incidente. Dans notre montage l'un des miroirs n'est pas perpendiculaire à la direction d'incidence et permet donc d'obtenir en sortie de l'interféromètre deux faisceaux non pas superposés mais séparés spatialement et angulairement comme le montre la figure 3.2.

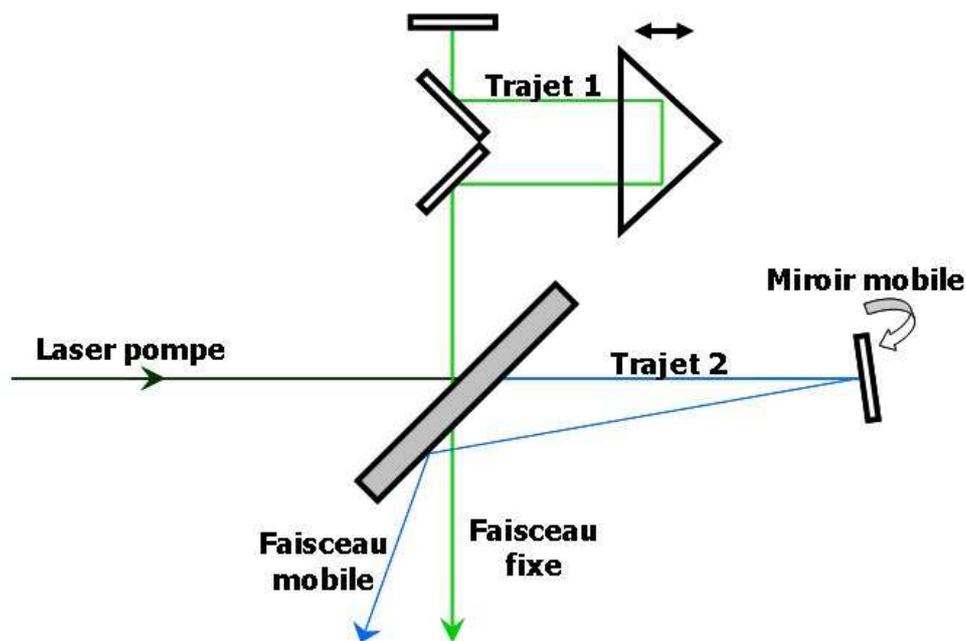


Figure 3.2 : Michelson déréglé : obtention de deux pompes angulairement séparées

En changeant l'inclinaison du miroir mobile il est possible de changer l'angle d'émergence de l'un des faisceaux. La ligne à retard est placée sur le bras fixe de façon à ne pas avoir à la réaligner à chaque changement d'angle entre les pompes. Le retard est assuré par le déplacement d'un prisme monté sur une platine de translation à réglage micrométrique. Ce système permet d'obtenir des retards importants entre les deux pompes émergentes tout en restant compact. En effet, un déplacement Δl du prisme se traduit par un retard à la sortie de $4 \Delta l$ dû au double aller-retour de la lumière dans le prisme.

A la sortie de l'interféromètre de Michelson, les deux faisceaux sont divergents. L'utilisation d'une lentille convergente permet faire converger au même point ces deux faisceaux. Pour cela, la lentille doit conjuguer le point de focalisation sur l'échantillon (axe de rotation de

l'interféromètre de Lloyd) et les deux miroirs de renvoi. Le faisceau fixe traverse la lentille en son centre et n'est donc pas dévié. Il se dirige, après réflexion sur un miroir à 45° , sur l'axe de rotation de l'interféromètre de Lloyd. Une lentille cylindrique, de longueur focale 10 cm, est toujours placée juste avant l'interféromètre de façon à focaliser le faisceau et obtenir une plus grande intensité sur la couche. La mesure des angles d'incidence se fait en contrôlant le retour inverse de la lumière par la réflexion des faisceaux pompes sur le miroir de l'interféromètre. La déviation angulaire introduite par ce dispositif est suffisamment faible (quelques degrés maximum) pour photoinscrire des réseaux de Bragg dans le même ordre de réflexion de Bragg. Un autre montage expérimental sera nécessaire lors de l'étude des interactions de réseau d'ordres différents.

II.2. Influence du retard entre les deux pompes sur le spectre d'émission

Les échantillons utilisés sont des couches de PMMA dopée avec de la Rhodamine 6G. Les concentrations, solvants et épaisseurs utilisés sont ceux décrits dans le chapitre 2. L'évolution du spectre d'émission en fonction du retard confirme l'apparition d'un nombre variable de raies lasers émises par la couche (figure 3.3). Pour un retard très faible (inférieur à la durée des impulsions) on observe 5 pics lasers. Ce nombre passe à 3 avec l'augmentation du retard avant que l'on retrouve la situation classique de deux pics lasers pour deux pompes.

II.2.a. Mesure de la durée de l'impulsion pompe

Lorsque le recouvrement temporel des impulsions pompes est maximal, c'est-à-dire pour un retard nul entre celles-ci, il y a émission de cinq pics lasers de longueurs d'onde différentes par l'échantillon. Cette émission multi longueur d'onde reste présente tant que les deux pompes sont cohérentes entre elles. En effet chaque impulsion pompe ayant une durée intrinsèque, elles peuvent interagir l'une avec l'autre tant que le retard entre elles est inférieur à cette durée. Il est ainsi possible à partir de ces propriétés de remonter à la durée des impulsions lasers utilisées pour produire ce phénomène.

II.2.a.1. Emission simultanée de cinq raies lasers

Les cinq pics d'émission laser sont nettement séparés en longueur d'onde comme le montre la figure 3.4 extraite du spectre de la figure 3.3. Les pics extérieurs correspondent aux émissions laser induites si le matériau est excité par chacune des pompes indépendamment.

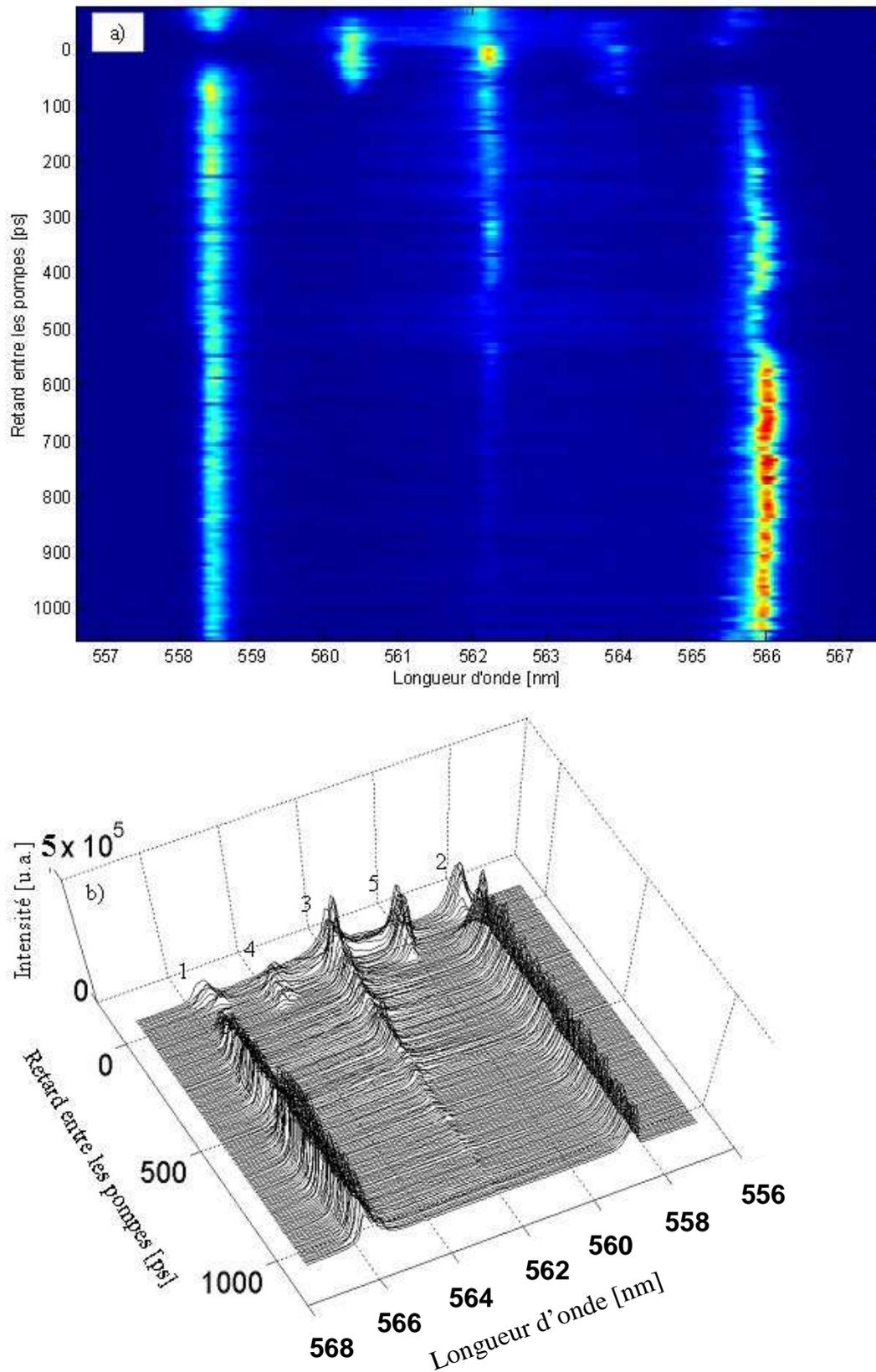


Figure 3.3 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction du retard temporel entre ces pompes : a) vue 2D, b) vue 3D.

Le pic de longueur d'onde 558,32 nm est dû au faisceau pompe fixe tandis que celui de longueur d'onde 565,74 nm provient de la pompe mobile. Les angles d'incidence expérimentaux des deux pompes sont de 45,09° et 44,21° là où la théorie prévoit 45,03° et 44,16° pour un indice effectif de 1,485. L'erreur est à chaque fois inférieure à l'incertitude due à la lecture de l'angle et à la largeur des pics émis ($\approx 0,7^\circ$).

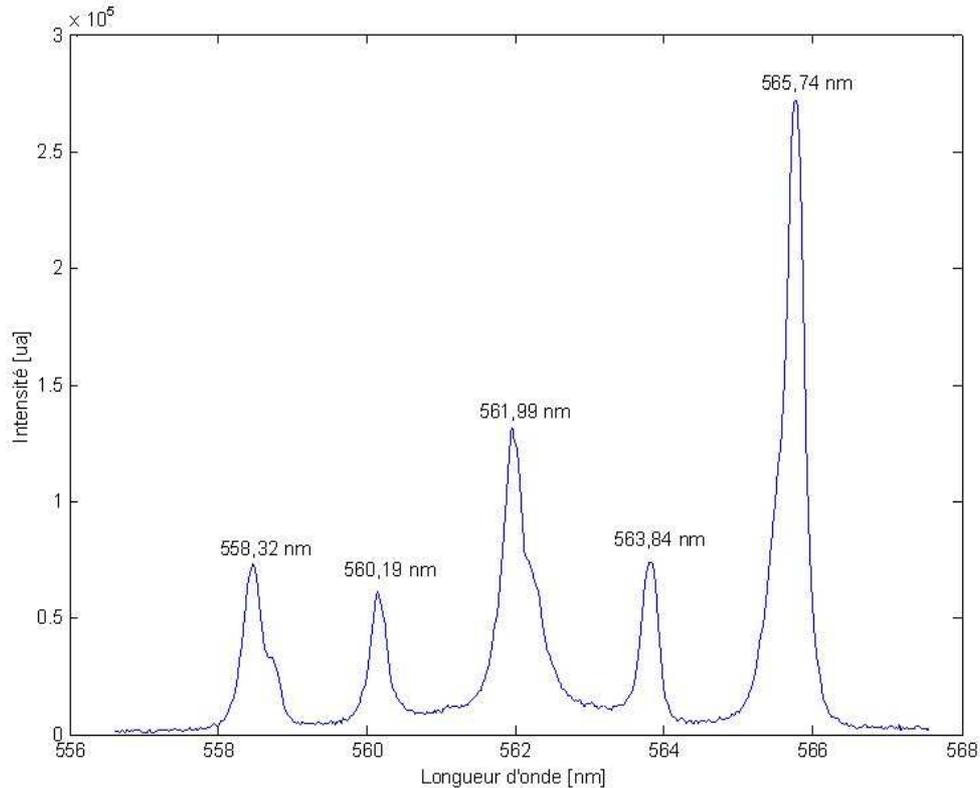


Figure 3.4 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,88°. Le retard entre les pompes est d'environ 67 ps.

Les raies intermédiaires sont espacées régulièrement en longueur d'onde. Chaque pic non extrême est au milieu de l'intervalle spectral délimité par ses voisins, la raie centrale se situant, par exemple, au centre de la bande spectrale délimitée par les deux raies externes. Cet état de fait s'est retrouvé dans toutes nos mesures avec deux pompes cohérentes entre elles. La figure 3.5 montre d'ailleurs l'évolution du spectre d'émission lorsque l'angle d'incidence de l'une des deux pompes varie, l'autre restant fixe.

L'équidistance en longueur d'onde entre les différentes raies émises est conservée à mesure que l'angle d'incidence, et donc la longueur d'onde de la raie n°2, de l'un des faisceaux de pompage varie. Pour cela la position spectrale des raies intermédiaires change. Le tableau de la figure 3.7 reprend les données de deux spectres pris pour deux angles différents sur la même couche : celui de la figure 3.4 et celui de la figure 3.6 réalisés pour des angles

d'incidence expérimentaux de $45,09^\circ$ et $44,22^\circ$. On retrouve la longueur d'onde inchangée du pic laser induit par la pompe fixe, tandis que les autres pics se sont décalés. L'écart spectral entre eux est quasi constant lorsque les angles d'incidence sont fixés.

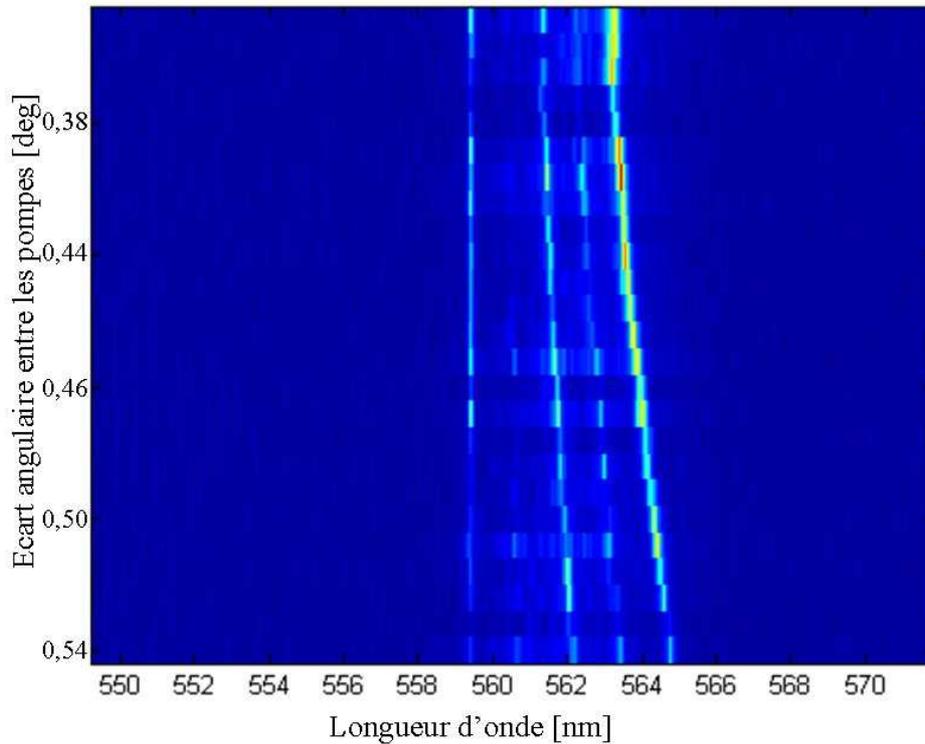


Figure 3.5 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction de l'angle d'incidence d'une des deux pompes.

Par ailleurs on voit qu'entre les spectres des figures 3.3 et 3.5 l'ensemble du spectre d'émission s'est décalé. Cette translation spectrale est due à la rotation de l'interféromètre de Lloyd et traduit la conservation de la propriété d'accordabilité spectrale caractéristique du pompage dynamique.

Longueur d'onde des pics lasers en nm (figure 3.4)	558,32	560,19	561,99	563,84	565,74
Ecart entre les pics en nm	1,87	1,8	1,85	1,9	
Longueur d'onde des pics lasers en nm (figure 3.6)	558,32	560,46	562,52	564,70	566,75
Ecart entre les pics en nm	2,14	2,06	2,18	2,05	

Tableau 3.1 : Longueurs d'onde des émissions lasers DFB dues à deux pompes et écart spectral.

L'existence de ces longueurs d'onde lasers est assujettie à la cohérence entre les deux faisceaux excitateurs. Les raies doivent donc à priori être émises simultanément par le matériau. Toutefois le temps d'intégration minimal de la caméra CCD utilisée est de $132 \mu\text{s}$ et il n'a donc pas été possible de vérifier la simultanéité en dessous de ce temps.

Les résultats sur le nombre de raies lasers produites par un tel système et la nature du spectre obtenu sont en bon accord avec les travaux de Khan et Hall [III.5] avec une solution de Rh6G / éthanol.

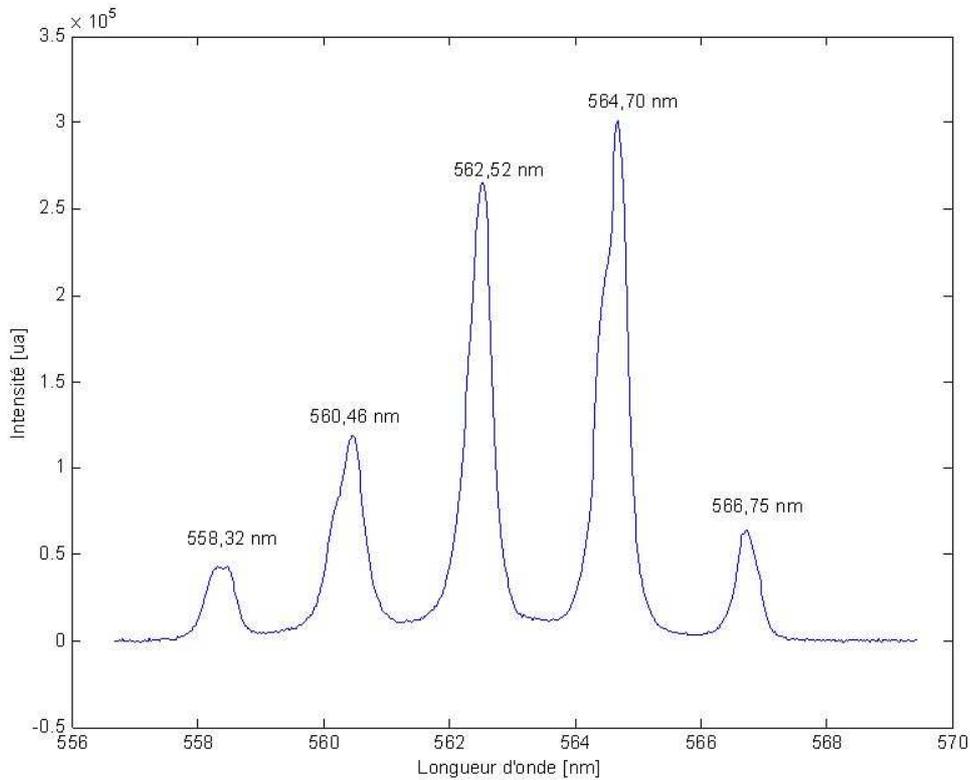


Figure 3.6 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes.

La persistance d'un écart spectral fixe entre les cinq longueurs d'onde d'émission, associée à la nécessité de la cohérence temporelle des pompes nous ont guidés sur l'interprétation du phénomène comme une interaction à quatre ondes. Nous expliciterons le modèle développé dans le chapitre suivant ainsi que sa validité vis-à-vis des observations expérimentales.

II.2.a.2. Durée de l'impulsion pompe

L'émission de cinq raies lasers par la couche mince excitée par deux pompes d'incidences différentes n'est possible que lorsqu'il y a cohérence. Il est donc nécessaire que le retard entre les deux pompes soit inférieur ou égal à deux fois la durée de l'impulsion laser (voir Fig. 3.7). En déterminant les valeurs limites du retard qui permettent la coexistence de cinq pics d'émission laser il est possible de remonter à la durée de l'impulsion laser excitatrice. En effet la largeur à mi-hauteur du profil de l'intensité des émissions lasers dues au recouvrement temporel des impulsions pompes, soit les raies 4 et 5, doit correspondre à deux fois celle de

l'impulsion pompe (ces raies existent pendant un temps 2τ). Le profil d'intensité de l'une de ces émissions laser est présenté sur la figure 3.8.

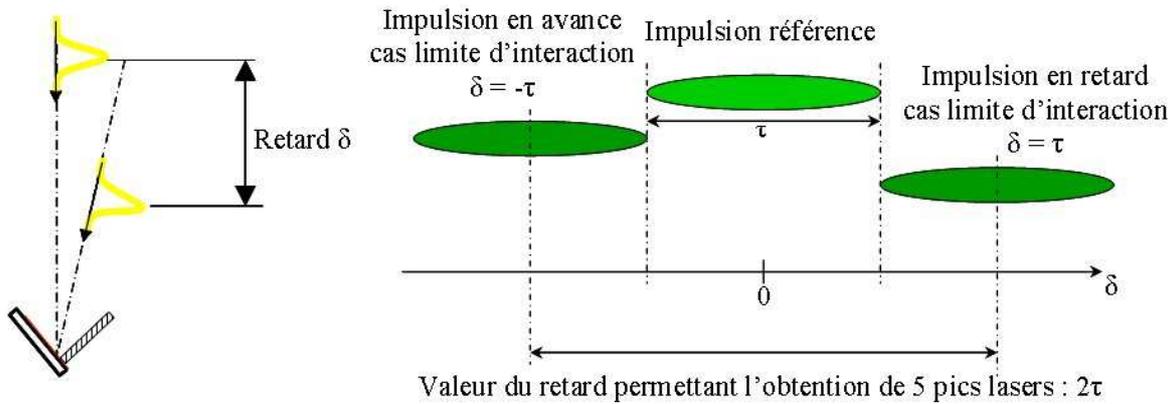


Figure 3.7 : Cas limite d'interaction pompe/pompe permettant l'obtention de 5 pics lasers.

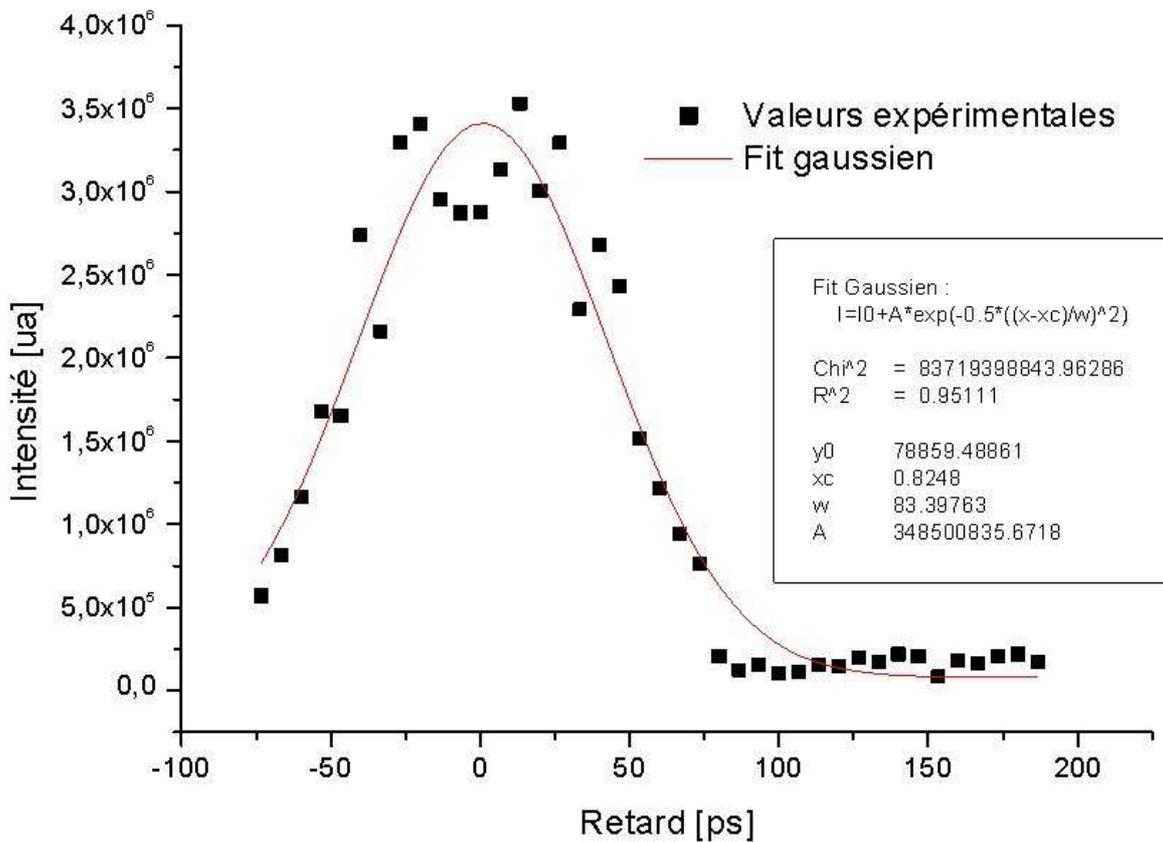


Figure 3.8 : Profil de l'intensité du 4^{ème} pic laser du spectre de la figure 3.3.

Elle présente une structure de type gaussienne avec une largeur à mi-hauteur d'environ 80 ps selon la simulation, ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser de 40 ps. Cette valeur est en parfait accord avec le type de laser utilisé.

II.2.b. Mesure de la durée de vie du réseau photoinscrit dans la couche

Lors de l'augmentation du retard entre les deux pompes on observe la disparition de deux des cinq raies lasers. Les émissions restantes sont celles dues aux seuls faisceaux de pompage, ainsi que le pic central comme le montre la figure 3.9.

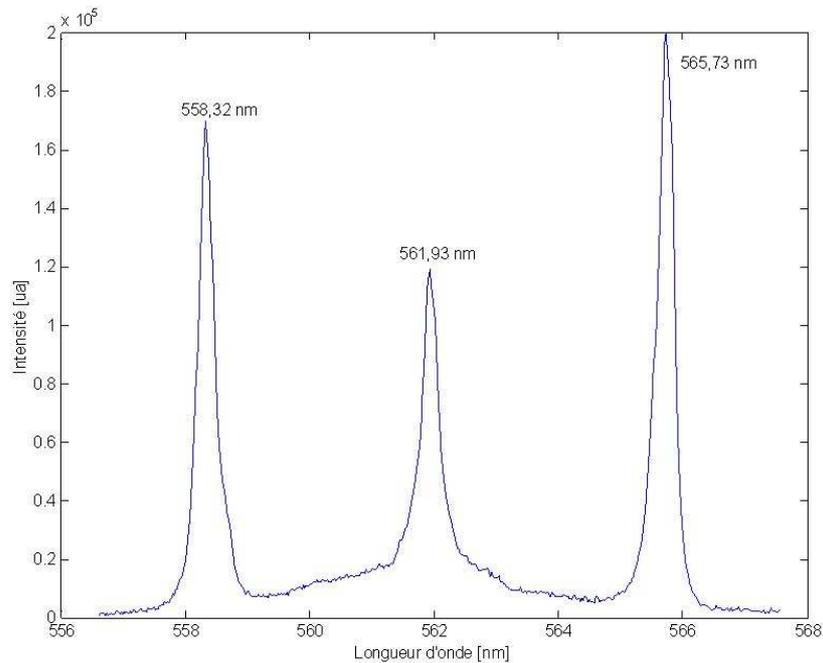


Figure 3.9 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,88°. Le retard entre les pompes est d'environ 187 ps.

Le pic central est toujours situé au milieu de l'intervalle spectral délimité par les émissions lasers dues aux pompes seules. Ici l'écart entre le pic central et ses voisins est respectivement de 3,61 nm et 3,8 nm. Les deux émissions lasers extrêmes vérifient toujours les conditions de Bragg et les valeurs des angles d'incidence sont inchangées par rapport aux données de la partie précédente puisque le déplacement de la ligne à retard n'influe pas sur la direction du faisceau la parcourant. Le faible décalage (inférieur à l'erreur de mesure) dans la longueur d'onde du pic laser de plus faible intensité est dû à la variation de sa largeur spectrale qui influe sur la détermination du maximum du pic.

Le retard temporel entre les pompes est ici trop important pour qu'il y ait interaction cohérente entre elles et de ce fait l'émission laser centrale ne peut plus être expliquée comme précédemment. L'interprétation physique de ce phénomène est une interaction entre le réseau photoinscrit par la pompe en avance et le faisceau pompe en retard. En effet si l'impulsion laser pompe donne naissance à un réseau dans la couche polymère dopée, celui-ci ne disparaît pas instantanément lorsque le matériau n'est plus illuminé. Les électrons excités par

l'impulsion laser mettent un certain temps avant de retrouver leur état initial et la phase de la première impulsion est stockée dans le matériau via la polarisation et la deuxième impulsion interagit avec cette phase pour créer le réseau. [III.6]. Des travaux de Shtyrkov et al [III.7] ont montré que de tels effets sont réalisables.

Dans ce cas il est possible de déterminer le temps de relaxation du premier réseau inscrit en observant la disparition du pic central qui lui est directement liée. La figure 3.10 représente l'évolution de l'intensité du pic central en fonction du retard.

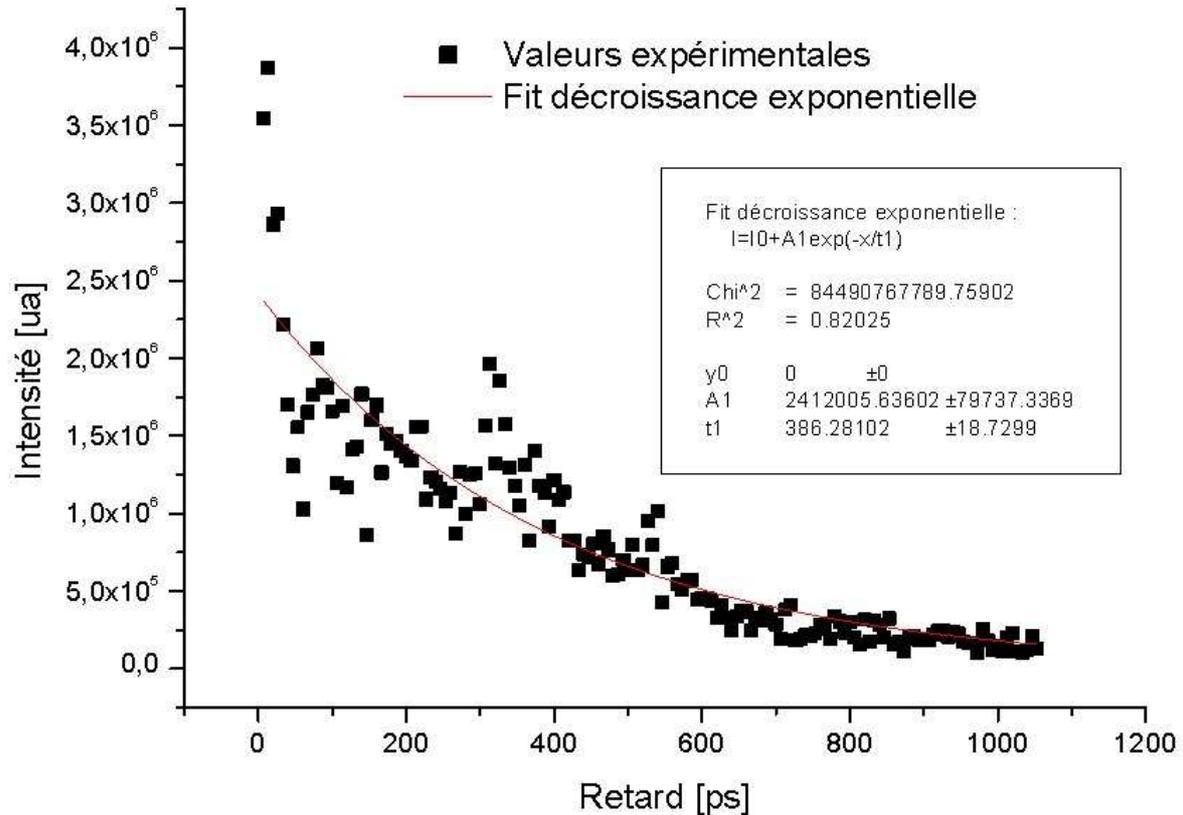


Figure 3.10 : Intensité du pic central en fonction du retard entre les pompes pour une couche PMMA/Rh6G.

La relaxation de la rhodamine s'exprime classiquement sous la forme d'une décroissance exponentielle de deuxième ordre tenant compte à la fois de la durée de vie de fluorescence et du temps caractéristique de réorientation moléculaire et peut être reliée à la relaxation du réseau dans la couche [III.3]. Dans la configuration étudiée ici ce temps de réorientation moléculaire n'a pas lieu d'être puisque la rhodamine est incluse dans une couche mince « solide » et ne possède donc pas la même liberté d'orientation que dans une solution. L'interpolation de la décroissance de l'intensité du pic central a donc été réalisée avec un fit exponentiel de premier ordre. La durée de vie de la fluorescence est évaluée à environ 385 ps. Ce temps est nettement inférieur aux mesures effectuées en milieu liquide pour lesquelles les

valeurs sont d'environ 3,5 ns [III.3, III.4]. Il semble donc que la matrice joue un rôle important sur le temps de relaxation de la rhodamine.

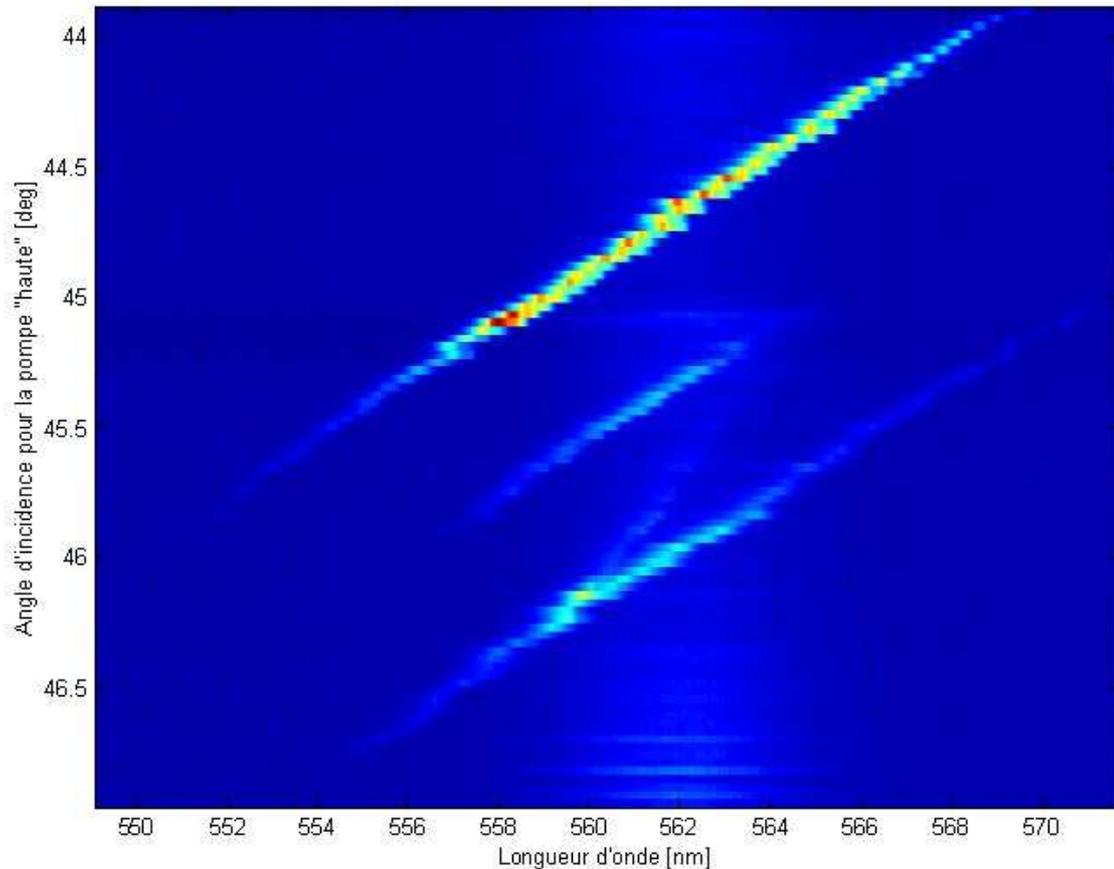


Figure 3.11 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes en fonction de l'angle d'incidence sur l'interféromètre. La variation d'angle est la même pour les deux pompes.

Au niveau temporel les émissions lasers doivent être ici séparées en deux groupes. Tout d'abord l'émission d'une des longueurs d'onde extrêmes est due à l'arrivée du faisceau exciteur en avance. Puis la deuxième longueur d'onde extrême et le pic central sont émis dans le même temps, lors de l'excitation du matériau présentant encore un réseau inscrit par le faisceau de pompage en retard. Ici aussi la vérification expérimentale de cette non simultanéité n'a pas été possible à cause de l'intervalle de temps très court ($< 1\text{ns}$) entre ces deux émissions. Les trois longueurs d'émission laser sont par ailleurs parfaitement accordables dans la bande de fluorescence du colorant utilisé comme on peut le voir sur la figure 3.11. Le pic central n'apparaît pas sur la totalité de la bande spectrale sur laquelle les deux raies extrêmes sont présentes. Il n'existe en effet que près du maximum de la fluorescence de la rhodamine (bande bleu ciel entre 560 et 565 nm) et semble donc exiger un gain relativement important.

II.2.c. Emissions lasers séparées dans le temps

Lorsque le retard est long (supérieur à 1 ns) le spectre d'émission ne présente plus que les deux raies lasers induites par chacune des pompes. Le spectre de la figure 3.12 présente les émissions lasers induites par les deux pompes. Le temps d'intégration de la caméra CCD est ici de 200 à 1000 ms en adéquation avec le taux de répétition du laser source pouvant être choisi égal à 1 Hz ou 5 Hz. Ce temps est très supérieur au retard entre les pompes, par conséquent le spectre obtenu présente les effets induits séquentiellement par les deux pompes.

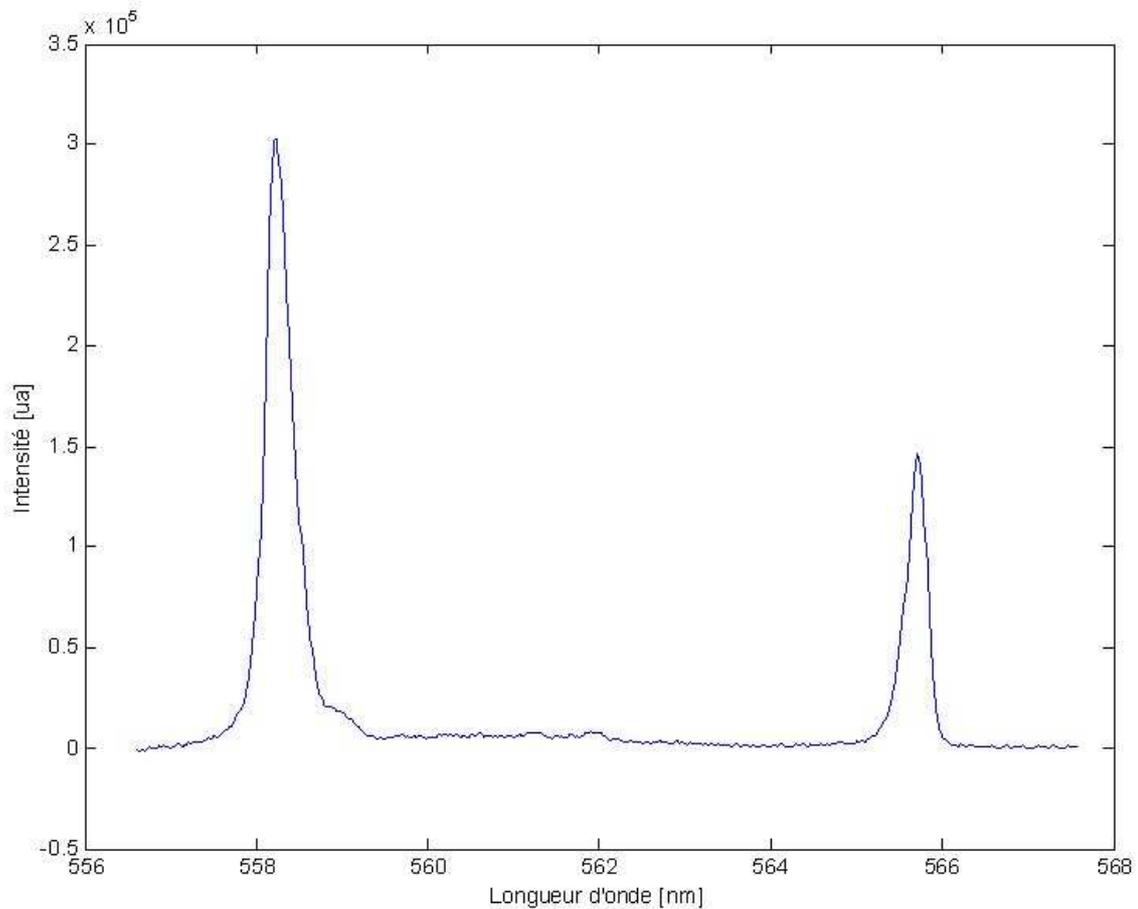


Figure 3.12 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de $0,88^\circ$. Le retard entre les pompes est d'environ 1,03 ns.

Le retard est suffisamment important pour que, lorsque qu'une impulsion pompe arrive sur le matériau, celui-ci est vierge de tout réseau qui a pu être préalablement inscrit. Ainsi chaque faisceau pompe crée un réseau qui lui est propre. Dans cette configuration chaque émission laser est donc complètement indépendante et ne dépend que du matériau excité et des conditions de Bragg. La propriété d'accordabilité spectrale caractéristique du pompage dynamique est ici encore vérifiée comme le montre la figure 3.13. Les différences d'intensité

entre les deux raies s'expliquent par l'intensité non équivalente entre les deux faisceaux excitateurs. La gamme de cette accordabilité couvre d'ailleurs l'ensemble de la bande de fluorescence de la Rh6G comme pour les mesures effectuées dans le cas de l'excitation avec une seule pompe (chapitre 2, II.2).

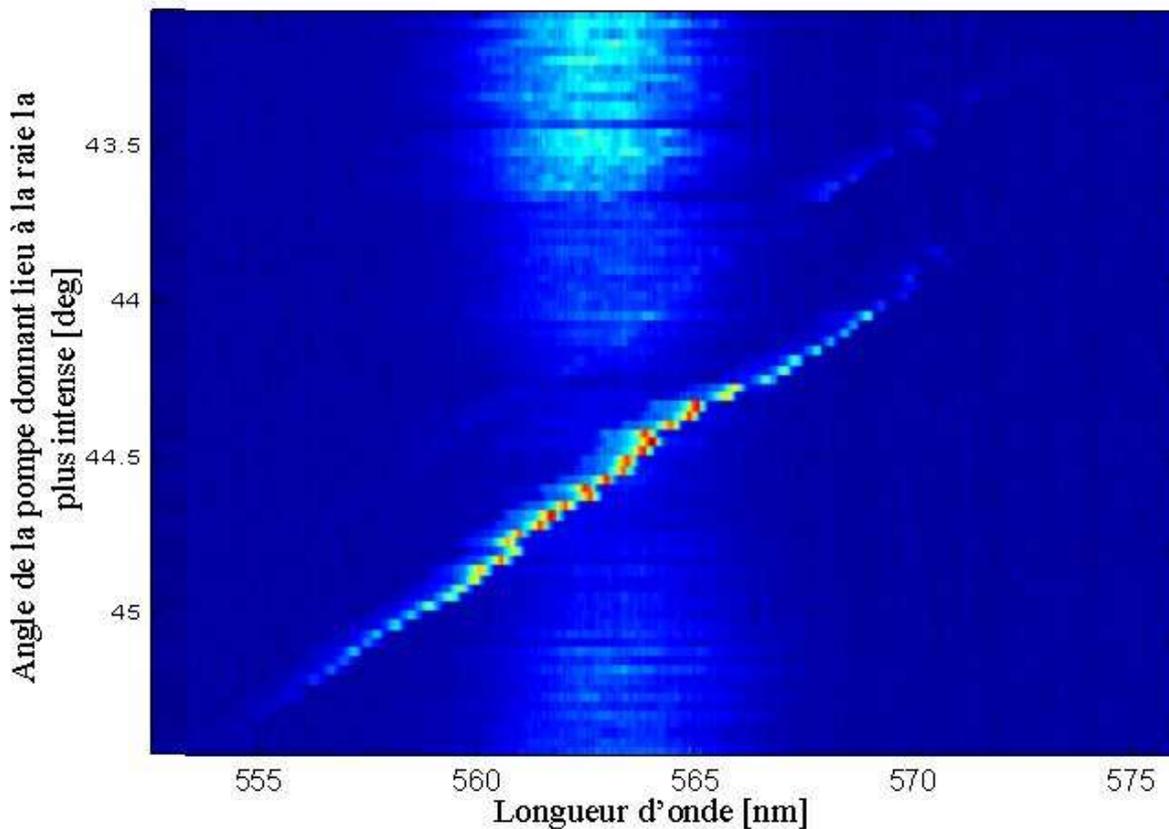


Figure 3.13 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de $0,38^\circ$, en fonction de l'angle d'incidence sur l'interféromètre. La variation d'angle est la même pour les deux pompes.

II.2.d. Validation expérimentale

Nous avons donc obtenu l'émission de 5 raies lasers de longueurs d'onde différentes via l'excitation d'une couche mince de PMMA/Rh6G d'épaisseur $1,9\mu\text{m}$. A partir de ce phénomène nous avons pu remonter à un temps caractéristique du matériau, à savoir le temps de vie de la fluorescence du colorant. Ce temps étant nettement inférieur à ce qui a été observé dans des milieux liquides il est intéressant d'observer si à l'état solide un changement de matrice fait varier cette caractéristique. Nous avons donc réalisé l'étude de l'influence du retard entre les faisceaux excitateurs sur une composition hybride/Rh6G. La figure 3.14 représente le spectre d'émission d'un échantillon hybride/Rh6G, pour la composition 50 : 50

d'épaisseur 2 μm , en fonction du retard entre les pompes. L'épaisseur est choisie pour n'avoir qu'une émission monomode dans la couche.

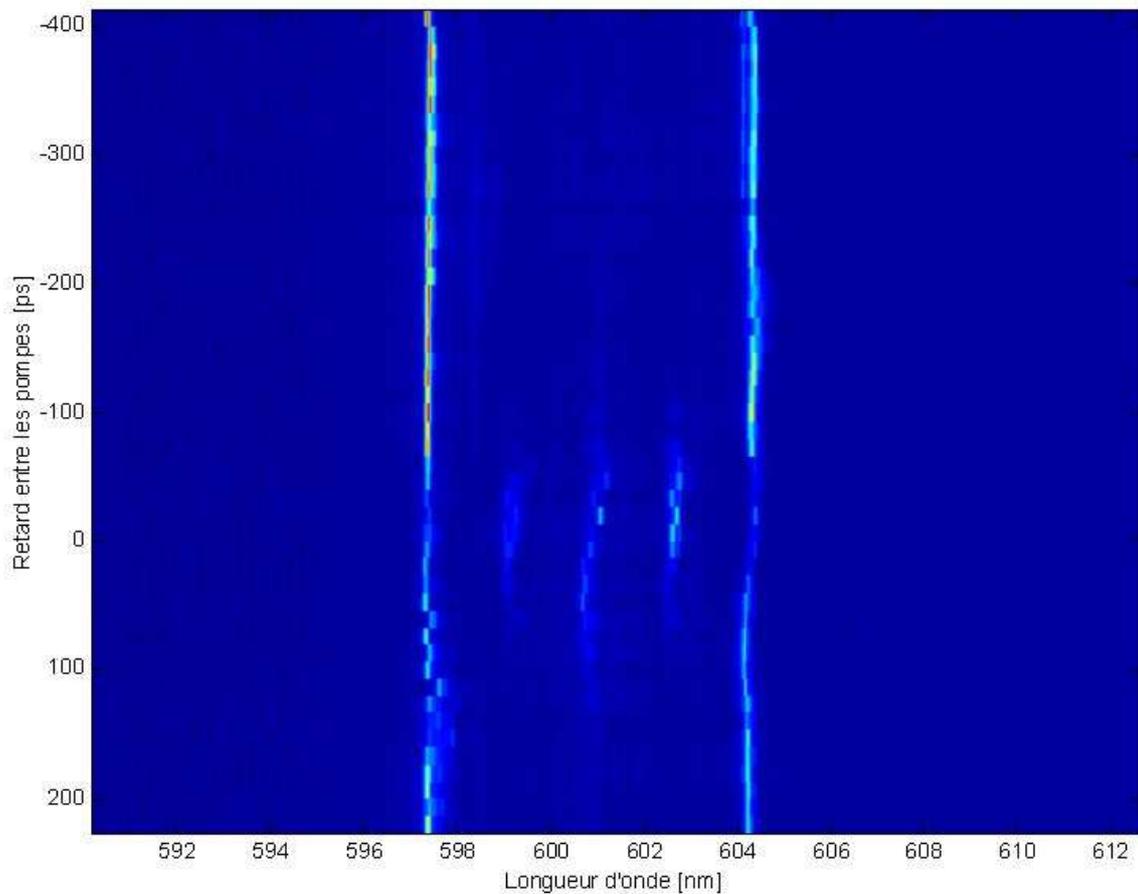


Figure 3.14 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche hybride(50 : 50)/Rh6G , excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction du retard entre ces pompes.

On retrouve les cinq raies lasers pour un retard faible puis le passage à trois avec l'augmentation du décalage temporel entre les pompes avant de ne plus avoir que deux raies pour des retards plus importants. La gamme de retards pour lequel il y a émission de trois longueurs d'onde différentes est par contre nettement inférieure à ce que nous avons observé sur PMMA/Rh6G. La durée de vie de fluorescence de la Rhodamine dans la matrice hybride semble donc très faible. L'application d'un fit exponentiel aux valeurs expérimentales de l'intensité de la raie centrale en fonction du retard donne ici une durée de vie d'environ 44 ps. (Figure 3.15). Cette valeur est plus de huit fois inférieure au temps évalué sur la composition PMMA/Rh6G.

Deux causes sont possibles pour expliquer la valeur très faible de la durée de vie expérimentale obtenue. La première est que la durée de vie mesurée est effectivement due à un effet de matrice et que le réseau inscrit sur une matrice hybride ne reste présent que très

peu de temps. La deuxième est l'intensité des impulsions pompes qui est de moins de 3 mJ/cm² soit très proche du seuil d'apparition de l'émission laser ce qui entraîne un signal en sortie du système de détection très faible qui nuit à la validité des mesures.

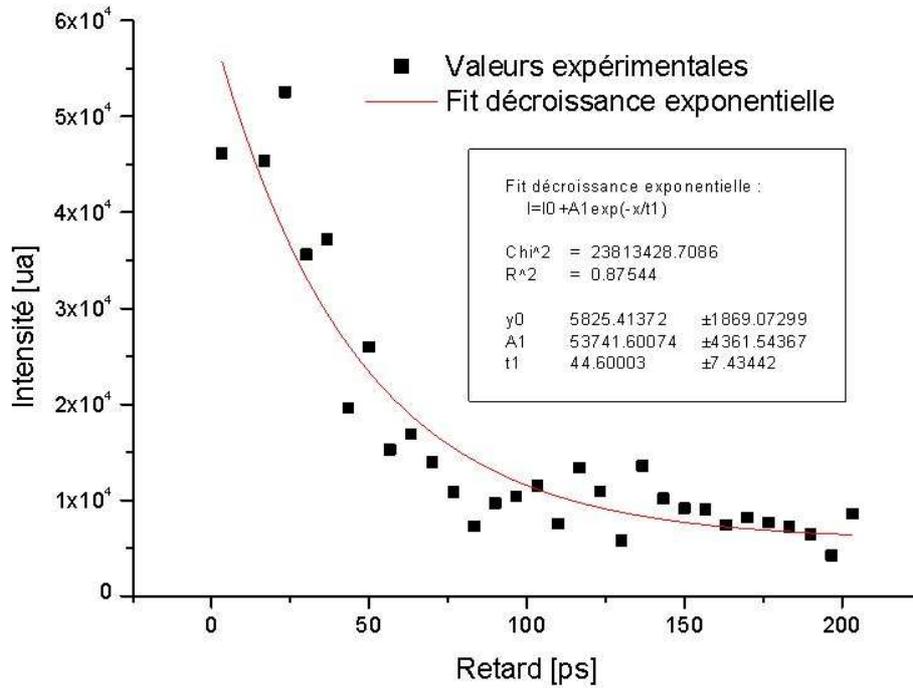


Figure 3.15 : Intensité du pic central en fonction du retard entre les pompes pour une couche hybride (50 : 50)/Rh6G

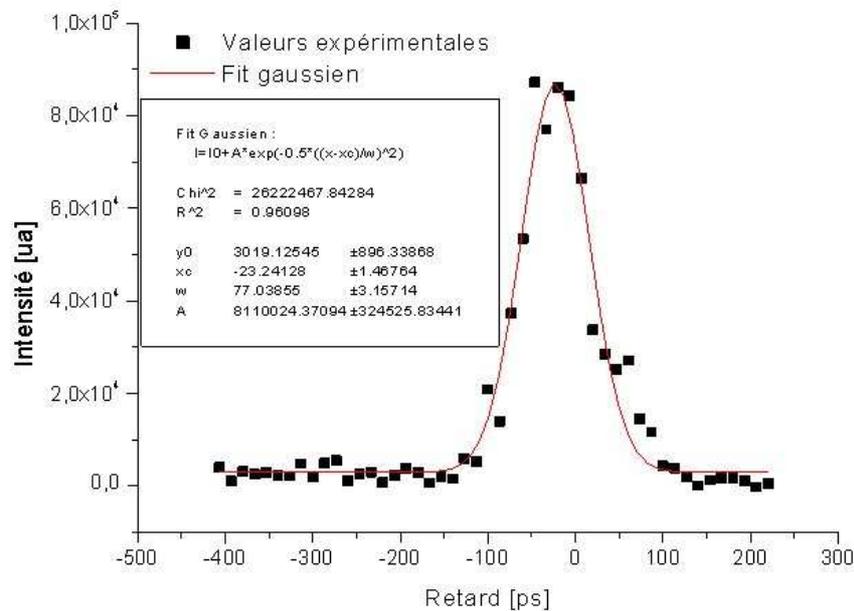


Figure 3.16 : Profil de l'intensité du 4^{ème} pic laser du spectre de la figure 3.15.

Néanmoins le temps caractéristique du laser excitateur obtenu est sensiblement le même que pour la composition précédente. L'application d'un fit gaussien sur le profil d'intensité de la

quatrième raie (figure 3.16) donne en effet une largeur à mi-hauteur d'environ 77 ps soit une durée d'impulsion laser d'environ 33 ps ce qui est parfaitement acceptable pour le type de laser utilisé.

Si la reproductibilité de l'obtention de multiples raies lasers à partir d'un montage multipompe est confirmée pour deux compositions différentes, il est impossible de remonter à la durée de vie du réseau photoinscrit sur l'hybride de cette façon. Cela est attribué au manque de tenue au flux de l'hybride utilisé. Il a été nécessaire de travailler à très bas flux pour ne pas inscrire un réseau permanent sur l'échantillon ce qui induit un réseau présentant un contraste faible. Un tel réseau voit sans doute son contraste diminuer plus rapidement que celui d'un réseau plus profondément inscrit. L'interaction avec la deuxième pompe se fait donc pendant un temps plus court.

Par ailleurs chaque raie laser émise est toujours au milieu de la bande spectrale définie par ses proches voisins comme le montrent la figure 3.17 et le tableau 3.2. Les observations faites avec le PMMA comme matrice hôte de la Rh6G sont donc confirmées par la présence du même phénomène avec une autre matrice.

III. Influence de l'ordre des deux réseaux photoinscrits

Afin de faire une étude la plus complète possible du phénomène il est apparu intéressant d'étudier le cas de deux faisceaux de pompage permettant de photoinscrire des réseaux pour lesquels l'émission laser obtenue provient d'ordres différents du réseau. En effet, l'émission multi-longueur d'onde, observée pour l'excitation du matériau par deux pompes inscrivant des réseaux favorisant l'émission laser pour le même ordre, est interprétée comme résultant d'interactions entre les pompes à la cohérence. L'ordre du réseau favorisant l'émission laser joue un rôle dans la sélection des longueurs d'onde émises.

III.1. Montage expérimental

Pour obtenir la photoinscription simultanée de deux réseaux permettant l'effet laser dans des ordres différents il est nécessaire que l'angle entre les deux faisceaux pompes soit important (environ 17° entre l'ordre 2 et 3). Le montage utilisé jusqu'alors ne permet pas un décalage aussi important. Le montage modifié est présenté sur la figure 3.18. La séparation du laser source est réalisée par une lame séparatrice qui divise le faisceau incident en deux faisceaux d'intensités égales. L'un de ces faisceaux est envoyé sur l'interféromètre au travers d'une ligne à retard tandis que le deuxième est renvoyé par un miroir de renvoi. En jouant sur la

position et l'inclinaison de ce miroir de renvoi il est possible de faire varier l'angle d'incidence entre les deux faisceaux pompes à l'arrivée sur l'interféromètre dans des proportions importantes. Plus le miroir de renvoi est loin de la lame séparatrice et plus l'écart angulaire entre les deux faisceaux est grand.

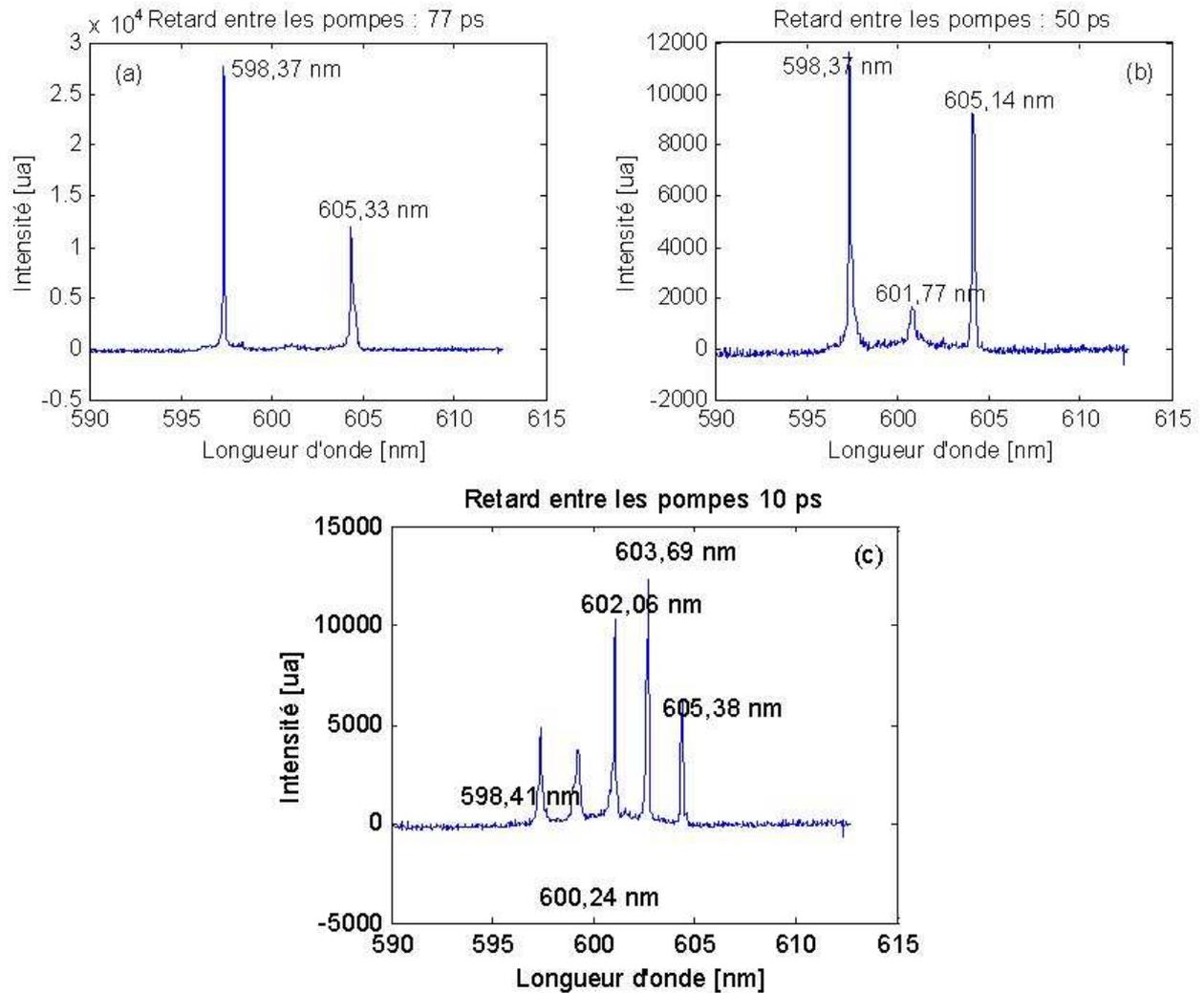


Figure 3.17 : Spectres de l'émission laser DFB d'une couche hybride (50 : 50)/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, pour un retard de 77 ps (a), 50 ps (b) et 10 ps (c).

Longueur d'onde des pics lasers en nm [Fig. 3.18(c)]	598,41	600,24	602,06	603,69	605,38
Ecart entre les pics en nm	1,83	1,82	1,63	1,69	
Longueur d'onde des pics lasers en nm [Fig. 3.18(b)]	598,37	601,77	605,14		
Ecart entre les pics en nm	3,4		3,37		

Tableau 3.2 : Longueurs d'onde des émissions lasers DFB d'une couche hybride(50 : 50)/Rh6G dues à deux pompes et écart spectral.

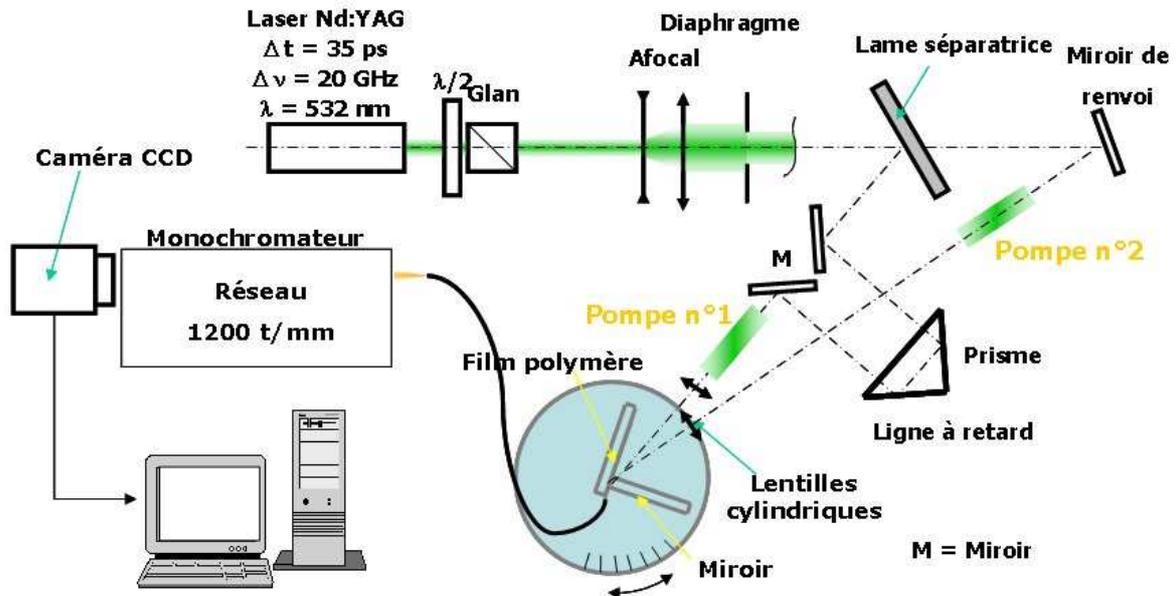


Figure 3.18 : Montage expérimental deux pompes inscrivant des réseaux d'ordre différents.

III.2. Etude pour des ordres différents

La mise en œuvre du montage expérimental pour obtenir la photoinscription simultanée de deux réseaux permettant l'effet laser dans des ordres différents par les deux pompes est la suivante : tout d'abord, le faisceau envoyé à travers la ligne à retard est aligné de façon à être dans les conditions qui favorisent l'émission d'ordre 2 (l'angle d'incidence est d'environ 45°). Ensuite le miroir de renvoi est déplacé jusqu'à ce que le faisceau l'atteignant soit renvoyé sur l'interféromètre de façon à favoriser l'émission d'ordre 3 ou 4 (angle d'incidence d'environ 28° pour l'ordre 3 et 20° pour l'ordre 4).

Les spectres obtenus en faisant varier simultanément les angles d'incidence des deux faisceaux de pompage, par rotation de l'interféromètre de Lloyd, sont présentés sur les figures 3.19 et 3.20. On observe un balayage plus rapide de la bande de fluorescence de la rhodamine lorsque l'ordre augmente. La bande d'accordabilité (550 - 570 nm) est la même que celle obtenue sur la même composition que ce soit par le biais d'un pompage unique ou à deux pompes. L'évolution présente un bon accord avec les résultats théoriques de la figure 2.25 où la pente $\frac{d\lambda}{d\theta}$ croît avec l'ordre m . La vitesse de balayage est donc différente selon l'ordre de l'émission laser, ce qui était prévisible au vu de l'expression théorique de la longueur d'onde émise (formule II.9). L'intérêt de cette vitesse variable est la présence d'un « croisement spectral », à savoir des valeurs d'angles d'incidence permettant une émission laser de même longueur d'onde dans deux ordres différents et ceci sans interaction visible entre les deux émissions.

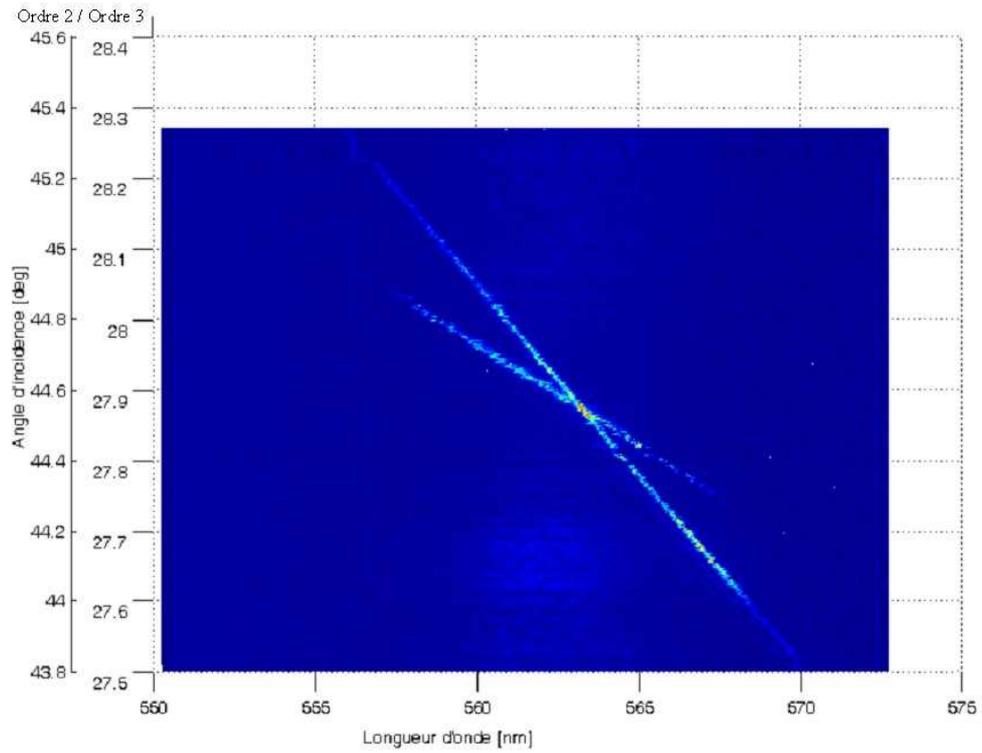


Figure 3.19 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement d'environ 16° . Les ordres de l'émission laser sont 2 et 3.

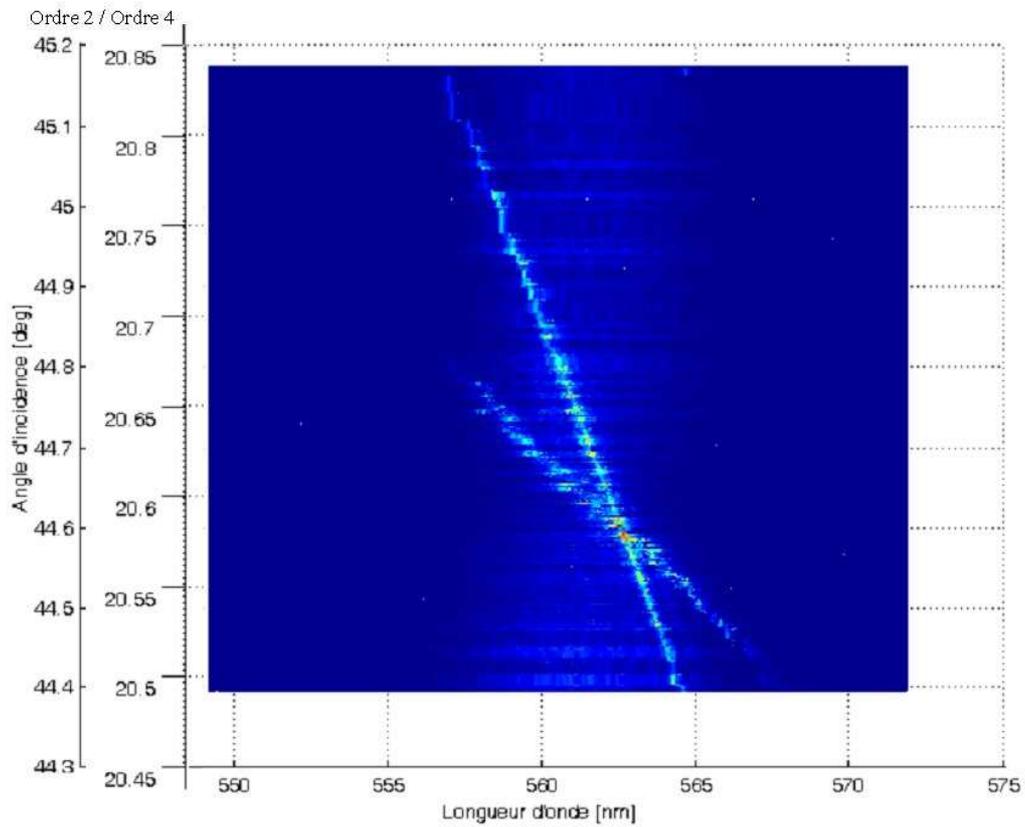


Figure 3.20 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement d'environ 24° . Les ordres de l'émission laser sont 2 et 4.

Les conditions expérimentales pour l'obtention de cette émission de même longueur d'onde à l'ordre 2 et 3 sont ici de $44,52^\circ$ d'angle d'incidence pour le premier faisceau excitateur et de $27,88^\circ$ pour le second. La longueur d'onde d'émission étant alors de 563,25 nm, les angles théoriques sont respectivement de $44,52^\circ$ et $27,87^\circ$ avec un indice de 1,485 pour la couche. Pour le spectre présentant une émission laser d'ordres 2 et 4, les angles expérimentaux sont de $44,60^\circ$ et $20,55^\circ$ pour une longueur d'onde d'émission de 562,6 nm, les angles prévus par la théorie étant de $44,59^\circ$ et $20,55^\circ$. L'écart entre nos mesures expérimentales et les valeurs prévues par la théorie est suffisamment faible pour prouver la pertinence des résultats obtenus.

En revanche le dispositif utilisé ne permet pas de conclure sur l'existence ou la non existence d'interaction entre les deux pompes. En effet, les expériences précédentes ont montré que l'émission laser résultant de l'interaction non cohérente de deux impulsions pompes présente une longueur d'onde médiane par rapport aux émissions lui donnant naissance. Par exemple l'émission laser favorisée via une pompe d'incidence 44° se situe à environ 568 nm pour l'ordre 2. Pour un angle de $27,6^\circ$ la longueur d'onde devrait être d'environ 862 nm, émission non visible dans la bande de fluorescence de la rhodamine. La longueur d'onde médiane correspondant à l'interaction de ces deux émissions devrait être voisine de 715 nm, valeur là aussi non visible par manque de gain. Il en est de même pour des interactions entre émission laser d'ordres différents. L'émission laser favorisée via une pompe d'incidence 44° se situe à environ 568 nm pour l'ordre 2 et 379 nm pour l'ordre 3, soit une longueur d'onde médiane voisine de 473 nm, là encore non visible. L'émission laser observée correspond donc à la simple superposition de l'émission produite par chaque faisceau de pompage indépendamment de l'autre.

Il est donc possible d'obtenir une émission laser multi-longueurs d'onde présentant un écart spectral pouvant être choisi aussi petit que l'on veut. Une telle configuration est impossible avec le montage utilisé pour des émissions lasers du même ordre à cause des interactions existantes. Il existe par contre d'autres dispositifs permettant d'obtenir une telle émission [III.8, III.9], la différence avec notre montage se faisant sur le site de création de l'émission laser. En effet dans le montage que nous avons utilisé les multiples émissions lasers sont émises par la même zone du matériau alors que la tendance dans la littérature est plus à la multiplication des sites de création puis une recombinaison des longueurs d'onde. Au final nous obtenons un système plus compact théoriquement dans la mesure où il n'est plus nécessaire de recombinaison des différentes longueurs d'onde produites.

IV. Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion de caractériser l'émission laser produite par un pompage multiple. Lorsque les conditions de gain dans le matériau excité sont propices, l'utilisation de plusieurs faisceaux de pompage donne nécessairement naissance à autant de longueurs d'onde d'émission que le nombre de faisceaux utilisés. A savoir que chaque faisceau excitateur induit une raie laser vérifiant parfaitement la théorie présentée dans le chapitre 2. Ces raies étant indépendantes l'une de l'autre.

Les expériences de ce chapitre ont également montré que le retard entre les faisceaux excitateurs joue un rôle primordial dans le nombre de raies lasers créés. Dans le cas où les ordres de réflexion de Bragg induisant les raies lasers sont identiques pour les deux pompes a la cohérence ou proche de celle-ci le nombre de raies émises est maximal (5 pour des émissions dues à l'ordre 2). Et ceci pendant un retard temporel directement lié à la durée de l'impulsion laser pompe. Par la suite ce nombre diminue (3 pour des émissions dues à l'ordre 2) et les émissions ne sont plus simultanées, trahissant ainsi la non cohérence des faisceaux de pompage et l'existence d'interaction entre les pompes via le matériau. Pour finir lorsque le retard est suffisamment long, seul deux raies sont présentes et plus aucune interaction n'existe entre les pompes.

Ces interactions permettent également de remonter à différents paramètres comme la durée de vie du réseau photoinscrit dans la couche ou le durée de l'impulsion excitatrice. Toutefois elles ne peuvent se produire que lorsque l'ordre de réflexion de Bragg est le même pour les deux réseaux inscrits. Dans le cas contraire les deux émissions induises sont complètement indépendantes.

V. Références du chapitre 3

III.1

Vespérini A.

(2002). Réalisation et caractérisation de micro-lasers à gain distribué sur couches minces de polymères insérant des ions de terres rares.

Mémoire de D.E.A, Université d'Angers.

III.2

Bao Z. ; Zhang X. ; Chan K. ; Zhou W.

(2001). Spectra of dual overwritten fiber Bragg grating.

Optics Communications, 188, 1-4, 31-39.

III.3

Phillion D. W. ; Kuizenga D. J. ; Siegman A. E.

(1975). Subnanosecond relaxation time measurements using a transient induced grating method.

Applied Physics Letters, 28, 2, 85-87

III.4

Falkenstein W., Penzokofer A., Kaiser W.

(1978). Amplified spontaneous emission in rhodamine dyes: generation of picosecond light pulses and determination of excited state absorption and relaxation.

Optics Communications, 27, 1, 151-156

III.5

Khan N. et Hall T.A.

(2003). A five line distributed feedback dye laser.

Optics Communications, 228, 1-3, 177-180

III.6

Eichler E. ; Günter P. ; Pohl D.

(1986). Laser-induced dynamics gratings

Berlin : Springer-Verlag, 40-41

III.7

Shtyrkov E.I ; Nevelsakaya N.L. ; Lobkov V.S. ; Yarmukhametov N.G.

(1980). Transient light-induced spatial gratings by successive optical coherent pulses.

Physica Status Solidi B, 98, 2, 473-485

III.8

Müller A.

(1996). Two independently tunable distributed feedback dye lasers pumped by a single picosecond Nd : YAG laser.

Applied Physics B, 63, 5, 443-450

III.9

Toussaere E. ; Bouadma N. ; Zyss J.

(1998). Monolithic integrated four DFB lasers array with a polymer-based combiner for WDM applications.

Optical Materials, 9, 1-4, 255-258

Chapitre 4

Le laser DFB multimode : modèle et validation

Chapitre 4	98
I. Introduction.....	100
II. Approche théorique et modélisation de l'émission laser DFB multiraies.....	101
II.1. Approche géométrique	101
II.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 1	105
II.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2	107
II.1.c. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3	111
II.1.d. Généralisation du modèle	115
II.2. Modèle physique : cas de la saturation de l'indice.....	118
III. Validation du modèle et perspectives.....	123
III.1. Etude avec deux pompes : variation de l'ordre.....	123
III.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2	123
III.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3	124
III.2. Etude pour trois pompes à l'ordre 2	126
III.2.a. Montage expérimental	126
III.2.b. Structure neuf pics : interaction des pompes deux à deux	128
IV. Conclusion	130

I. Introduction

Lorsqu'un seul faisceau est utilisé pour créer un laser DFB, nous avons vu dans le chapitre 2 que la longueur d'onde DFB obtenue est parfaitement déterminée par la condition de Bragg à condition de connaître l'angle et l'indice de réfraction du matériau. Dans le chapitre 3, nous avons pu nous rendre compte que si l'échantillon est pompé par plusieurs faisceaux, le spectre d'émission du laser se trouve enrichi de plusieurs raies supplémentaires.

L'objectif de ce quatrième chapitre est de présenter une étude théorique des multiples interactions qui se produisent dans le film lorsque celui-ci est excité par plusieurs faisceaux. Après avoir présenté, sous un regard original, comment se manifeste les diverses réflexions de Bragg à partir des différents vecteurs d'onde, nous présenterons un modèle géométrique qui permet de reproduire le spectre d'émission. Une généralisation de ce modèle sera utilisée pour montrer tout le potentiel de ces lasers pompés par plusieurs faisceaux.

Une autre approche théorique est également présentée dans ce chapitre. En prenant en compte le régime de saturation de l'indice de réfraction du milieu, il est possible de calculer les spectres d'émission dans n'importe quel ordre de réflexion de Bragg.

Enfin, nous présenterons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus dans la configuration d'une excitation avec 3 pompes.

II. Approche théorique et modélisation de l'émission laser DFB multiraies.

Nous avons utilisé deux approches différentes pour interpréter l'émission laser multi longueur d'onde mise en évidence dans le chapitre précédent. La première est basée sur une étude géométrique en prenant en compte tous les vecteurs d'ondes en jeu à partir des différents faisceaux utilisés pour le pompage optique de nos échantillons. La deuxième approche consiste à écrire la superposition cohérente de tous les champs dans le film et à prendre en considération l'effet de saturation de l'indice de réfraction du matériau.

II.1. Approche géométrique

Il est possible d'obtenir l'oscillation simultanée de plusieurs raies laser dans le même film mince de polymère dopé par un colorant laser. Le pompage, réalisé avec plusieurs faisceaux, crée une structure complexe d'ondes stationnaires dans le film. Plusieurs réseaux sont associés à ces ondes stationnaires et ceux-ci sont à l'origine des raies laser multiples observées dans le spectre d'émission. Pour comprendre les interactions qui se produisent dans la couche, nous allons définir tous les vecteurs d'onde qui entrent en jeu dans notre montage.

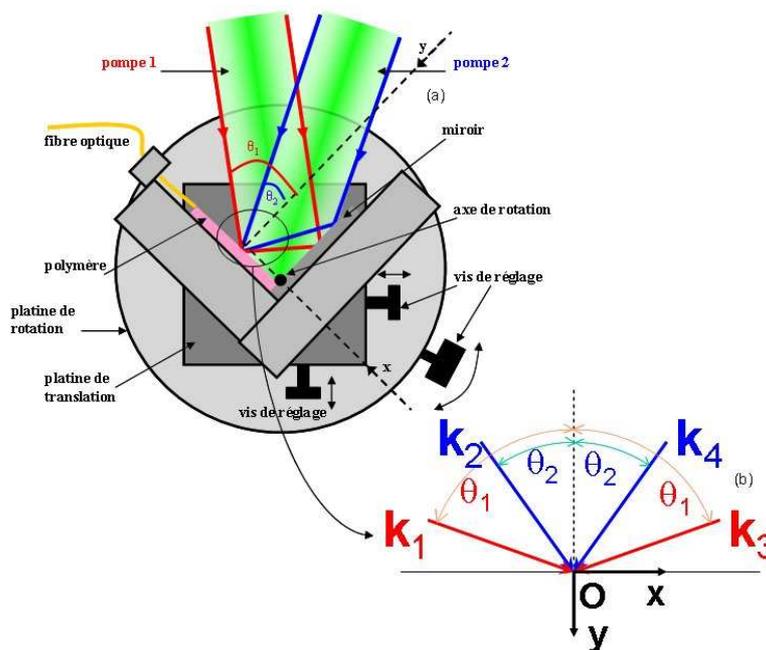


Figure 4.1 : Vue détaillée de l'interféromètre de Lloyd lorsque le polymère est excité par deux pompes séparées angulairement (a). Détail des différents vecteurs d'ondes incidents sur l'échantillon. (b)

La figure 4.1 représente le schéma détaillé de l'interféromètre lorsque deux faisceaux sont utilisés pour le pompage. Chaque faisceau incident donne localement une paire de vecteurs

d'onde puisque une partie de la lumière tombe directement sur le film, mais une autre partie est réfléchiée sur le miroir perpendiculaire au film. La géométrie de l'interféromètre impose une certaine symétrie des vecteurs d'onde. Par exemple, les deux vecteurs d'onde liés à la pompe n°1, figurés en rouge sur la figure, sont symétriques par rapport à la normale au film (ou au plan du miroir). La figure 4.1(b) montre les 4 vecteurs d'onde associés aux deux faisceaux incidents sur le film. Le plan de l'échantillon est repéré par l'axe Oxz tandis que la normale à l'échantillon définit l'axe Oy. Nous considérons que le plan défini par les axes optiques des deux pompes est confondu avec le plan Oxy. Pour chaque vecteur d'onde incident k_i , on peut définir un angle d'incidence θ_i ($i = 1, 2, 3$ ou 4). Pour les raisons de symétries qui viennent d'être évoquées, on peut noter que $\theta_3 = -\theta_1$ et que $\theta_4 = -\theta_2$. Les coordonnées des différents vecteurs d'onde en jeu s'écrivent :

$$\vec{k}_1 = \begin{pmatrix} k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \vec{k}_2 = \begin{pmatrix} k_p \sin \theta_2 \\ k_p \cos \theta_2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{k}_3 = \begin{pmatrix} k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_3 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \\ 0 \end{pmatrix} = -\vec{k}_1 \quad \vec{k}_4 = \begin{pmatrix} k_p \sin \theta_4 \\ k_p \cos \theta_4 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_p \sin \theta_2 \\ k_p \cos \theta_2 \\ 0 \end{pmatrix} = -\vec{k}_2 \quad (IV.1)$$

Les composantes selon l'axe Oz sont nulles puisque les deux faisceaux excitateurs sont dans le même plan d'incidence Oxy. En considérant uniquement le faisceau n°1, la superposition des deux ondes repérées par les deux vecteurs \vec{k}_1 et \vec{k}_3 , donne naissance à une modulation périodique de l'intensité lumineuse suivant l'axe Ox (figure 4.2).

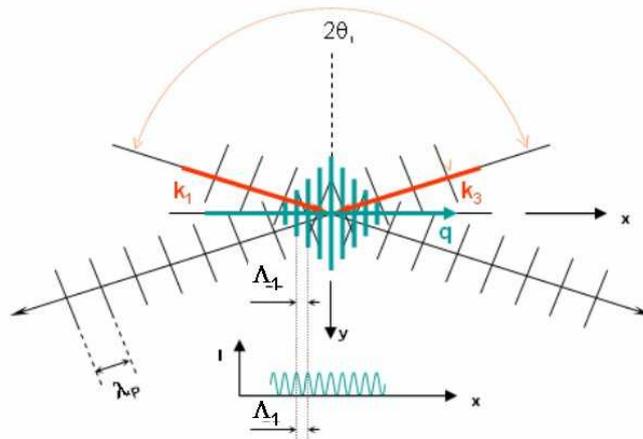


Figure 4.2 : Superposition de deux ondes séparées d'un angle $2\theta_1$. Le pas de la figure d'interférence (interfrange) est noté Λ_1 .

Le pas de la figure d'interférence est noté Λ_1 , avec $\Lambda_1 = \lambda_p/2\sin \theta$ (voir équation II.8). Ce réseau, formé dans le plan du film, peut être caractérisé par un vecteur d'onde noté \vec{q} , et défini par $\vec{q} = \pm(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)$. Dans cette configuration, nous pouvons définir la réflexion de Bragg au premier ordre. Le vecteur d'onde de Bragg $\vec{k}_B^{(1)}$, auquel est associé la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B^{(1)}$ avec $\lambda_B^{(1)} = 2\pi/|\vec{k}_B^{(1)}|$, est dans ce cas égal au vecteur réseau \vec{q} et par conséquent $\lambda_B^{(1)} = \Lambda_1$. Nous noterons dans la suite Λ_m la longueur d'onde de Bragg à la réflexion à l'ordre m .

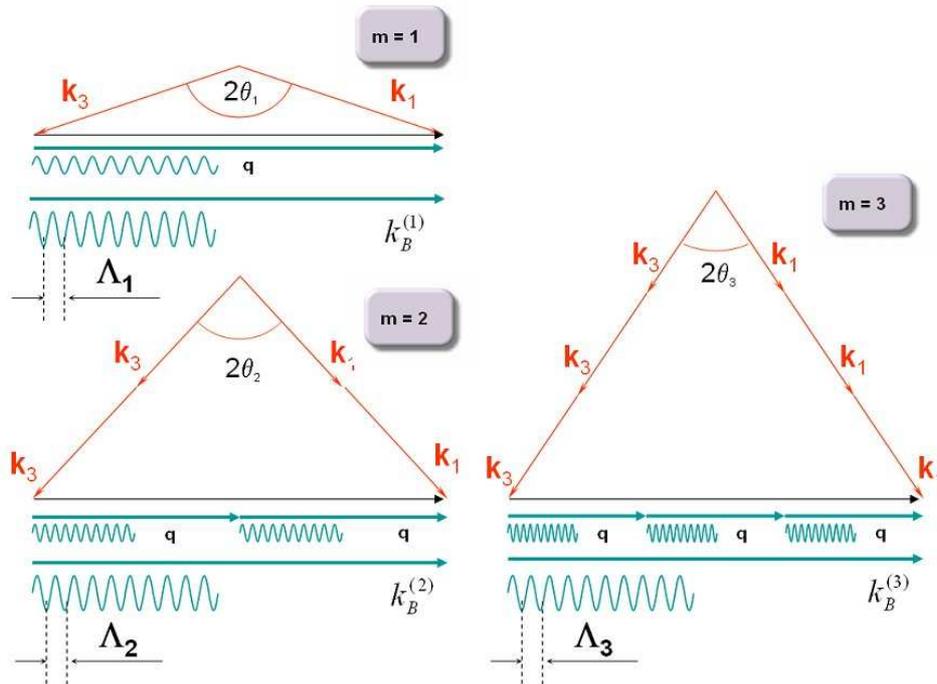


Figure 4.3 : Construction géométrique illustrant l'obtention des vecteurs de Bragg à partir des vecteurs d'onde incident ainsi que différentes configurations pour obtenir la même longueur d'onde d'émission pour différents ordres de réflexion de Bragg ($m=1$ à 3). Pour avoir $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda_3$ on doit vérifier que le produit $m \times \sin \theta_m$ soit constant, c'est-à-dire $\theta_3 > \theta_2 > \theta_1$.

Une modulation périodique de l'intensité peut être également obtenue en considérant la superposition cohérente de quatre ondes, caractérisées par deux vecteurs d'onde \vec{k}_1 et deux vecteurs d'onde \vec{k}_3 . Dans ce cas, nous pouvons écrire : $\vec{k}_B^{(2)} = 2\vec{q} = \pm 2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)$. Ce processus à quatre ondes donne par conséquent naissance à un vecteur d'onde de Bragg deux fois plus grand que dans le cas précédent : $\vec{k}_B^{(2)} = 2\vec{k}_B^{(1)}$, et la longueur d'onde de Bragg associée est évidemment deux fois plus petite : $\Lambda_2 = \Lambda_1/2$. Nous sommes alors dans la configuration de la réflexion de Bragg à l'ordre 2.

Par extension, la réflexion de Bragg à l'ordre m correspond à la superposition cohérente de $2m$ ondes, repérées par m vecteurs d'onde \vec{k}_1 et m vecteurs d'onde \vec{k}_3 . Le vecteur d'onde de Bragg s'écrit $\vec{k}_B^{(m)} = m\vec{q} = \pm m(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)$. La longueur d'onde de Bragg associée à la réflexion de Bragg d'ordre m s'écrit $\Lambda_m = 2\pi/k_B^{(m)} = \Lambda_1/m$. La figure 4.3 illustre la construction des vecteurs de Bragg pour les trois premiers ordres de réflexion.

Dans le cas des lasers DFB en couche mince, la réflexion de Bragg se produit dans l'épaisseur du film de polymère, qui joue le rôle de guide d'onde plan. Il faut donc faire intervenir l'indice de réfraction effectif de la couche mince (noté n_{eff}). La condition d'accord de phase, qui est à l'origine de la condition de Bragg, ne s'applique plus à une distance (le pas du réseau) mais à un chemin optique (le produit du pas du réseau et de l'indice effectif). La longueur d'onde $\lambda_{\text{émis}}^{(m)}$ de la raie laser DFB associée au vecteur de Bragg $k_B^{(m)}$ s'écrit:

$$\lambda_{\text{émis}}^{(m)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}}}{k_B^{(m)}} \quad (\text{IV.2})$$

Comme $k_B^{(m)} = m\vec{q} = m\frac{2\pi}{\Lambda_1} = \frac{2\pi}{\Lambda_m}$ alors :

$$\lambda_{\text{émis}}^{(m)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \Lambda_1}{m2\pi} = \frac{2n_{\text{eff}} \Lambda_1}{m} = 2n_{\text{eff}} \Lambda_m \quad (\text{IV.3})$$

Avec $\Lambda_1 = \frac{\lambda_p}{2\sin\theta_1}$ on retrouve la formule « classique » donnée dans le chapitre 2 (Equ. II.9)

et qui exprime la longueur d'onde sélectionnée par le réseau de Bragg:

$$\lambda_{\text{émis}}^{(m)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{m \sin\theta_1} \quad (\text{IV.4})$$

Si le milieu possédait un gain sur un spectre très large, nous pourrions observer, l'angle d'incidence θ_1 de la pompe restant constant, une série de raies laser dans le spectre d'émission, chacune des raies correspondant à une valeur de m . Mais dans la majorité des cas, le gain laser du colorant utilisé est limité à une largeur spectrale assez faible, ce qui nous limite à n'observer qu'une seule raie à la fois. Par contre, nous pouvons obtenir l'émission d'une raie laser à une longueur d'onde constante, mais provenant d'ordres de réflexion de Bragg différents, en faisant varier l'angle d'incidence θ_1 . Dans ce cas, l'angle d'incidence θ_1 doit diminuer lorsque m augmente, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 4.3.

Jusqu'ici, nous avons seulement considéré le cas où un seul faisceau pompe est utilisé, donnant naissance aux vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_3 . Lorsque deux pompes sont utilisées, il faut considérer les 4 vecteurs d'onde \vec{k}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) avec $\vec{k}_3 = -\vec{k}_1$ et $\vec{k}_4 = -\vec{k}_2$. La formule IV.2 est la clé de voûte de notre approche géométrique. Pour chaque ordre, nous pouvons déterminer tous les vecteurs $\vec{k}_B^{(m)} = m\vec{q}$ à partir des vecteurs d'onde \vec{k}_i . En calculant leurs normes respectives, il est possible de déterminer toutes les longueurs d'onde de Bragg obtenues par le réseau complexe induit dans le matériau, et par suite les longueurs d'onde des différentes raies laser pouvant être obtenues. En effet, les vecteurs de Bragg qui ne font intervenir que les vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_3 , issus du même faisceau incident, ou les vecteurs d'onde \vec{k}_2 et \vec{k}_4 , issus du deuxième faisceau incident vont permettre d'établir les longueurs d'onde de Bragg pour chacun des faisceaux incidents. Mais certains vecteurs de Bragg mettent en jeu des « mélanges » de vecteurs d'onde provenant des deux faisceaux : comme on va le voir, ce couplage est à l'origine des raies supplémentaires dans le spectre.

II.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 1

À l'ordre 1, le vecteur de Bragg s'écrit :

$$\vec{k}_B^{(1)} = \vec{q} = \pm(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) = \pm \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 & -k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_1 & -k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2k_p \sin \theta_1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{IV.5})$$

Le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n°1 est donc :

$$k_B^{(1)} = 2k_p \sin \theta_1 = \frac{4\pi}{\lambda_p} \sin \theta_1 \quad (\text{IV.6})$$

Soit la longueur d'onde émise :

$$\lambda_{\text{émis},1}^{(1)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{4\pi \sin \theta_1} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1} \quad (\text{IV.7})$$

De la même façon, le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n° 2 est :

$$k_B^{(1)} = 2k_p \sin \theta_2 = \frac{4\pi}{\lambda_p} \sin \theta_2 \quad (\text{IV.8})$$

Soit la longueur d'onde émise :

$$\lambda_{\text{émis},2}^{(1)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_2} \quad (\text{IV.9})$$

Mais la superposition cohérente de deux ondes issues des deux différentes pompes peut également donner une interférence, et par conséquent un autre vecteur de Bragg s'exprimant par exemple comme :

$$\vec{k}_B^{(1)} = \vec{q} = \pm(\vec{k}_1 - \vec{k}_4) = \pm \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_4 \\ k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} k_p (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\ k_p (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \end{vmatrix} \quad (\text{IV.10})$$

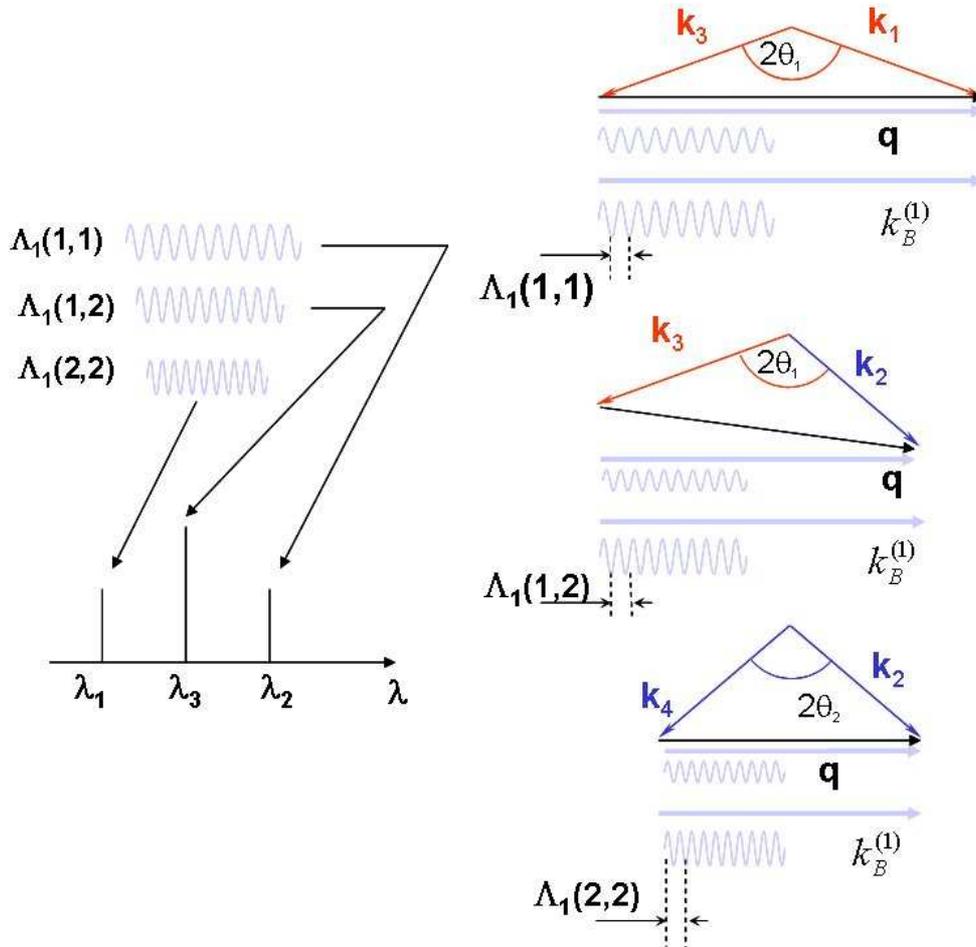


Figure 4.4 : Illustration des différentes superpositions d'ondes donnant lieu à la réflexion de Bragg au premier ordre et les longueurs d'onde associées.

La figure 4.4, représentant la superposition des ondes, montre bien que ce vecteur réseau a une composante sur y non nulle. Mais d'une part, l'onde générée se propage dans le film suivant l'axe des x uniquement, et d'autre part, cette valeur est très faible car dans chaque cas, θ_1 et θ_2 sont très proches (l'écart est inférieur à $2,8^\circ$ dans le cas où $m = 2$). On ne considère par conséquent que la composante sur l'axe x , et par suite, l'expression du module de ce vecteur de Bragg s'écrit :

$$\vec{k}_B^{(1)} = k_p (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) = \frac{2\pi}{\lambda_p} (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (\text{IV.11})$$

Cette expression correspond à la moyenne des deux vecteurs de Bragg précédents. La longueur d'onde émise correspondante est donc :

$$\lambda_{\text{émis},3}^{(1)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi(\sin \theta_1 + \sin \theta_2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2} \quad (\text{IV.12})$$

On remarque que $\frac{1}{\lambda_{\text{émis},3}^{(1)}} = \frac{1}{\lambda_{\text{émis},1}^{(1)}} + \frac{1}{\lambda_{\text{émis},2}^{(1)}}$. Il est donc possible de générer trois raies laser dans le spectre d'émission à l'aide de deux pompes.

II.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2

Dans le cadre de la réflexion de Bragg à l'ordre 2 avec deux pompes, il est nécessaire de prendre en compte $2m = 4$ vecteurs d'onde. Les vecteurs résultants de ces combinaisons peuvent être séparés en deux catégories : d'une part ceux issus d'une interaction entre vecteurs d'onde d'un même faisceau pompe, et d'autre part ceux issus d'interactions couplées.

Les vecteurs de Bragg qui correspondent à la première catégorie s'expriment, par exemple, comme :

$$\vec{k}_B^{(2)} = 2\vec{q} = \pm 2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) = \pm 2 \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 4k_p \sin \theta_1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{IV.13})$$

Le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n° 1 à l'ordre 2 s'écrit :

$$k_B^{(2)} = 4k_p \sin \theta_1 = \frac{8\pi}{\lambda_p} \sin \theta_1 \quad (\text{IV.14})$$

La longueur d'onde émise est donc :

$$\lambda_{\text{émis},1}^{(2)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{8\pi \sin \theta_1} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_1} \quad (\text{IV.15})$$

Il est à signaler que le vecteur réseau qui s'écrit $2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) = \vec{k}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_3$ n'est que l'une des 12 configurations qui donne naissance à cette longueur d'onde de Bragg, comme on peut le voir sur la figure 4.5.

De la même façon, le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n° 2 à l'ordre 2 est :

$$k_B^{(2)} = 4k_p \sin \theta_2 = \frac{8\pi}{\lambda_p} \sin \theta_2 \quad (\text{IV.16})$$

La longueur d'onde émise correspondante est :

$$\lambda_{\text{émis},2}^{(1)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_2} \quad (\text{IV.17})$$

Comme dans le cas précédent, il y a 12 combinaisons possibles représentées sur la figure 4.6.

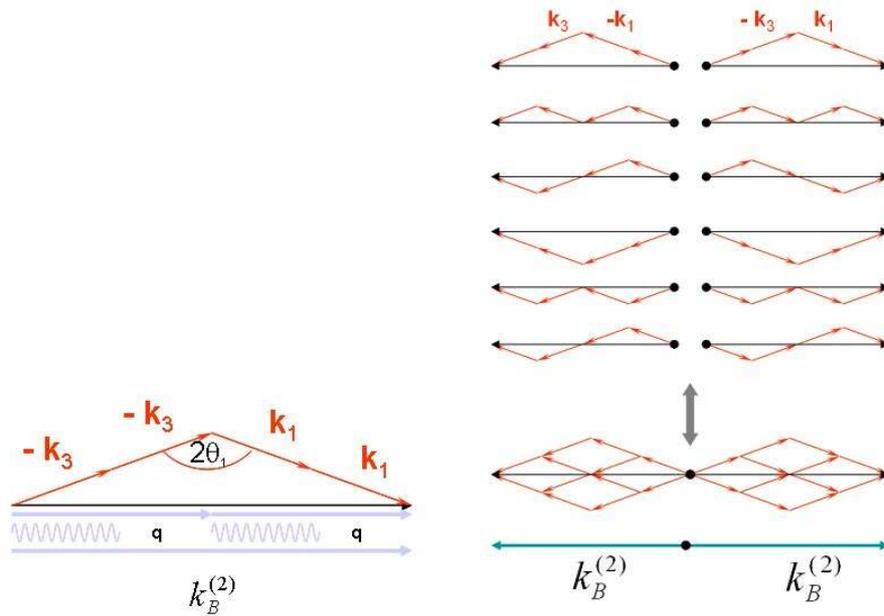


Figure 4.5 : Représentation du vecteur de Bragg $\pm 2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)$ et ensemble des arrangements à quatre vecteurs d'onde donnant la même résultante.

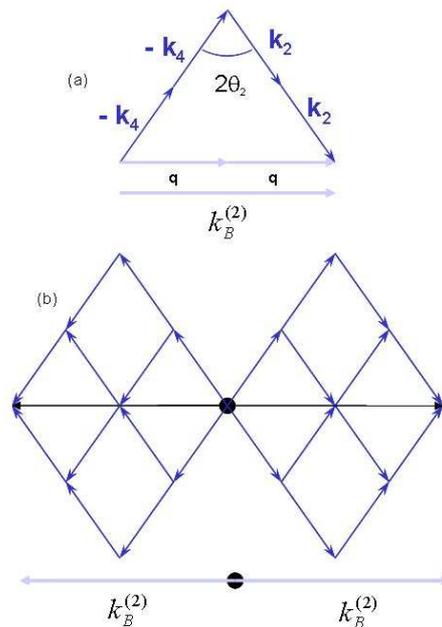
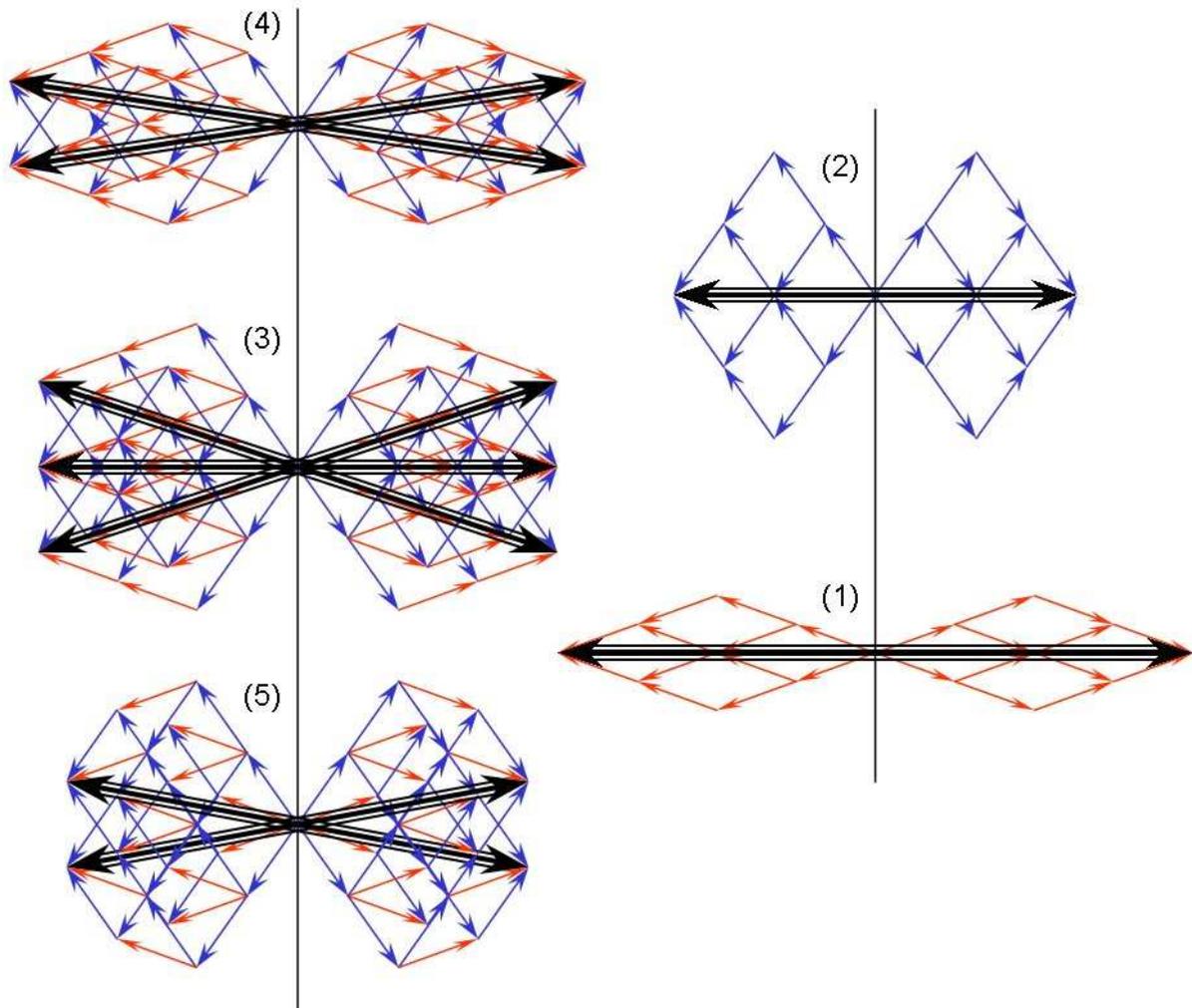


Figure 4.6: Représentation du vecteur de Bragg $\pm 2(\vec{k}_2 - \vec{k}_4)$ (a). Ensemble des arrangements à quatre vecteurs d'onde donnant la même résultante. (b)

Il existe donc plusieurs configurations faisant intervenir 4 vecteurs d'onde qui donnent naissance à un même vecteur de Bragg et donc une même longueur d'onde. Lorsque l'on cherche à construire graphiquement les vecteurs d'onde de Bragg liés à toutes les combinaisons possibles, il n'apparaît au final que 5 modules différents du vecteur de Bragg dont la longueur d'onde d'émission associée se situe dans le domaine spectral de gain du colorant [550 – 600 nm] (figure 4.7).



Figures 4.7 : Illustration géométrique de toutes les résultantes possibles pour le vecteur de Bragg à l'ordre 2. Il y a en tout 192 combinaisons possibles qui donnent une résultante compatible avec la zone de gain du colorant utilisé.

L'ensemble des combinaisons issues d'interactions couplées donne donc naissance à seulement 3 vecteurs de Bragg supplémentaires. Le premier est lié aux combinaisons symétriques obtenues avec 2 vecteurs d'onde de la première pompe et deux vecteurs d'onde de la seconde :

$$k_B^{(2)} = 2k_p (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (\text{IV.18})$$

Ce vecteur peut s'obtenir par 72 combinaisons différentes et la longueur d'onde émise correspondante est :

$$\lambda_{\text{émis},3}^{(2)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2} \quad (\text{IV.19})$$

Il apparaît enfin deux vecteurs supplémentaires, liés à des combinaisons non symétriques obtenues avec un vecteur d'onde pris sur l'une des deux pompes et trois vecteurs d'onde pris sur l'autre. Le vecteur de Bragg n°4 s'obtient avec 48 combinaisons différentes et s'écrit :

$$k_B^{(2)} = k_p (3 \sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (\text{IV.20})$$

La longueur d'onde émise correspondante est :

$$\lambda_{\text{émis},4}^{(2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{3 \sin \theta_1 + \sin \theta_2} \quad (\text{IV.21})$$

De manière symétrique, le 5^{ème} vecteur de Bragg s'obtient également avec 48 combinaisons et s'écrit :

$$k_B^{(2)} = k_p (\sin \theta_1 + 3 \sin \theta_2) \quad (\text{IV.22})$$

La longueur d'onde émise correspondante est :

$$\lambda_{\text{émis},5}^{(2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1 + 3 \sin \theta_2} \quad (\text{IV.23})$$

Nous avons donc bien au final $12 + 48 + 72 + 48 + 12 = 192$ combinaisons possibles. Nous avons écrit un programme qui calcule toutes les vecteurs résultants de la superposition cohérente de n pompes à l'ordre m. L'interféromètre donne naissance à 2n vecteurs d'ondes à partir de n pompes. Le programme calcule toutes les combinaisons : $\pm k_{i_1} \dots \pm k_{i_q} \dots \pm k_{i_{2m}}$, avec $q = 1, 2, \dots, 2m$ et $i_q = 1, 2, \dots, 2n$ et le nombre total de combinaisons est donné par $(4n)^{2m}$.

Par exemple, pour calculer toutes les combinaisons à l'ordre 4 avec 2 pompes, nous avons $q=1, \dots, 8$ et $i_q = 1, \dots, 4$ et l'une des combinaisons possible est : $+k_1 + k_1 - k_2 + k_4 + k_4 - k_3 + k_4 - k_3$.

Le tableau 4.1 indique le nombre de combinaisons en fonction du nombre de pompes et de l'ordre de Bragg.

Nombre de pompes (n)	2	2	2	2	3	3	3
Ordre de Bragg (m)	1	2	3	4	1	2	3
Nombre de combinaisons	64	4096	262.144	16.777.216	144	38.416	7.529.536

Tableau 4.1 : Nombre de combinaisons prises en compte par le programme.

Il est bien évident que nous n'avons pas optimisé ce programme, qui calcule absolument toutes les combinaisons, mêmes celles qui n'ont aucun sens physique (par exemple : $+k_1 + k_1 + k_1$ ou $-k_1 - k_2 - k_3 - k_4 + k_1 + k_2 + k_3 + k_4$ dans le cas mentionné plus haut). L'histogramme des combinaisons donnant naissance à un même vecteur de Bragg peut être ainsi calculé numériquement. Pour obtenir cet histogramme, nous utilisons la relation qui lie le module d'un réseau de Bragg et la longueur d'onde associée et nous nous limitons aux vecteurs résultants qui donnent une longueur d'onde dans la bande de gain du colorant. Ainsi, à partir des angles $\theta_1 = 44,92^\circ$ et $\theta_2 = 44,47^\circ$, l'histogramme des combinaisons nous permet de connaître le spectre d'émission associé (figure 4.8) obtenu avec deux pompes et à l'ordre 2. L'intensité de chacune des raies est donnée par le nombre de combinaisons (4096 combinaisons possibles au total).

Au final l'utilisation de la réflexion de Bragg à l'ordre 2 par le biais de deux faisceaux excitateurs cohérents conduit à 5 longueurs d'onde de Bragg différentes, permettant l'émission laser de 5 raies aux longueurs d'onde suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{\text{émis},1}^{(1)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_1} \\ \lambda_{\text{émis},2}^{(1)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_2} \\ \lambda_{\text{émis},3}^{(2)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2} \\ \lambda_{\text{émis},4}^{(2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{3 \sin \theta_1 + \sin \theta_2} \\ \lambda_{\text{émis},5}^{(2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{\sin \theta_1 + 3 \sin \theta_2} \end{array} \right. \quad (\text{IV.24})$$

II.1.c. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3

Pour l'étude de la réflexion de Bragg à l'ordre 3 avec deux pompes, la démarche est la même que celle utilisée dans le paragraphe précédent. Nous allons prendre en compte $2m = 6$ vecteurs d'onde, étudier d'abord les vecteurs résultants des combinaisons « découplées » et ensuite étudier les vecteurs d'onde nés du couplage de vecteurs d'onde issus des deux pompes.

Lorsque les vecteurs d'onde en jeu proviennent tous de la pompe n°1, le vecteur de Bragg s'écrit :

$$\vec{k}_B^{(3)} = 3\vec{q} = \pm 3(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) = \pm 3 \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 6k_p \sin \theta_1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{IV.25})$$

Le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n° 1 à l'ordre 3 s'écrit :

$$k_B^{(3)} = 6k_p \sin \theta_1 = \frac{12\pi}{\lambda_p} \sin \theta_1 \quad (\text{IV.26})$$

La longueur d'onde émise est donc :

$$\lambda_{\text{émis},1}^{(3)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{12\pi \sin \theta_1} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{3 \sin \theta_1} \quad (\text{IV.27})$$

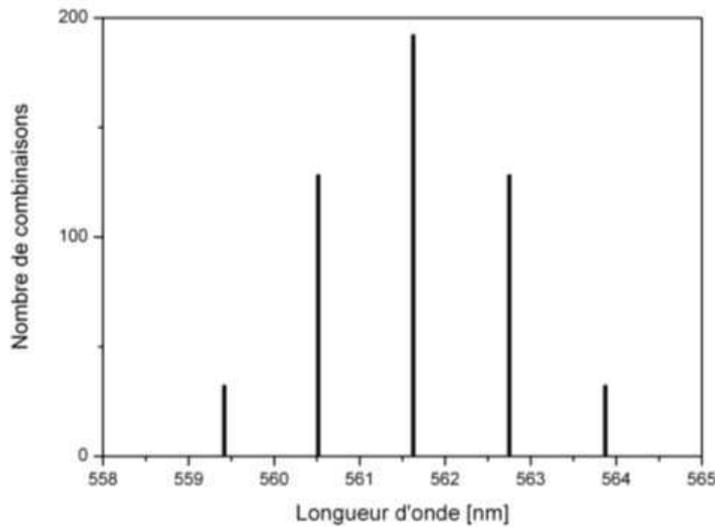


Figure 4.8 : Histogramme du nombre de combinaisons donnant un même vecteur de Bragg dans l'ordre 2 en fonction des longueurs d'onde correspondantes.

De la même façon, le module du vecteur d'onde de Bragg associé au réseau créé par la pompe n° 2 à l'ordre 3 est :

$$k_B^{(3)} = 6k_p \sin \theta_2 = \frac{12\pi}{\lambda_p} \sin \theta_2 \quad (\text{IV.28})$$

La longueur d'onde émise correspondante est :

$$\lambda_{\text{émis},2}^{(3)} = \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{12\pi \sin \theta_2} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{3 \sin \theta_2} \quad (\text{IV.29})$$

Il existe également plusieurs configurations faisant intervenir 6 vecteurs d'onde et qui donnent naissance à un même vecteur de Bragg. Sachant qu'il existe en tout 262.144 combinaisons possibles, il n'est pas question d'adopter l'illustration graphique systématique

qui a été utilisée dans le cas de l'ordre 2. Un grand nombre de ces combinaisons n'ont pas de sens physique, comme par exemple la résultante $\vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1$ ou $\vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_1 - \vec{k}_1 - \vec{k}_1$ qui donne le vecteur nul. En prenant ainsi toutes les possibilités avec 6 vecteurs, on retrouve toutes les résultantes obtenues avec 4 vecteurs dans les cas où 2 vecteurs opposés apparaissent dans la somme. Par exemple, $\vec{k}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_3 + \vec{k}_1 - \vec{k}_1$ correspond en fait à une combinaison à 4 vecteurs, comme le montre la figure 4.9.

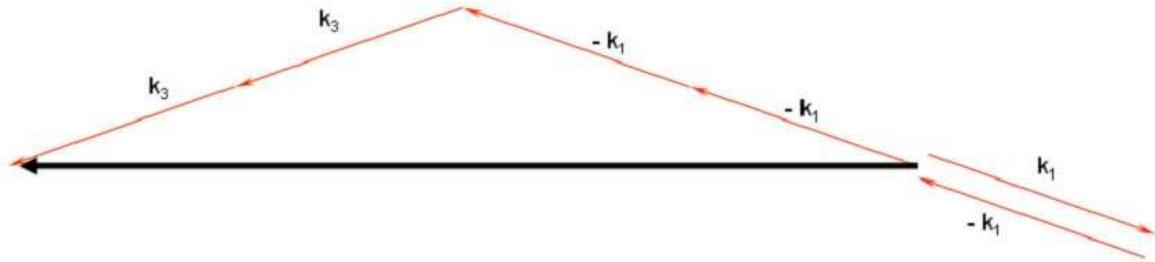


Figure 4.9 : Vecteur de Bragg résultant d'une combinaison à 6 vecteurs d'onde, pour laquelle deux vecteurs se « neutralisent ». On retrouve l'une des configurations obtenues pour $m=2$.

En ne considérant que les combinaisons à 6 vecteurs qui donnent un vecteur de Bragg et la longueur d'onde correspondante dans le domaine de gain du colorant, il ne reste finalement que 2560 combinaisons. Le résultat d'une telle simulation (les angles choisis sont $28,16^\circ$ et $27,90^\circ$) est présenté sur la figure 4.10. Les deux raies extrêmes correspondent aux longueurs d'onde calculées ci-dessus, c'est-à-dire $\lambda_{\text{émis},1}^{(3)}$ et $\lambda_{\text{émis},2}^{(3)}$. Les 5 autres raies laser sont dues aux interactions couplées entre les vecteurs d'onde issus des deux pompes. Il y a donc cinq combinaisons supplémentaires à étudier.

En prenant à chaque fois l'une des combinaisons possibles, ces vecteurs de Bragg peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_B^{(3)} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4 \\
 &= \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 \\ k_p \cos \theta_1 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} k_p \sin \theta \\ k_p \cos \theta \end{vmatrix} \\
 &= \begin{vmatrix} k_p (5 \sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\ k_p (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \end{vmatrix}
 \end{aligned} \tag{IV.30}$$

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_B^{(3)} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4 \\
 &= \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_3 & k_p \sin \theta_3 & k_p \sin \theta \\ k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_3 & k_p \cos \theta_3 & k_p \cos \theta \end{vmatrix} \\
 &= \begin{vmatrix} k_p (4 \sin \theta_1 + 2 \sin \theta_2) \\ 0 \end{vmatrix}
 \end{aligned} \tag{IV.31}$$

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_B^{(3)} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_4 - \vec{k}_4 - \vec{k}_4 \\
 &= \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_4 & k_p \sin \theta_4 & k_p \sin \theta_4 \\ k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_4 & k_p \cos \theta_4 & k_p \cos \theta_4 \end{vmatrix} \\
 &= \begin{vmatrix} 3k_p (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\ 3k_p (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \end{vmatrix}
 \end{aligned} \tag{IV.32}$$

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_B^{(3)} &= \vec{k}_2 + \vec{k}_2 + \vec{k}_1 - \vec{k}_4 - \vec{k}_4 - \vec{k}_3 \\
 &= \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_1 & k_p \sin \theta_4 & k_p \sin \theta_4 & k_p \sin \theta_3 \\ k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_1 & k_p \cos \theta_4 & k_p \cos \theta_4 & k_p \cos \theta_3 \end{vmatrix} \\
 &= \begin{vmatrix} k_p (4 \sin \theta_2 + 2 \sin \theta_1) \\ 0 \end{vmatrix}
 \end{aligned} \tag{IV.33}$$

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_B^{(3)} &= \vec{k}_2 + \vec{k}_2 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4 - \vec{k}_4 \\
 &= \begin{vmatrix} k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_2 & k_p \sin \theta_3 & k_p \sin \theta_4 & k_p \sin \theta_4 \\ k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_2 & k_p \cos \theta_3 & k_p \cos \theta_4 & k_p \cos \theta_4 \end{vmatrix} \\
 &= \begin{vmatrix} k_p (5 \sin \theta_2 + \sin \theta_1) \\ k_p (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \end{vmatrix}
 \end{aligned} \tag{IV.34}$$

En ne considérant que les composantes selon l'axe Ox il reste :

$$\begin{aligned}
 k_B^{(3)} &= k_p (5 \sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\
 k_B^{(3)} &= k_p (4 \sin \theta_1 + 2 \sin \theta_2) \\
 k_B^{(3)} &= 3k_p (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \\
 k_B^{(3)} &= k_p (4 \sin \theta_2 + 2 \sin \theta_1) \\
 k_B^{(3)} &= k_p (5 \sin \theta_2 + \sin \theta_1)
 \end{aligned} \tag{IV.35}$$

Et les longueurs d'onde émises sont :

$$\begin{aligned}
 \lambda_{\text{émis},3}^{(2)} &= \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi(5 \sin \theta_1 + \sin \theta_2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{5 \sin \theta_1 + \sin \theta_2} \\
 \lambda_{\text{émis},3}^{(3)} &= \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi(4 \sin \theta_1 + 2 \sin \theta_2)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_1 + \sin \theta_2} \\
 \lambda_{\text{émis},3}^{(4)} &= \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi \times 3(\sin \theta_1 + \sin \theta_2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{3(\sin \theta_1 + \sin \theta_2)} \\
 \lambda_{\text{émis},3}^{(5)} &= \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi(2 \sin \theta_1 + 4 \sin \theta_2)} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_p}{2 \sin \theta_2 + \sin \theta_1} \\
 \lambda_{\text{émis},3}^{(6)} &= \frac{4\pi n_{\text{eff}} \lambda_p}{2\pi(1 \sin \theta_1 + 5 \sin \theta_2)} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{5 \sin \theta_2 + \sin \theta_1}
 \end{aligned} \tag{IV.36}$$

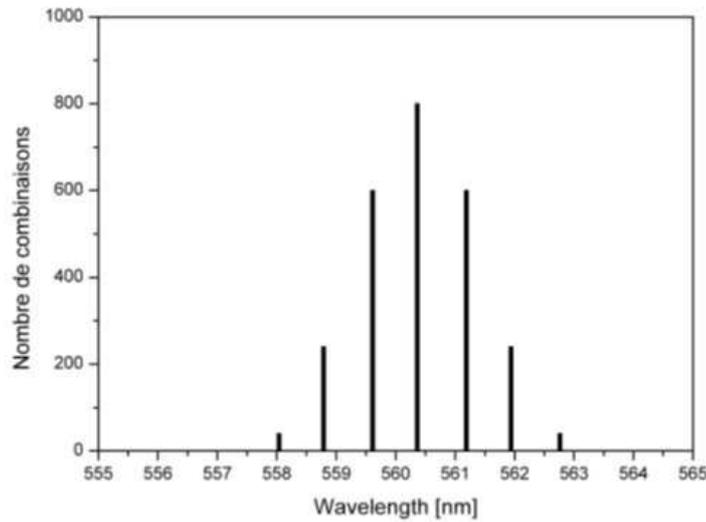


Figure 4.10 : Histogramme du nombre de combinaisons donnant un même vecteur de Bragg à l'ordre 3 en fonction des longueurs d'onde correspondantes ($\theta_1 = 28,16^\circ$ et $\theta_2 = 27,90^\circ$).

II.1.d. Généralisation du modèle

Le modèle géométrique qui vient d'être exposé permet, à partir de l'étude des combinaisons des vecteurs d'onde en jeu, d'obtenir numériquement le nombre de longueurs d'onde permises par un réseau complexe ainsi que leur positions dans le spectre d'émission. Les données expérimentales à connaître pour y parvenir sont :

- le nombre de faisceaux excitateurs
- les angles d'incidence
- l'ordre de réflexion de Bragg

Cette résolution numérique peut être étendue pour l'étude avec des réseaux d'ordres élevés ou lorsque l'excitation est effectuée par un grand nombre de pompes. Dans ce cas et pour éviter

un temps de calcul trop important, il convient cependant de faire des simplifications dans l'expression des combinaisons possibles afin d'enlever toutes celles qui n'ont pas de réalités physiques. Les simulations de cette partie utilisent deux simplifications : la première est l'élimination des combinaisons symétriques et la deuxième l'utilisation systématique de m vecteurs issus de la première pompe et m vecteurs issus de la seconde.

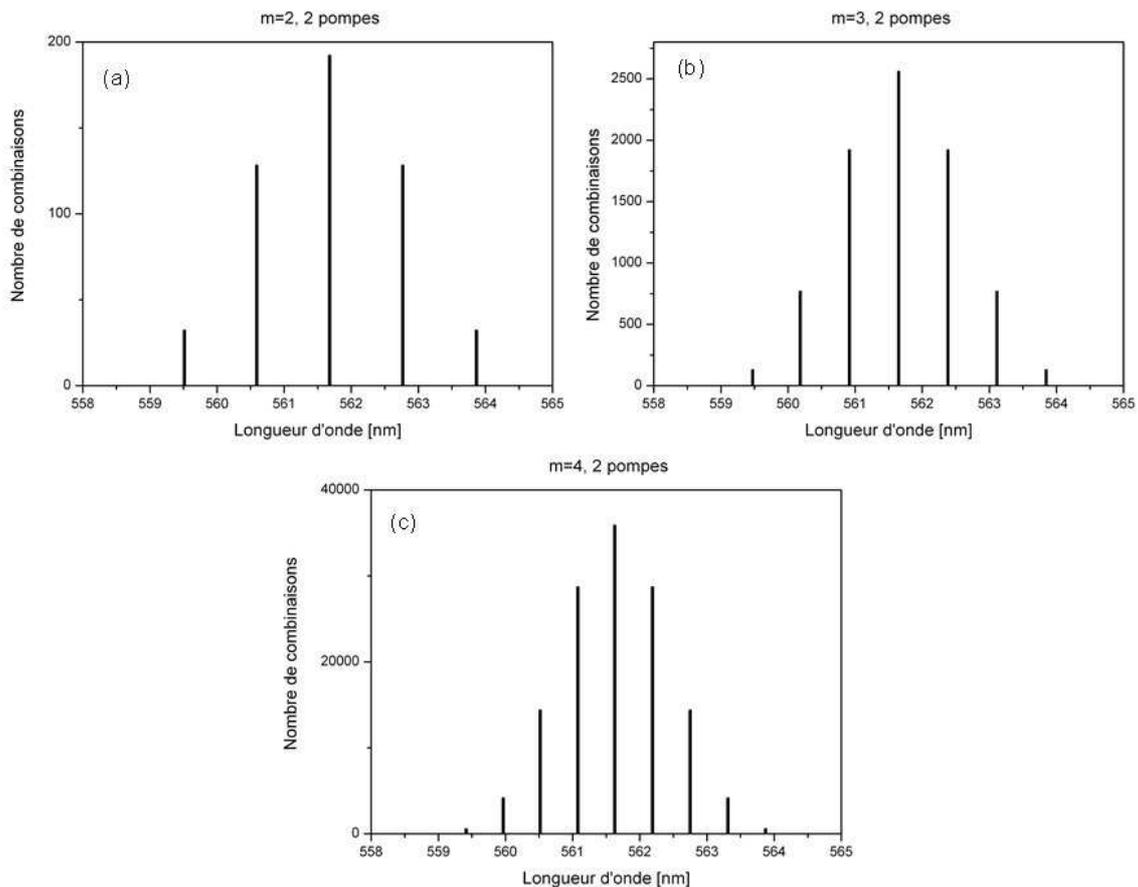


Figure 4.11 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux pompes. Ordre 2 (a), ordre 3 (b) et ordre 4 (c)

De cette façon les simulations sont plus rapide et permettent de faire des prévisions pour l'ordre 4 qui doit présenter 16.777.216 et dont la résolution stricte serait très lourde. Au final le nombre de combinaisons donnant naissance à un même vecteur de Bragg est moindre que pour une résolution complète.

La figure 4.11 présente les résultats obtenus par simulation pour un montage avec deux pompes inscrivant des réseaux d'ordres 2, 3 et 4. Les angles utilisés sont $44,47^\circ$ ($\lambda = 563.86$ nm) et $44,91^\circ$ ($\lambda = 559.51$ nm) pour l'ordre 2, $27,84^\circ$ et $28,07^\circ$ pour l'ordre 3 et enfin $20,50^\circ$ et $20,67^\circ$ pour l'ordre 4.

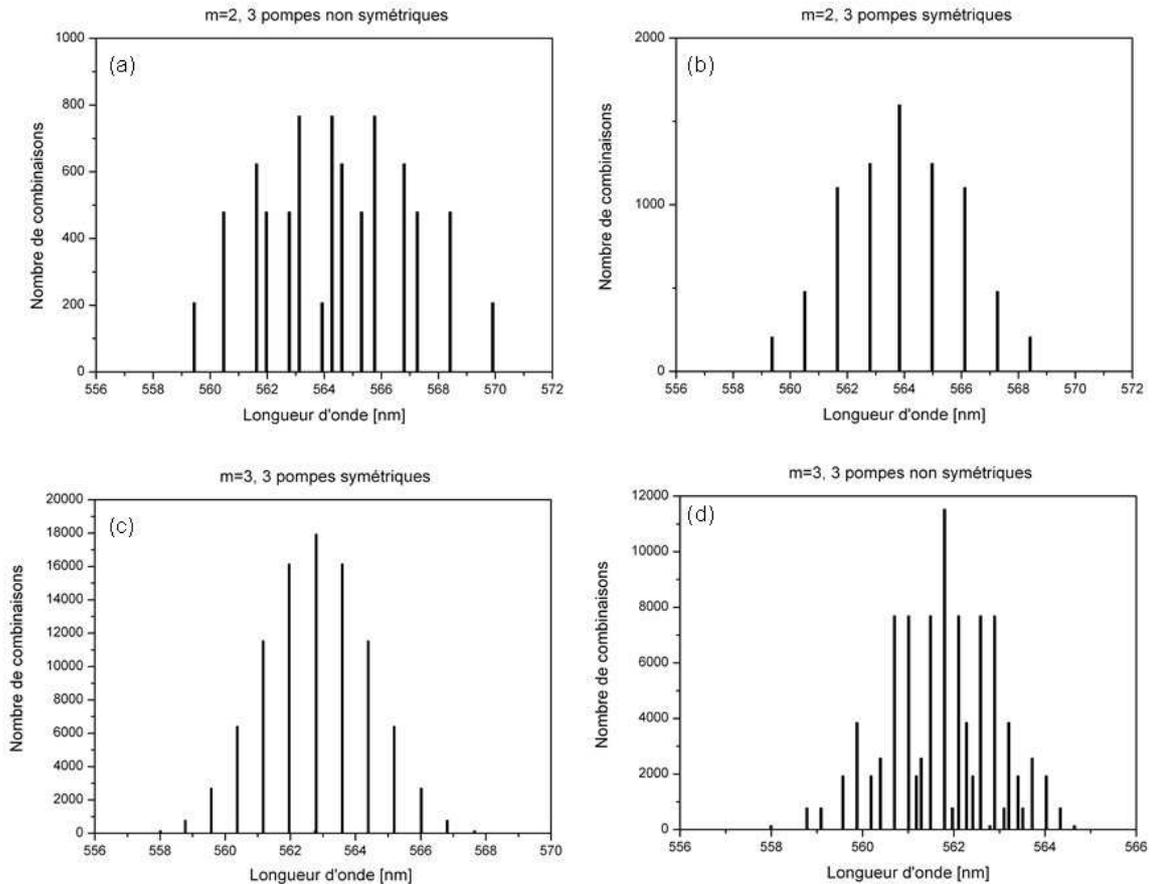


Figure 4.12 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via trois pompes. Ordre 2 pompes symétriques (a), ordre 2 pompes non symétriques (b), ordre 3 pompes symétriques (c) et ordre 3 pompes non symétriques (d)

La simulation permet aussi d'obtenir les longueurs permises dans le cas où plus de deux faisceaux de pompes sont présents. La figure 4.12 représente les longueurs d'onde permises dans le cas où trois pompes sont présentes simultanément sur le matériau, pour des réseaux d'ordre 2 et 3 et en séparant le cas où les pompes sont symétriques par rapport à la pompe centrale. Les angles utilisés sont 44.92° ($\lambda = 559.41$ nm), 44.47° (563.87) et 44.02° (568.43) dans ce cas et 44.92° , 44.47° et 44.39° (564.59) dans le cas non symétrique pour l'ordre 2. Pour l'ordre 3 il s'agit de 28.16° (558.00), 27.90° (562.77), 27.64° (567.64) pour le cas symétrique. Pour le cas asymétrique, les valeurs sont les mêmes sauf $\theta_3 = 27.80^\circ$ (564.64).

Les spectres obtenus dans le cas de pompes symétriques correspondent à la superposition de deux spectres à deux pompes en ayant une en commun, ce qui était prévisible. Par contre les spectres obtenus avec des pompes non symétriques sont beaucoup plus complexes et présentent un nombre de longueurs d'ondes important. L'utilisation de ce modèle semble

donc pouvoir recouvrir diverses interactions de faisceaux excitateurs sur le matériau et expliquer la présence de multiples émissions lasers.

II.2. Modèle physique : cas de la saturation de l'indice

Le deuxième modèle utilisé prend en compte plus de facteurs que le modèle géométrique. Il se base sur la figure d'interférence produite sur l'échantillon et la théorie des modes couplés.

Si on reprend la figure 4.1 les deux faisceaux de pompage se séparent en 4 ondes distinctes dont les vecteurs d'onde sont connus (IV.1). Le champ électrique total sur la couche s'exprime alors comme :

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^4 E_j e^{i\vec{k}_j x} \quad (IV.37)$$

La figure d'interférence ne nous intéresse que pour sa composante selon l'axe $O\vec{z}$ cette expression vectorielle peut s'écrire par projection :

$$E = \sum_{j=1}^4 E_j e^{ik_j x} \quad (IV.38)$$

Avec

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_p} \sin \theta_1 \quad k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_p} \sin \theta_2 \quad k_3 = -\frac{2\pi}{\lambda_p} \sin \theta_1 \quad \text{et} \quad k_4 = -\frac{2\pi}{\lambda_p} \sin \theta_2 \quad (IV.39)$$

La figure d'interférence ainsi produite est donnée par l'intensité du champ électrique :

$$I = |E|^2 = \sum_{j,l=1}^4 E_j E_l^* e^{i(k_j - k_l)x} \quad (IV.40)$$

Notons qu'il est possible de remplacer $(k_j - k_l)$ par $(k_j + k_l)$ dans cette expression puisque $k_{3,4} = -k_{1,2}$.

L'indice de réfraction non linéaire Δn est en première approximation proportionnel à cette intensité I . Dans le cas où une saturation apparaît pour une valeur I_s de l'intensité cet indice s'écrit :

$$\Delta n = \frac{n_2 I}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (IV.41)$$

où n_2 est l'indice non linéaire de la couche. A cause de cette saturation, le spectre de Fourier de Δn doit comporter l'ensemble des fréquences harmoniques apparaissant dans le spectre de l'intensité. L'indice non linéaire s'écrit donc :

$$\Delta n = \sum_{j,l=1}^4 a_{j,l} e^{i(k_j+k_l)x} + \sum_{j,l,m,p=1}^4 b_{j,l,m,p} e^{i(k_j+k_l+k_m+k_p)x} + \sum_{j,l,m,p,q,s=1}^4 b_{j,l,m,p,q,s} e^{i(k_j+k_l+k_m+k_p+k_q+k_s)x} + \dots \quad (\text{IV.42})$$

Où $a_{j,l}$, $b_{j,l,m,n}$, $c_{j,l,m,n,p,q,s}$ sont les amplitudes des fréquences fondamentales, secondes harmoniques, troisièmes harmoniques et ainsi de suite pour les harmoniques suivantes.

Si on considère la théorie des modes couplées [II.11] l'indice non linéaire agit comme une perturbation, considérée sinusoïdale, de l'indice et peut s'écrire :

$$\Delta n = n_1 \cos K_0 x \quad (\text{IV.43})$$

Avec n_1 l'amplitude de la modulation de l'indice et K_0 une constante définissant l'oscillation de la modulation. Cet indice est responsable du couplage entre deux ondes $S(x)e^{ikx}$ et $R(x)e^{ikx}$ qui se propagent de façon contraire dans le milieu. (Seul deux ondes sont considérées puisque si la perturbation périodique du milieu génère en principe une infinité d'ordre de diffraction seul deux de ces ordres sont en phase autour de la fréquence de Bragg.) L'intensité de la résultante de ces deux ondes varie en $\cos(2kx)$ et doit osciller de la même façon que la perturbation pour que le couplage soit efficace. On a donc :

$$2kx = K_0 x \text{ soit } k = \frac{K_0}{2} \quad (\text{IV.44})$$

Lorsque c'est la réflexion de Bragg du second ordre qui est considérée, le couplage est dû principalement aux termes de seconde harmonique du développement en série de Fourier de l'indice non linéaire Δn (IV.43). Les intensités des harmoniques supérieures sont supposées négligeables et les termes de la fréquence fondamentale se retrouvent dans les combinaisons possibles de la seconde harmonique. Dans de telles conditions K_0 est proportionnel à $(k_j + k_l + k_m + k_p)$ et les vecteurs d'ondes ainsi sélectionnés sont de la forme :

$$k = \frac{1}{2}(k_j + k_l + k_m + k_p) \quad (\text{IV.45})$$

Avec $j,l,m,p = 1,2,3,4$.

Seul les valeurs positives de $k_{j,l,m,p}$ seront utilisées, les autres donnant naissance à des ondes situées dans un domaine spectral où aucun gain n'est présent. De cette façon nous obtenons les longueurs d'ondes sélectionnées par le réseau comme :

$$\lambda = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{k} = \frac{2n_{\text{eff}} \lambda_p}{(\sin \theta_j + \sin \theta_l + \sin \theta_m + \sin \theta_p)} \quad (\text{IV.46})$$

Avec $\theta_{j,l,m,p}$ étant soit θ_1 soit θ_2 .

Le même raisonnement dans le cas d'un réseau d'ordre 3, soit un couplage dû aux termes de troisième harmonique, conduit aux vecteurs et longueurs d'onde suivants :

$$k = \frac{1}{2}(k_j + k_l + k_m + k_p + k_q + k_s)$$

$$\lambda = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{k} = \frac{2n_{\text{eff}}\lambda_p}{(\sin\theta_j + \sin\theta_l + \sin\theta_m + \sin\theta_p + \sin\theta_q + \sin\theta_s)} \quad (\text{IV.47})$$

Il est notable que les expressions théoriques des longueurs d'onde d'émission possibles sont les mêmes pour les deux modèles étudiés.

Les simulations numériques effectuées à partir de ce modèle ont permis de retrouver les multiples longueurs d'onde d'émission et ce sans tenir compte du caractère négligeable des harmoniques élevées du développement en série de Fourier de l'indice non linéaire. Pour cela le champ électrique E et l'intensité I sont calculés numériquement à partir des équations IV.41, IV.43 et IV.44. L'indice Δn est obtenu en utilisant l'algorithme de transformée de Fourier rapide et les longueurs d'onde d'émission sont déterminées à partir de l'égalité en k de l'équation IV.47. Selon la valeur arbitraire donnée à l'intensité de saturation ces simulations font apparaître de nouvelles longueurs d'onde dans le spectre permis. Dans le cas d'un réseau d'ordre 2, ces longueurs d'onde proviennent de termes issus des harmoniques supérieures à deux et si leur intensité est négligeable pour certaines valeurs de I_s ce n'est pas le cas pour d'autre (Figure 4.13).

La solution trouvée pour s'affranchir de ces longueurs d'onde n'apparaissant pas dans les études expérimentales est de tenir compte de la cohérence non parfaite entre les deux faisceaux qui interfèrent sur l'échantillon. Dans une telle configuration l'intensité ne s'exprime plus comme le carré du champ mais comme la somme, pondérée suivant le degré de cohérence, de l'intensité cohérente et des intensités de chaque faisceau pris séparément. Le résultat de la simulation avec cette hypothèse plus réaliste des interférences sur l'échantillon est présenté sur la figure 4.14.

Les longueurs d'onde supplémentaires ont disparues et seul reste les cinq raies visibles expérimentalement. Ces simulations ont été effectuée pour des angles θ_1 et θ_2 de $44,92^\circ$ et $44,47^\circ$, un indice effectif de 1,485 et une longueur d'onde de pompe de 532 nm. Pour chacune d'elle les valeurs des longueurs d'onde permises sont très proches des valeurs expérimentales. D'un point de vue physique l'hypothèse de la cohérence non parfaite des faisceaux sur le Lloyd est tout à fait justifiée. La difficulté d'assurer la planéité de l'interféromètre de Lloyd et des faisceaux incidents rend le recouvrement spatial des ondes qui interfèrent non total comme cela a été évoqué dans le chapitre 2.

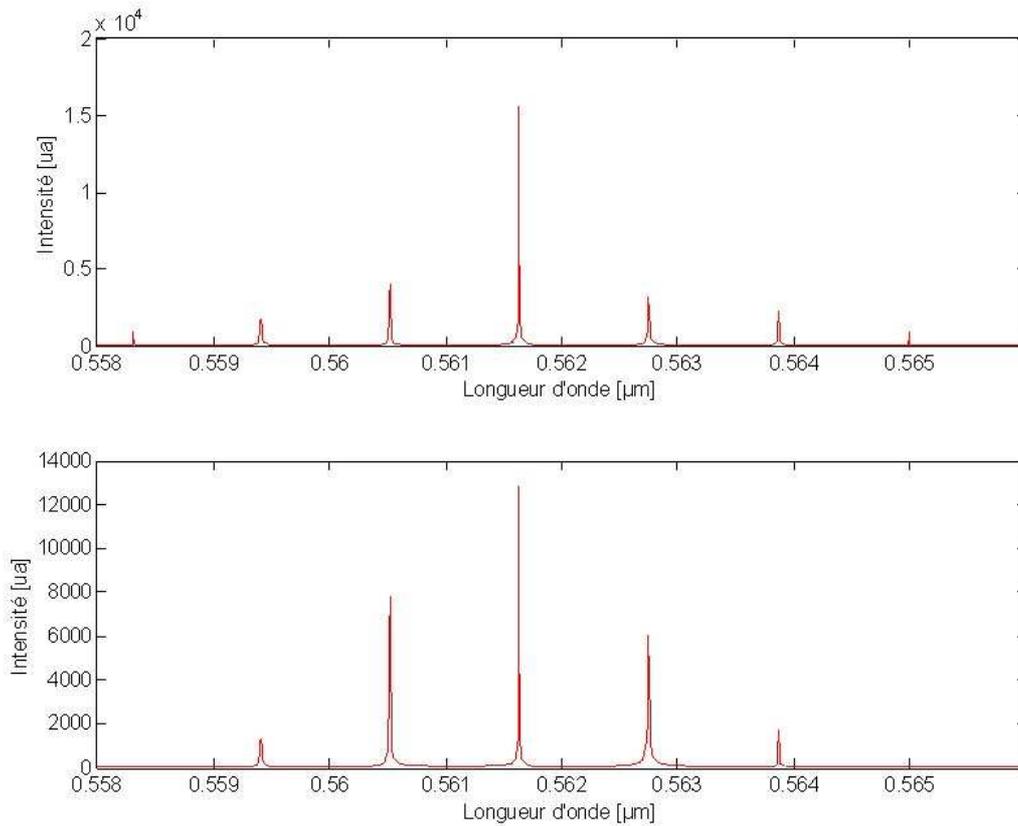


Figure 4.13 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux pompes pour deux valeurs de I_s différentes (0,8 et 100).

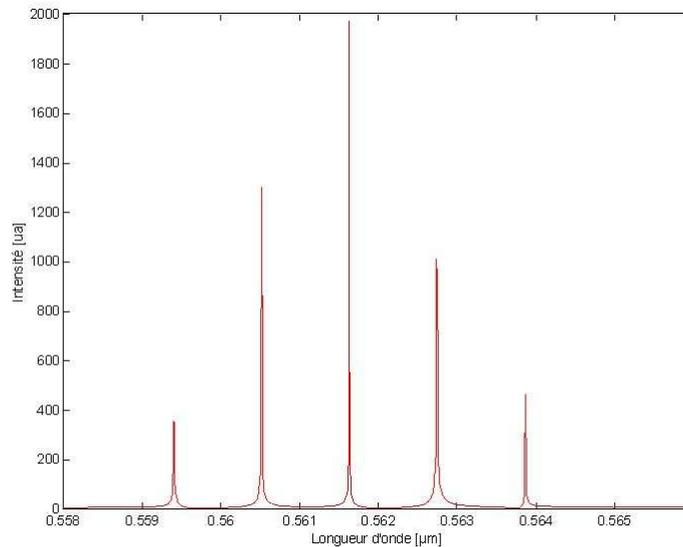


Figure 4.14 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux faisceaux de pompage non complètement cohérent.

Les simulations menées pour des réseaux d'ordres 3 ou pour une excitation via trois pompes présentent un comportement similaire de multiplication du nombre de longueur d'onde

permise lorsque la cohérence est supposée totale (figure 4.15). Ces longueurs d'onde supplémentaires disparaissent avec la diminution de la cohérence (figure 4.16).

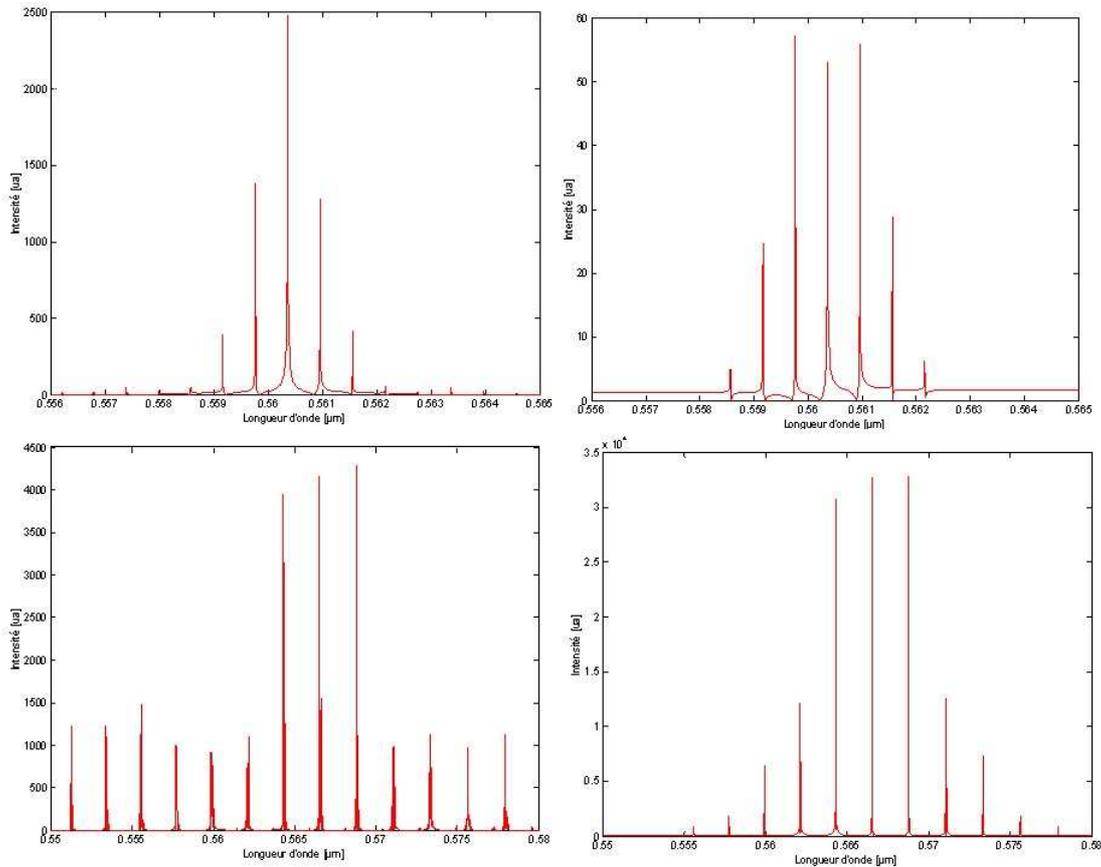


Figure 4.15 : Longueurs d'onde permises pour deux valeurs de I_s différentes par un réseau complexe d'ordre 3 inscrit via deux pompes (en haut), d'ordre 2 inscrit par trois pompes (en bas).

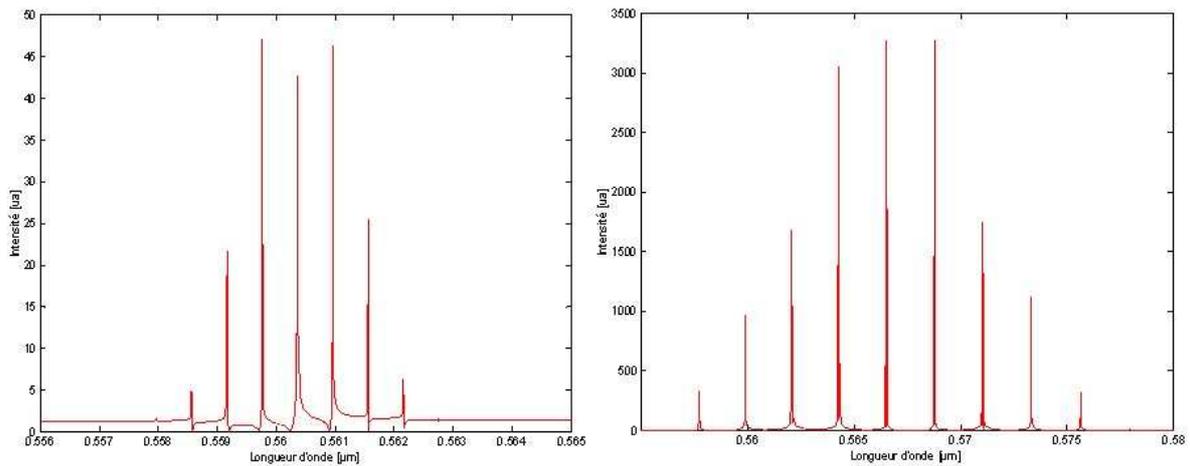


Figure 4.16 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe d'ordre 3 inscrit via deux pompes (en haut), d'ordre 2 inscrit par trois pompes (en bas) dans le cas d'une interaction non complètement cohérente.

Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour les simulations équivalentes à l'aide du modèle géométrique. Les spectres ainsi obtenus dans le cas où la cohérence est supposée non

totale sont d'ailleurs très proches de leurs équivalents comme le laissait supposer la forme similaire des expressions théoriques des longueurs d'onde permises.

III. Validation du modèle et perspectives

Les deux modèles présentés précédemment vérifient qualitativement les résultats présentés dans le chapitre 3. Il s'agit maintenant de vérifier que les valeurs prévues par ces modèles correspondent bien aux mesures expérimentales et de compléter l'étude en observant l'influence de l'augmentation de l'ordre des réseaux inscrit par deux pompes ou l'augmentation de ce nombre de pompes.

III.1. Etude avec deux pompes : variation de l'ordre

III.1.a. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 2

Tous les spectres d'émission dus à une excitation par deux faisceaux de pompes photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 présentent donc cinq raies d'émission laser régulièrement espacées dans le spectre comme par exemple sur le spectre de la figure 4.17.

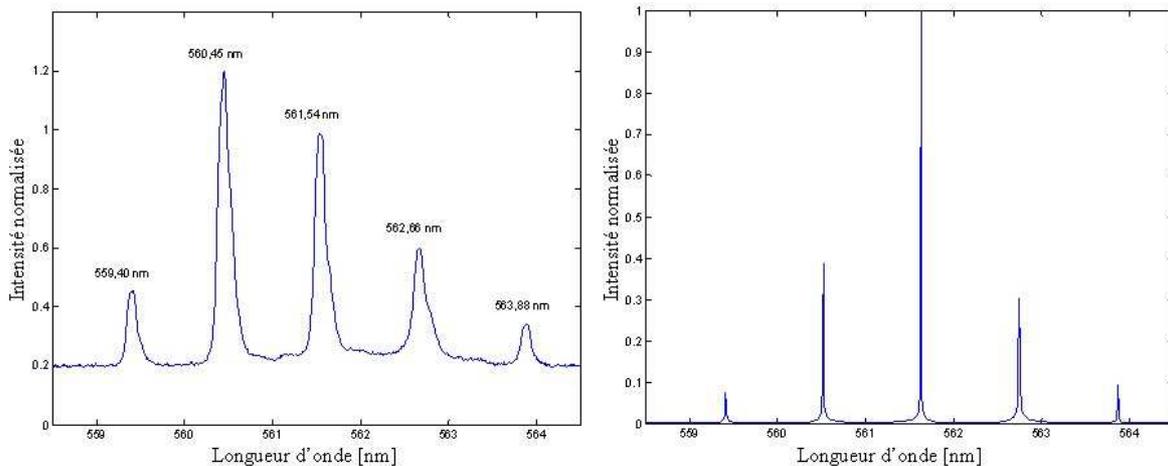


Figure 4.17 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G excité par deux pompes séparées angulairement de $0,45^\circ$.

Les tableaux 4.2 et 4.3 donnent les valeurs expérimentales des longueurs d'onde d'émission extraites des spectres des figures 4.17 et 3.17. On y retrouve aussi les valeurs théoriques issues du modèle géométrique et tenant compte des composantes en $\cos\theta$. Les expressions finales des longueurs d'ondes potentiellement émises étant les mêmes pour les deux modèles. Pour les longueurs d'onde issues du spectre émis par la couche PMMA / Rh6G les angles

expérimentaux sont $44,92^\circ$ et $44,47^\circ$ pour un indice de 1,485. Dans le cas de la couche hybride (50 : 50) / Rh6G il s'agit de $42,89^\circ$ et $42,28^\circ$ pour un indice de 1,531.

Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs expérimentales	559,40	560,45	561,54	562,66	563,88
Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs simulées par le modèle géométrique	559,41	560,52	561,63	562,74	563,87
Valeur absolue de l'écart simulation - expérience en nm	0,01	0,07	0,09	0,08	0,01

Tableau 4.2 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche PMMA / Rh6G.

Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs expérimentales (Hybride)	598,41	600,24	602,06	603,69	605,38
Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs simulées (Hybride)	598,76	600,49	602,22	603,97	605,74
Valeur absolue de l'écart simulation - expérience en nm	0,35	0,25	0,16	0,28	0,36

Tableau 4.3 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche hybride / Rh6G.

L'écart maximal entre les valeurs simulées et expérimentales est de 0,75 nm soit inférieur à la précision sur les mesures de longueurs d'onde qui est de 1 nm. Les expressions théoriques sont donc en parfait accord avec les données expérimentales au moins pour l'émission laser DFB produite par une excitation via deux faisceaux de pompage.

III.1.b. Réseaux de réflexion de Bragg à l'ordre 3

Enfin de s'assurer de la validité générale du modèle nous avons effectué des acquisitions avec deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 3. Le spectre d'une telle acquisition est présenté sur la figure 4.18. On y trouve bien sept longueurs d'émission différentes comme prévu par les modèles. Les angles d'incidence sont de $28,16^\circ$ et $27,90^\circ$ pour un indice de la couche de 1,485, soit des longueurs d'onde théoriques de 558 et 562,78 nm pour les raies extrêmes du spectre. L'écart entre les valeurs simulées des longueurs d'onde pouvant être émises et les valeurs expérimentales est là aussi très faible et nettement inférieur à la précision des mesures (Tableau 4.4). La validité des modèles présentés est donc vérifiée si deux réseaux d'ordre 3 sont photoinscrits simultanément. Aucune acquisition n'a été faite pour des réseaux d'ordre supérieur à 3 afin de s'assurer que les modèles gardent leur validité et ce pour des raisons principalement pratiques. Pour des réseaux d'ordre 4 la théorie prévoit 9 longueurs d'onde d'émission différentes et ce nombre augmente encore pour des ordres plus

importants. Dans de telles conditions deux cas de figures se posent. Soit toutes les raies émises sont visibles en même temps et il devient difficile de séparer toutes ces raies au vu de la résolution du spectromètre utilisé. Soit les longueurs d'onde d'émission sont suffisamment éloignées pour être résolues mais dans ce cas elles ne sont pas toutes visibles simultanément à cause de la taille restreinte de la bande de fluorescence. De plus l'augmentation de l'ordre du réseau engendre d'autres difficultés, tels la nécessité d'un apport énergétique plus important, dont il a été d'ailleurs déjà question dans le chapitre 2.

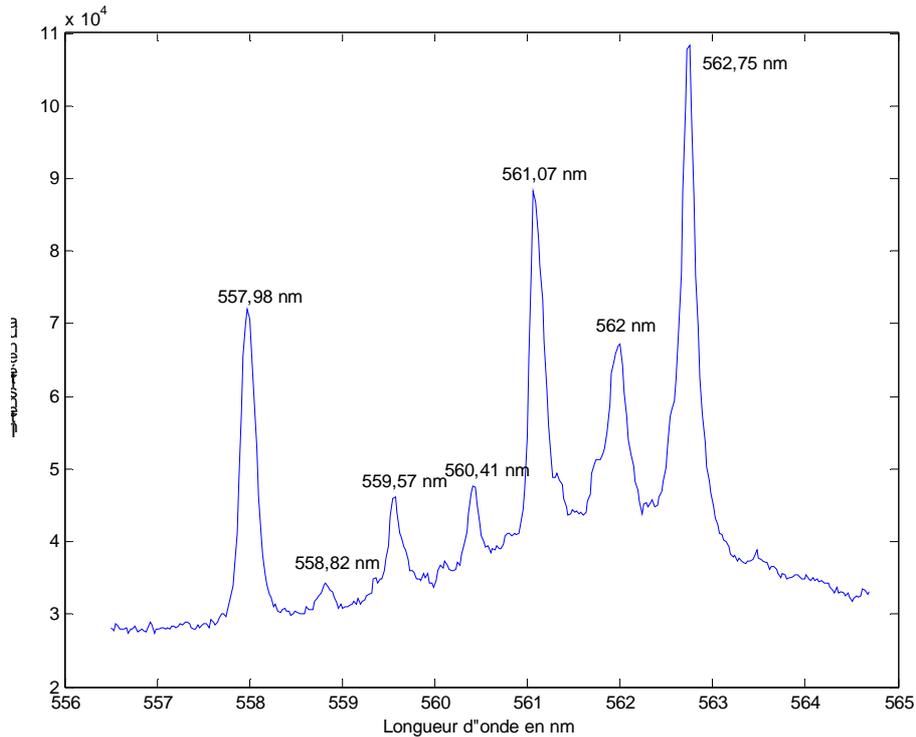


Figure 4.18 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excité par deux pompes photoinscrivant des réseaux d'ordre 3.

Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs expérimentales (PMMA)	557,98	558,84	559,61	560,32	561,1	561,98	562,75
Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs simulées (PMMA)	558	558,79	559,58	560,38	561,17	561,97	562,78
Valeur absolue de l'écart simulation - expérience en nm	0,02	0,05	0,03	0,06	0,07	0,01	0,03

Tableau 4.4 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 3 dans une couche PMMA / Rh6G.

III.2. Etude pour trois pompes à l'ordre 2

Si les résultats expérimentaux correspondent aux attentes théoriques pour deux faisceaux excitateurs il reste à étudier la configuration où c'est le nombre de pompes qui augmente. Nous nous limiterons au cas où trois pompes interagissent afin d'éviter de ne pouvoir séparer les différentes longueurs d'onde émises.

III.2.a. Montage expérimental

L'obtention de trois faisceaux séparés angulairement, mais cohérents entre eux, s'est faite de deux façons différentes. Dans un premier temps nous avons réalisé le montage présenté sur la figure 4.19. Ce montage utilise un réseau de diffraction et une lentille mais présente quelques inconvénients. Tout d'abord il est impossible d'obtenir des pompes non symétriques angulairement. Ensuite l'intensité n'est pas la même entre le faisceau central et les faisceaux externe. Enfin il est difficile de faire varier l'angle entre les faisceaux puisque cela nécessite de réaligner le réseau et les lentilles. De plus comme le diamètre de la lentille convergente est fini toutes les valeurs d'angle ne sont pas accessibles pour une focale donnée. Le deuxième dispositif est basé sur un double interféromètre de Michelson et est présenté sur la figure 4.20.

Les points A1, A2 et A3 sont conjugués avec le centre de rotation de l'interféromètre de Lloyd par la lentille convergente. Ce dispositif est plus délicat à aligner mais une fois cela fait il est possible de faire varier continûment les angles d'incidence des trois faisceaux de pompage séparément, il suffit de changer l'inclinaison des miroirs de renvoi. De plus ces angles peuvent être très faibles sans que cela ne nécessite une grande distance de propagation contrairement au montage avec un réseau de diffraction. Le principal défaut de ce système est l'impossibilité de disposer une ligne à retard et donc seule l'étude à la cohérence est possible.

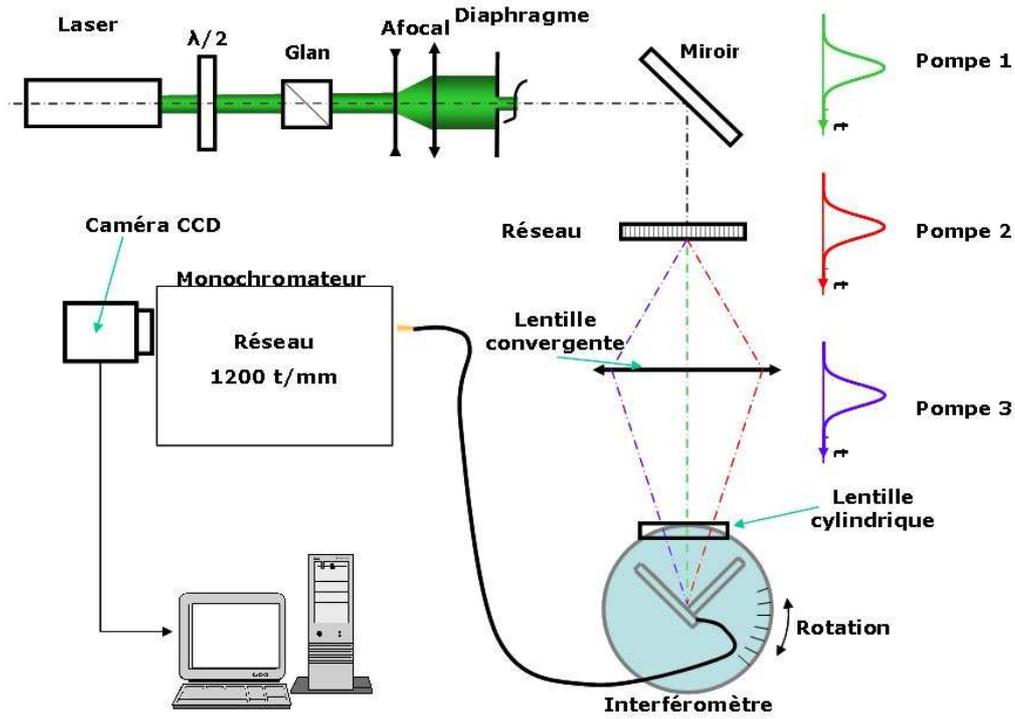


Figure 4.19 : Montage expérimental à trois pompes, réseau de diffraction.

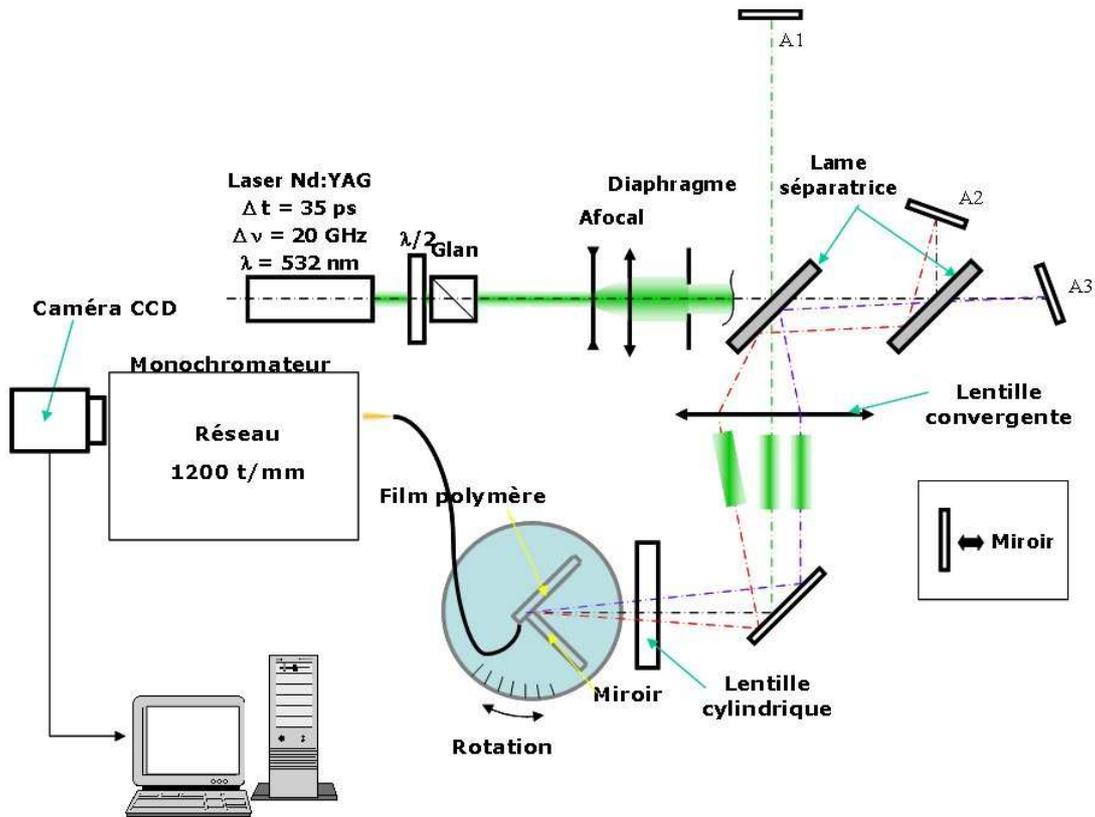


Figure 4.20 : Montage expérimental à trois pompes, double interféromètre de Michelson.

III.2.b. Structure neuf pics : interaction des pompes deux à deux

Le cas présenté ici est celui où les trois pompes sont symétriques. L'angle entre chaque incidence contiguë sur l'interféromètre de Lloyd est donc identique. Les conditions expérimentales pour le spectre de la figure 4.21 sont les suivantes. Les trois faisceaux excitateurs arrivent avec des angles d'incidence respectivement de $44,14^\circ$ pour la pompe n°1, $44,43^\circ$ pour la numéro 2 et $44,72^\circ$ pour la dernière. L'indice de la couche est toujours de 1,485.

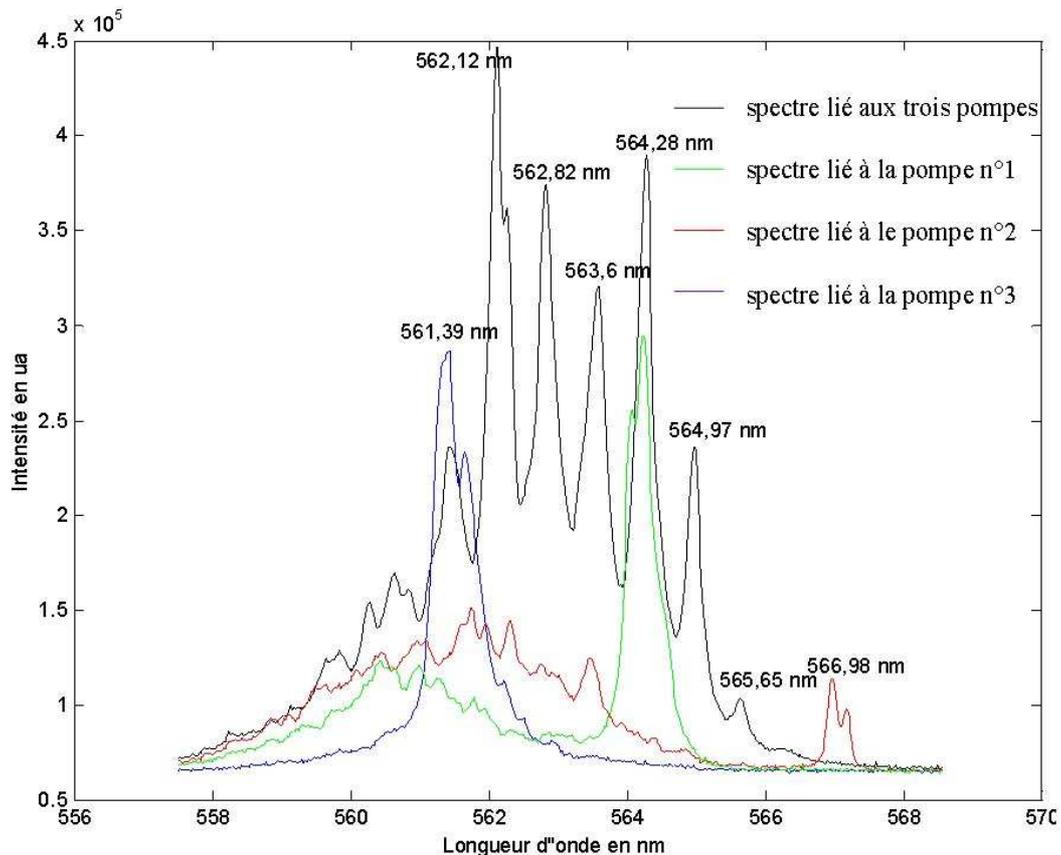


Figure 4.21 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excité par trois pompes photoinscrivant des réseaux d'ordre 2.

Le spectre présente à la fois l'émission induite par les trois faisceaux excitateur présent simultanément (en noir) ainsi que l'émission produite par chacune de ces pompes séparément (en couleur). Seulement 7 longueurs d'onde sur les 9 prévues sont visibles sur le spectre total et la position d'une huitième est révélée par le spectre dû à la troisième pompe seule. Cette non apparition est à rapprocher de la diminution du fond continu de fluorescence et est sans doute dû à un gain trop faible. Par contre l'équidistance spectrale entre les émissions adjacentes est toujours vérifiée et ce même pour les raies non visible. En effet l'écart entre

l'émission à 565,65 nm et celle à 566,98 et d'environ le double de l'écart entre deux émissions successives dans le spectres. Les longueurs d'onde présente sur ce spectre sont reprises dans le tableau 4.5 avec les valeurs issues de la simulation.

Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs expérimentales (PMMA)	Longueur d'onde des pics lasers en nm valeurs simulées (PMMA)	Valeur absolue de l'écart simulation - expérience en nm
561,39	561,38	0,01
562,12	562,1	0,02
562,82	562,82	0
563,6	563,54	0,06
564,28	564,27	0,01
564,97	565	0,03
565,65	565,73	0,08
NA	566,47	NA
566,98	567,2	0,02

Tableau 4.5 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par trois faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche PMMA / Rh6G.

L'accord entre la simulation utilisant les modèles décrits dans la première partie de ce chapitre et les résultats expérimentaux est encore une fois inférieur à l'incertitude sur les mesures de longueurs d'onde. Les modèles sont donc valides dans le cadre d'une émission induite par trois faisceaux excitateurs symétriques.

La validation complète des modèles nécessiterait l'étude du cas où les pompes ne sont pas symétriques. Cela n'a pas pu être réalisé pour plusieurs raisons. Tout d'abord l'obtention du nombre élevé de longueurs d'onde différentes nécessite un gain important dont ne dispose pas forcément les couches utilisées comme le montre la difficultés d'obtenir juste neuf raies lasers. De plus l'énergie du pompage doit être importante ce qui entraîne un élargissement des raies et réduit encore leur visibilité. Il serait donc intéressant d'utiliser un colorant présentant une bande de fluorescence plus importante pour pouvoir agrandir l'espace spectral entre les différentes raies tout en assurant leur existence et ainsi valider définitivement les modèles théoriques.

IV. Conclusion

La plus grande partie de ce chapitre a été consacré à la présentation de deux approches théoriques permettant d'explicitier l'émission multirais présentée dans le chapitre 3. Il en résulte que les deux modèles abordés sont en bon accord entre eux et avec les résultats expérimentaux observés.

Le modèle géométrique présente l'avantage sur le modèle de saturation de l'indice de permettre de mieux appréhender les interactions se produisant dans un film lorsque celui-ci est excité par plusieurs faisceaux. En revanche il présente le désavantage d'être très lourd en calcul dès lors que l'on veut prendre en compte toutes les interactions possibles. Des simplifications sont possibles mais limitent alors son utilisation aux cas des pompes symétriques. Par contre le modèle de saturation de l'indice permet d'obtenir le spectre d'émission pour n'importe quel nombre de pompes, symétriques ou non et ce dans n'importe quel ordre de réflexion de Bragg.

L'utilisation d'un pompage via trois faisceaux symétriques cohérent temporellement entre eux permet bien l'émission de neuf raies lasers dont les longueurs d'onde correspondent aux prévisions du modèle de saturation de l'indice.

Conclusion générale

Les objectifs de cette thèse étaient doubles. Le premier consistait à définir et caractériser le spectre l'émission laser DFB obtenue via une excitation à plusieurs pompes. Le second était de vérifier la viabilité de l'utilisation d'un hybride organique/inorganique en tant que matrice hôte.

Du point de vue de l'émission DFB « classique » utilisant une seule modulation périodique dans le matériau les deux compositions utilisées, à savoir PMMA/Rh6G et hybride/Rh6G, ont été validées. La gamme de longueurs d'onde d'émission est légèrement plus élevée (555-575 nm contre 575-590 nm) dans le cas de l'hybride à cause de son indice de réfraction supérieur. La composition hybride/ Rh6G présente par contre une faiblesse au niveau de la tolérance au flux qui entraîne sa dégradation rapide. Le caractère transverse de l'émission issue d'un laser DFB constituant un guide d'onde est également vérifié. L'utilisation d'une modulation temporaire a permis d'obtenir une émission laser accordable en longueur d'onde conformément aux résultats déjà connus sur ce type de laser.

Concernant l'émission induite par une excitation avec plusieurs faisceaux, l'augmentation du nombre de raies laser émises lorsqu'il y a cohérence entre les pompes est démontrée par un balayage temporel. Le nombre total de raies possibles dans le cas où seuls deux faisceaux sont utilisés est clairement lié à l'ordre de réflexion de Bragg utilisé pour favoriser l'émission laser. La relation liant ces deux paramètres est $N=2m+1$ avec N le nombre de raies émises et m l'ordre de réflexion de Bragg. Il est à noter que cet enrichissement spectral n'existe que lorsque les émissions induites par chaque faisceau excitateur indépendamment l'un de l'autre utilisent le même ordre de réflexion de Bragg. Lorsque le retard temporel entre les faisceaux est suffisamment important pour qu'ils ne puissent se trouver simultanément sur le matériau, il n'existe qu'une seule raie émise par la couche pour chaque pompe. Enfin il existe une situation intermédiaire entre ces deux cas. Pour un retard court, des interactions existent entre le faisceau en retard et la modulation induite par la première pompe. Celles-ci donnent naissance à une troisième raie laser. Les variations du spectre d'émission d'un laser DFB de ce type avec le retard temporel entre ses faisceaux excitateurs permettent également d'accéder à certaines caractéristiques du matériau. La durée d'existence de l'enrichissement spectral s'est révélée directement proportionnelle à la durée des impulsions excitatrices. Il est aussi possible de déterminer le temps de relaxation du matériau à partir de la durée d'existence de la raie issue des interactions existant entre le faisceau en retard et la modulation induite par la première pompe. L'augmentation du nombre de faisceaux excitateurs augmente le nombre de

longueurs d'onde différentes émises. Le dispositif se comporte comme une superposition de systèmes à deux pompes. Dans le cas où les pompes sont symétriques dans l'espace, une même longueur d'onde peut être favorisée par différents couples de pompes. Il n'en est pas de même pour des pompes dissymétriques, ce qui multiplie le nombre de raies. Des simulations numériques ont été réalisées pour ces deux configurations mais seul le cas symétrique a fait l'objet d'une étude expérimentale.

Le comportement de l'émission laser DFB issue d'une excitation avec plusieurs pompes a donc été modélisé afin d'obtenir un moyen fiable de prédire les longueurs d'onde permises. L'utilisation d'un simple modèle géométrique permet d'obtenir le vecteur du réseau inscrit dans le matériau à partir des combinaisons de vecteurs d'onde qui lui donnent naissance. Ce modèle est en très bon accord avec les résultats expérimentaux mais présente le défaut d'être complexe d'utilisation dès que le nombre de faisceaux excitateurs ou l'ordre de réflexion de Bragg devient important. En effet, la nécessité de prendre en compte lors des simulations toutes les combinaisons possibles entre les vecteurs d'onde incidents sur le matériau implique un nombre de combinaisons très vite conséquent. La simplification du modèle en limitant l'étude aux combinaisons physiquement acceptables est possible mais ne permet pas de généraliser son utilisation.

Une deuxième approche plus fondamentale a également été utilisée. En tenant compte des champs incidents sur le matériau et de la saturation de l'indice de réfraction, il est possible d'obtenir les longueurs d'onde permises par la théorie des modes couplés. Cette méthode, qui présente elle aussi un très bon accord avec les résultats expérimentaux, possède l'avantage d'une simulation plus légère en temps de calcul.

Pour conclure, les travaux de ce manuscrit présentent un intérêt pour la réalisation de sources lasers à plusieurs longueurs d'onde. La présence d'un unique site d'émission sur le matériau est un avantage par rapport à d'autres systèmes utilisant un multiplexage. La possibilité d'une accordabilité des longueurs d'onde d'émission est également un atout de ce type de laser. Un complément de l'étude expérimentale réalisée serait intéressant afin de pouvoir valider entièrement les modèles présentés. En effet, les configurations d'excitations par des faisceaux excitateurs non symétriques présentent dans les simulations un spectre très riche. La réalisation expérimentale d'un tel laser pourrait avoir des applications importantes pour les dispositifs intégrés « tout polymère » pour le multiplexage en longueur d'onde, par exemple.

Annexes

I. Etude théorique des modes de propagation d'un guide d'onde asymétrique

Nous rappelons ici la théorie de la propagation des ondes dans un guide plan asymétrique appliquée aux conditions rencontrées dans nos études. Ce guide est constitué d'une couche d'indice élevé (le guide) entourée de part et d'autre de milieux d'indice plus faible (figure A1.1). On considérera cette couche comme infinie dans le plan de la propagation (y,z) mais limitée dans la direction x. L'indice de réfraction de la couche guidante n_g (PMMA ou hybride) est supérieur à celui de du substrat n_s (verre) qui est lui-même supérieur à celui du milieu couvrant n_c (air). La couche guidante présente une épaisseur h et la propagation des ondes se fera selon l'axe z. L'origine des axes est placée à l'interface entre le milieu couvrant et le guide d'onde.

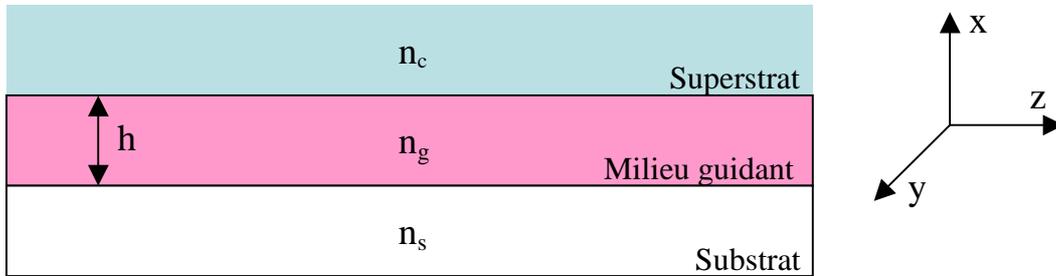


Figure A1.1 : Schéma d'un guide plan.

I.1. Equations de propagation

L'onde qui se propage dans le guide doit vérifier les équations de Maxwell que nous prenons dans le cas d'un milieu homogène, non magnétique, linéaire et isotrope. Elles s'écrivent alors :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{A1.1})$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{A1.2})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{A1.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A1.4})$$

En effectuant le rotationnel des deux membres de l'équation de Maxwell (A1.1) on obtient :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = \nabla \wedge -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A1.5})$$

Les fonctions étant continues, l'opérateur dérivée partielle par rapport au temps, peut être extrait du rotationnel :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \wedge \vec{H}) \quad (\text{A1.6})$$

En insérant l'équation (A1.4) et en supposant que la permittivité ϵ est invariante dans le temps, on obtient :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{A1.7})$$

L'opérateur $\nabla \wedge \nabla$ se simplifiant en $\nabla(\nabla \cdot) - \bar{\Delta}$ on peut écrire :

$$\nabla \wedge \nabla \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \bar{\Delta} \vec{E} \quad (\text{A1.8})$$

Comme $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ d'après l'équation (A1.3) on obtient au final :

$$\bar{\Delta} \vec{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (\text{A1.9})$$

En appliquant la même méthode à l'équation (A1.2) on peut trouver une équation de propagation basée sur le champ magnétique :

$$\bar{\Delta} \vec{H} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (\text{A1.10})$$

Si on décompose le vecteur champ électrique selon ses différentes composantes l'équation de propagation se réécrit :

$$\nabla^2 E_j - \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_j}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A1.11})$$

Avec j successivement les trois directions de l'espace x , y et z .

Les champs complexes des ondes qui se propagent suivant z sont donnés par :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(x, y) e^{(i\omega t - \beta_g z)} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(x, y) e^{(i\omega t - \beta_g z)} \end{aligned} \quad (\text{A1.12})$$

Où $\beta_g = \frac{\omega n_{\text{eff}}}{c} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ est la constante de propagation caractérisée par l'indice effectif n_{eff} c'est-à-dire l'indice vu par l'onde suivant z au cours de sa propagation. ω est la pulsation de l'onde.

On considère que le guide est infini dans la direction y donc que E et H ne dépendent que de x et les dérivées par rapport à y sont nulles. Dans ce cas la permittivité diélectrique ϵ ne dépend que de x et s'écrit :

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 n^2(x) \quad (\text{A1.13})$$

Avec ε_0 la permittivité du vide.

En appliquant ces paramètres à l'équation (A1.11) on obtient l'équation de Helmholtz :

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2(x) - \beta_g^2) E(x) = 0 \quad (\text{A1.14})$$

Avec i successivement c , g ou s selon le milieu considéré et $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$.

I.2. Cas des modes transverses électriques (TE)

Dans le cas TE, le champ électrique est polarisé selon l'axe y et l'équation de Helmholtz (A1.14) se résume à :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta_g^2) E_y = 0 \quad (\text{A1.15})$$

La solution générale de cette équation va dépendre de la valeur relative β_g en fonction de $k_0 n_i$. Dans le cas où $\beta_g > k_0 n_i$, l'équation d'onde transverse (A1.15) aura une solution générale sous la forme d'une exponentielle réelle :

$$E_y(x) = E_0 e^{\pm \sqrt{\beta_g^2 - k_0^2 n_i^2} x} \quad \text{pour } \beta_g > k_0 n_i \quad (\text{A1.16})$$

Où E_0 est l'amplitude du champ électrique à $x = 0$. Seule la solution avec la branche exponentielle négative est physiquement valable. Cette solution correspond au champ évanescence d'une onde réfléchié totalement à une interface.

Dans le cas où $\beta_g < k_0 n_i$, la solution a une forme oscillante :

$$E_y(x) = E_0 e^{\pm j \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta_g^2} x} \quad \text{pour } \beta_g < k_0 n_i \quad (\text{A1.17})$$

Selon la valeur de β_g , la solution de l'équation d'onde transverse est soit oscillante, soit exponentielle décroissante.

Si $\beta_g > k_0 n_i$, un coefficient d'atténuation γ est défini :

$$\gamma = \sqrt{\beta_g^2 - k_0^2 n_i^2} \quad (\text{A1.18})$$

La composante transverse du champ électrique s'écrit alors $E_y(x) = E_0 e^{-\gamma x}$.

Si $\beta < k_0 n_i$, on définit un vecteur d'onde transverse κ :

$$\kappa = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta_g^2} \quad (\text{A1.19})$$

La composante transverse du champ électrique s'écrit alors $E_y(x) = E_0 e^{\pm j \kappa x}$.

A l'aide de l'équation (A1.19) et de l'équation de Pythagore, on observe que α et κ sont reliés au vecteur d'onde total dans la couche guidante, $k = k_0 n_g$:

$$k^2 = \kappa^2 + \beta_g^2 \quad (\text{A1.20})$$

β_g et κ sont nommés respectivement les vecteurs d'onde longitudinal et transverse dans la couche guidante.

I.3. Conditions de guidage

La structure guidante schématisée figure A1.1 est telle que les indices de réfraction des différents milieux suivent la relation $n_g > n_s > n_c$. Le vecteur d'onde longitudinal β_g peut satisfaire trois conditions différentes qui vont mener à des solutions différentes. Sur la figure A1.2, le schéma des rayons et la forme des ondes solutions dans les trois milieux sont représentés en fonction de la valeur de β_g . L'inclinaison du vecteur d'onde \vec{k} en fonction de l'axe z varie entre 90° et 0° , ce qui correspond à une variation de β entre 0 et $\beta_{\max} = k$.

- $\beta < k_0 n_c$: la solution est oscillante dans chaque milieu de la structure. Le rayon de lumière est réfracté aux interfaces, mais n'est pas piégé, on parle de mode de rayonnement
- $k_0 n_c < \beta < k_0 n_s$: la solution est oscillante dans le substrat et la couche guidante, mais évanescence dans le milieu couvrant. Le rayon lumineux est réfracté à l'interface substrat-guide et totalement réfléchi à l'interface guide-milieu couvrant, on parle de mode de substrat.
- $k_0 n_s < \beta < k_0 n_g$: la solution est oscillante dans la couche guidante et évanescence dans le substrat et le milieu couvrant. Le rayon lumineux est piégé dans la couche guidante, on parle de mode guidé.
- $\beta > k_0 n_g$: cette condition est difficilement concevable vu que β n'est que la composante selon z de $k = k_0 n_g$. De plus, la solution est exponentielle dans chaque milieu, et les conditions aux limites ne sont satisfaites que si ces champs sont exponentiels croissants, ce qui nécessite une énergie infinie, ce qui est physiquement inacceptable.

Ainsi, la condition pour qu'une onde soit guidée est

$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_g \quad (\text{A.21})$$

En supposant que $n_c \leq n_s$. Ainsi, l'onde reste confinée dans la couche guidante, seul milieu dans lequel elle se propage. On peut noter que cette condition est valable, quelle que soit la structure du guide.

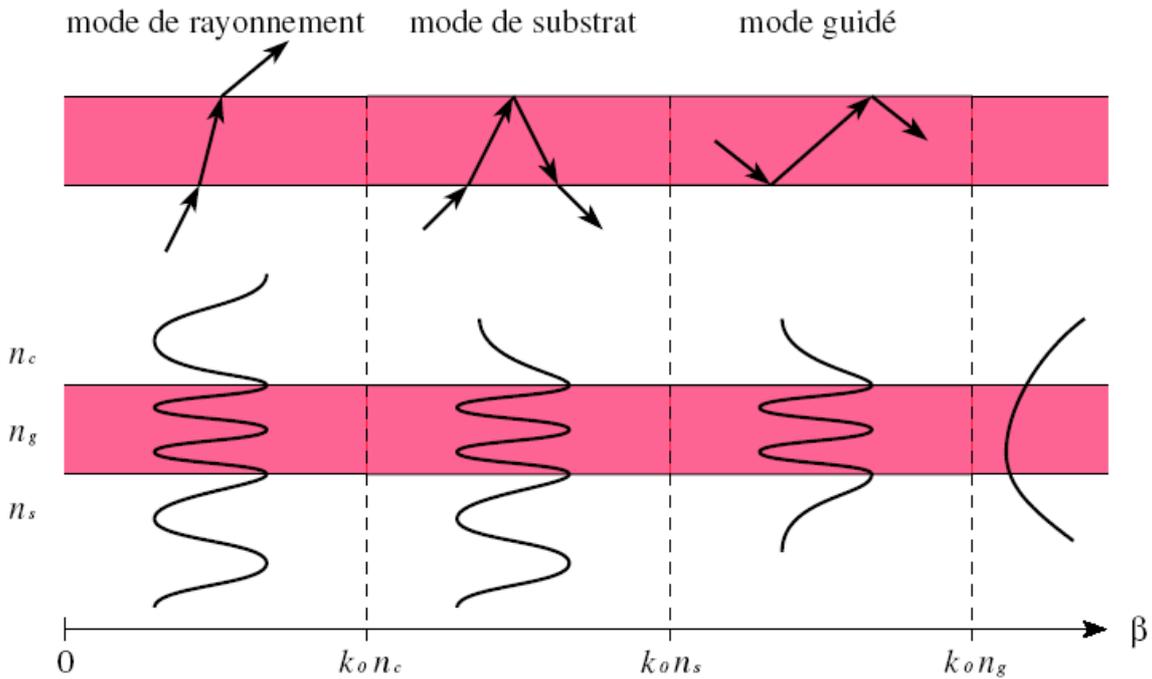


Figure A1.2. Schéma des rayons et forme des ondes électromagnétiques en fonction de la valeur de β dans les cas d'onde TE.

I.4. Equation caractéristique des modes

Pour déterminer les solutions particulières au guide d'onde plan asymétrique de l'équation d'onde, il est nécessaire d'établir et d'appliquer les conditions aux limites adéquates. Dans le cas où β_g satisfait aux conditions de guidage, les amplitudes des champs électriques dans les trois milieux sont, d'après les équations (A1.16) et (A1.17) :

$$\begin{aligned}
 E_y(x) &= Ae^{-\gamma_c x} & x > 0 \\
 E_y(x) &= B \cos(\kappa_g x) + C \sin(\kappa_g x) & -h < x < 0 \\
 E_y(x) &= De^{-\gamma_s(x+h)} & x < -h
 \end{aligned} \tag{A1.22}$$

Où A, B, C et D sont des coefficients d'amplitude à déterminer à partir des conditions aux limites, γ_c et γ_s sont les coefficients d'atténuation respectivement du milieu couvrant et du substrat (voir A1.18), et κ_g le vecteur d'onde transverse, composante de k , dans la couche guidante (voir A1.19).

Les conditions aux limites aux interfaces du guide plan sont les suivantes : \vec{E} tangential est continu de même que \vec{H} . La continuité des composantes normales de \vec{D} et \vec{B} est quasiment assurée, si les conditions tangentielles sont satisfaites.

La condition de continuité sur les champs magnétiques tangentiels est plus délicate. Pour simplifier l'écriture de cette condition, nous pouvons obtenir une relation simple à base des champs électriques grâce à l'équation de Maxwell (A1.1) : $\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$.

Pour un champ sinusoïdal, on a la relation suivante :

$$\vec{B}(t) = \mu \vec{H}(t) = \mu \vec{H}_0 e^{j\omega t} \quad (\text{A1.23})$$

D'où

$$\nabla \wedge \vec{E}(t) = -\mu j\omega \vec{H}(t) \quad (\text{A1.24})$$

Dans le cas TE, la composante tangentielle de \vec{H} est selon l'axe z. En séparant l'équation (A1.24) en ses composantes individuelles, nous obtenons la composante selon z :

$$\vec{z} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -\mu j\omega H_z \quad (\text{A1.25})$$

Le champ électrique TE ayant une composante E_x nulle, on obtient la relation suivante pour la composante tangentielle H_z du champ magnétique :

$$H_z = \frac{j}{\mu\omega} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{A1.26})$$

Comme μ et ω sont identiques dans tous les milieux d'après les hypothèses initiales, la continuité de la composante tangentielle de \vec{H} est garantie si le terme $\frac{\partial E_y}{\partial x}$ est continu aux interfaces.

A l'interface $x = 0$, la condition pour que E_y soit continu nécessite l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} A e^{-\gamma_c 0} &= B \cos(\kappa_g 0) + C \sin(\kappa_g 0) \\ A &= B \end{aligned} \quad (\text{A1.27})$$

La continuité du champ magnétique tangentiel à l'interface $x = 0$ nécessite la continuité de la dérivée première de E_y , $\frac{\partial E_y}{\partial x}$:

$$\begin{aligned} -A \gamma_c e^{-\gamma_c 0} &= -B \kappa_g \cos(\kappa_g 0) + C \kappa_g \sin(\kappa_g 0) \\ -A \gamma_c &= C \kappa_g \end{aligned} \quad (\text{A1.28})$$

Ce qui donne :

$$C = -A \frac{\gamma_c}{\kappa_g} \quad (\text{A1.29})$$

A l'interface $x = -h$, la continuité de E_y s'écrit :

$$De^{\gamma_s(h-h)} = B \cos(-\kappa_g h) + C \sin(-\kappa_g h) \quad (A1.30)$$

En remplaçant les coefficients B et C par leur expression selon A, on obtient :

$$D = A \left\{ \cos(\kappa_g h) + \gamma_c / \kappa_g \sin(\kappa_g h) \right\} \quad (A1.31)$$

L'expression de E_y dans chaque milieu s'écrit alors :

$$\begin{aligned} E_y &= Ae^{-\gamma_c x} & x > 0 \\ E_y &= A \left\{ \cos(\kappa_g x) + \gamma_c / \kappa_g \sin(\kappa_g x) \right\} & -h < x < 0 \\ E_y &= A \left\{ \cos(\kappa_g h) + \gamma_c / \kappa_g \sin(\kappa_g h) \right\} e^{-\gamma_s(x+h)} & x < -h \end{aligned} \quad (A1.32)$$

Où A est l'amplitude à l'interface $x = 0$.

L'expression de l'amplitude du champ électrique dans chaque milieu de la structure a été déterminée, mais il reste à définir les constantes de propagation et d'atténuation κ_g , γ_c et γ_s qui dépendent toujours de β_g , non encore défini. Pour cela, il nous reste la quatrième et dernière condition aux limites, la continuité du champ magnétique tangentiel à l'interface $x = -h$:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial E_y}{\partial x} \right|_{x=-h} &= A \left\{ \kappa_g \sin(\kappa_g h) - \gamma_c \cos(\kappa_g h) \right\} \\ &= A \left\{ \cos(\kappa_g h) + \gamma_c / \kappa_g \sin(\kappa_g h) \right\} \gamma_s \end{aligned} \quad (A1.33)$$

En divisant chaque membre de l'équation par $\cos(\kappa_g h)$, on obtient une équation transcendante pour les valeurs propres de β_g :

$$\tan(\kappa_g h) = \frac{\gamma_c + \gamma_s}{\kappa_g \left\{ 1 - \gamma_c \gamma_s / \kappa_g^2 \right\}} \quad (A1.34)$$

Cette équation s'appelle l'équation caractéristique des modes TE d'un guide plan. La résolution graphique ou numérique de cette équation nous donne les valeurs propres β_{TE} qui correspondent aux modes TE possibles dans le guide. On notera :

$$Q_{TE} = \frac{\gamma_c + \gamma_s}{\kappa_g \left\{ 1 - \gamma_c \gamma_s / \kappa_g^2 \right\}} \quad (A1.35)$$

L'équation caractéristique des modes TM d'un guide plan peut être obtenue de manière similaire. Cette équation aux valeurs propres β_{TM} pour les modes TM possibles du guide plan s'écrit :

$$\tan(\kappa_g h) = \frac{\kappa_g \left\{ \left(\frac{n_g^2}{n_s^2} \right) \gamma_s + \left(\frac{n_g^2}{n_c^2} \right) \gamma_c \right\}}{\kappa_g^2 - \frac{n_g^4}{n_c^2 n_s^2} \gamma_c \gamma_s} \quad (\text{A1.36})$$

I.5. Equation caractéristique des modes

Pour résoudre graphiquement les équations caractéristiques correspondant aux modes TE et TM, les deux membres des équations sont tracés et l'intersection de leurs courbes représente les modes qui peuvent se propager dans le guide plan asymétrique. La figure A1.3 présente un exemple de résolution graphique des équations caractéristiques.

En déterminant les indices effectifs des modes par résolution graphique pour une série de longueurs d'onde, on obtient la courbe d'indice effectif pour les modes TE et TM en fonction de la longueur d'onde qui peut se propager dans le guide, appelé courbe de dispersion. Il est possible à l'aide de la formule II.9 de tracer plutôt la courbe de l'angle d'incidence en fonction de la longueur d'onde, comme présenté figure A1.4.

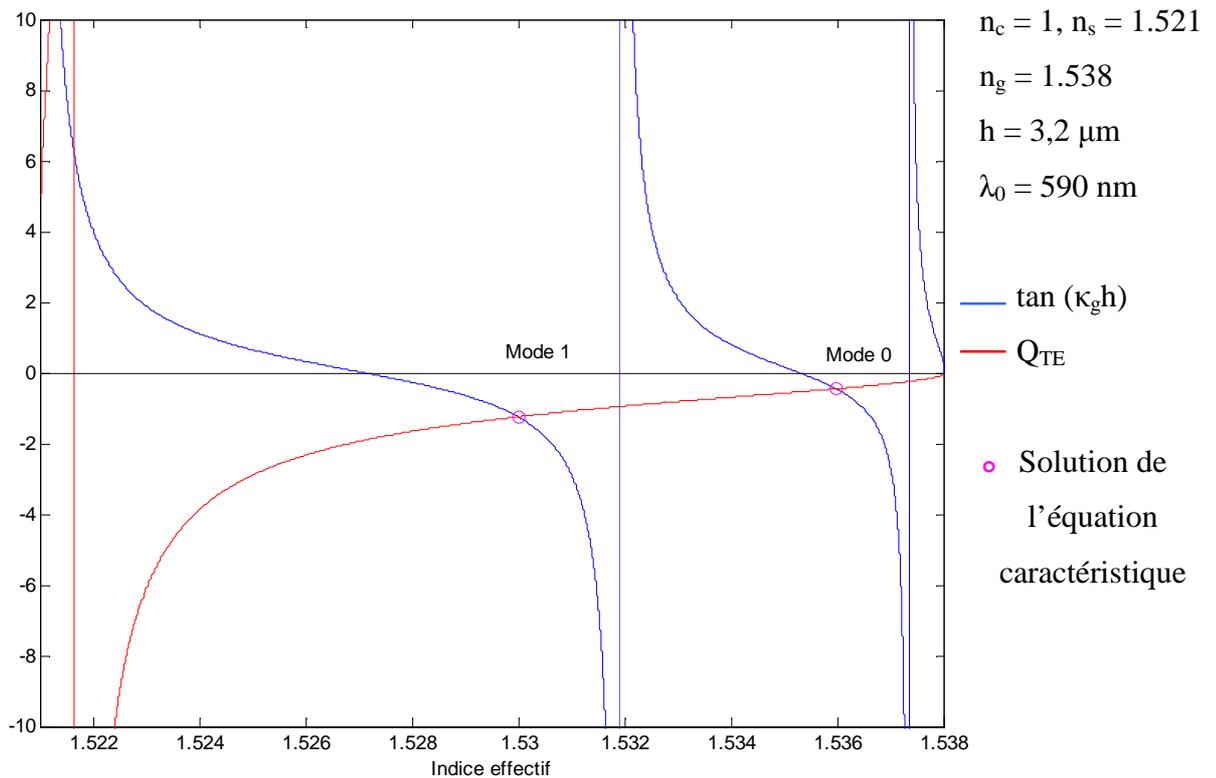


Figure A1.3 : Résolution graphique de l'équation caractéristique des modes pour un guide plan asymétrique. Les paramètres choisis sont $n_c = 1$, $n_s = 1.521$, $n_g = 1.538$, $h = 3,2 \mu\text{m}$ et $\lambda_0 = 590 \text{ nm}$. Les points d'intersection entre les deux membres de l'équation A1.34 sont reportés.

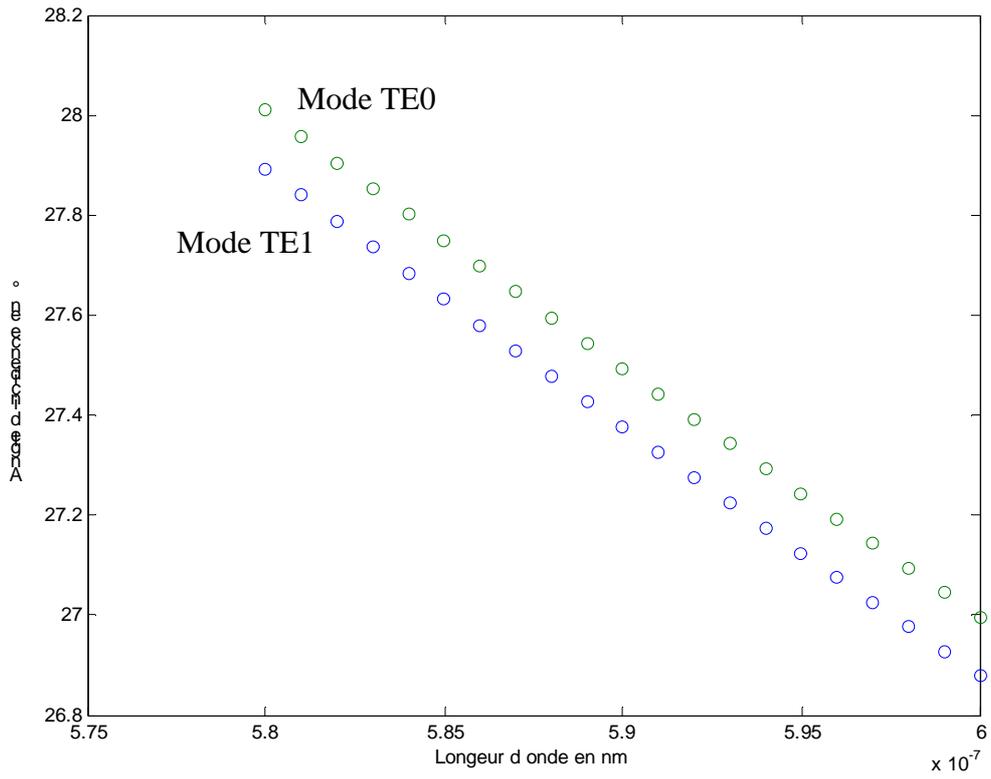


Figure A1.4 : Exemple de graphe de l'angle d'incidence en fonction de la longueur d'onde.

Table des figures

- Figure 1.1 : Propagation d'une onde le long d'un réseau de pas Λ .
- Figure 1.2 : Schéma de la propagation d'une onde dans un milieu périodique.
- Figure 2.1 : montage expérimental de base.
- Figure 2.2 : Représentation des interféromètres. (a) interféromètre de Lloyd, (b) interféromètre de type Shank et (c) montage à prisme.
- Figure 2.3 : Recouvrement spatial des faisceaux secondaires pour une section transverse elliptique.
- Figure 2.4 : Schéma de principe de la création des interférences.
- Figure 2.5 : photographie de l'interféromètre de Lloyd.
- Figure 2.6 : Schéma de la jonction entre la couche mince et la fibre optique.
- Figure 2.7 : Image obtenue sur la caméra CCD (partie du spectre d'émission d'une lampe au Néon).
- Figure 2.8 : Spectre obtenu à partir de l'image de la figure 2.7.
- Figure 2.9 : Représentation 2D et 3D de l'évolution d'un spectre d'émission.
- Figure 2.10 : Spectre d'une partie des raies d'une lampe au Néon.
- Figure 2.11 : Evolution de la longueur d'onde selon l'angle entre le faisceau pompe et la couche mince.
- Figure 2.12 : Structure chimique de la molécule de Rhodamine 6G.
- Figure 2.13 : Spectre d'absorption en noir et d'émission en gris de la Rhodamine 6G
- Figure 2.14 : Structure chimique du PMMA.
- Figure 2.15 : Polymère organique à chaînes linéaires dopé par un colorant organique par système hôte-invité.
- Figure 2.16 : Structure chimique de l'hybride Ureasil 600.
- Figure 2.17 : Les différentes phases du spin-coating : (1) dépôt de la solution sur le substrat. (2) accélération du substrat et expulsion du fluide. (3) stabilisation de l'épaisseur et évaporation du solvant.
- Figure 2.18 : Paramètres de dépôt à la tournette.
- Figure 2.19 : Evolution de la longueur d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur le polymère.
- Figure 2.20 : Balayage angulaire.
- Figure 2.21 : Evolution de la longueur d'onde d'émission du laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride dans le cas d'une couche non guidante.
- Figure 2.22 : Spectre d'émission pour une excitation à 532 nm d'une couche PMMA + Rh6G (a) et d'une couche hybride (40 :60) + Rh6G (b).
- Figure 2.23 : Evolution de la longueur d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride dans le cas d'un guide d'onde.
- Figure 2.24 : Evolution de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 3 à 8 en fonction de l'angle d'incidence sur le polymère.
- Figure 2.25 : Evolution théorique de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 2 à 10 en fonction du pas du réseau photoinscrit (a) et de l'angle d'incidence sur l'interféromètre (b).
- Figure 2.26 : Evolution de la longueur d'émission laser pour des réseaux d'ordre 3 et 4 en fonction de l'angle d'incidence sur l'hybride : en haut couche non guidante, en bas couche guidante.

Figure 2.27 : Angle d'incidence sur l'interféromètre en fonction de la longueur d'onde d'émission. Courbes théoriques et expérimentales. (a) : couche matrice PMMA, (b) :

couches matrice hybride condition non guidante, (c) : couches matrice hybride condition guidante

Figure 2.28 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 dans un guide d'onde de composition 50 : 50. Le mode TE₀ présente une longueur d'onde d'émission plus élevée.

Figure 2.29 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser pour un réseau d'ordre 2 dans un guide d'onde de composition 75 : 25.

Figure 2.30 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25 pour un réseau d'ordre 3 (à gauche) et pour 3 modes de propagation (à droite).

Figure 2.31 : Evolution multimode de la longueur d'émission laser dans un guide d'onde de composition 50 :50 (à gauche) et 75 : 25 (à droite). Courbes théoriques et expérimentales

Figure 2.32 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25. Courbes théoriques et expérimentales

Figure 2.33 : Evolution multimode de la longueur d'onde d'émission laser dans un guide d'onde de composition 75 : 25 pour un réseau photoinscrit d'ordre 3. Courbes théoriques et expérimentales

Figure 3.1 : Montage expérimental deux pompes

Figure 3.2 : Michelson déréglé : obtention de deux pompes angulairement séparées

Figure 3.3 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction du retard temporel entre ces pompes : a) vue 2D, b) vue 3D.

Figure 3.4 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,88°. Le retard entre les pompes est d'environ 67 ps.

Figure 3.5 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction de l'angle d'incidence d'une des deux pompes.

Figure 3.6 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes.

Figure 3.7 : Cas limite d'interaction pompe/pompe permettant l'obtention de 5 pics lasers.

Figure 3.8 : Profil de l'intensité du 4^{ème} pic laser du spectre de la figure 3.3.

Figure 3.9 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,88°. Le retard entre les pompes est d'environ 187 ps.

Figure 3.10 : Intensité du pic central en fonction du retard entre les pompes pour une couche PMMA/Rh6G.

Figure 3.11 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes en fonction de l'angle d'incidence sur l'interféromètre. La variation d'angle est la même pour les deux pompes.

Figure 3.12 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,88°. Le retard entre les pompes est d'environ 1,03 ns.

Figure 3.13 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement de 0,38°, en fonction de l'angle d'incidence sur l'interféromètre. La variation d'angle est la même pour les deux pompes.

Figure 3.14 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche hybride(50 : 50)/Rh6G , excitée par deux pompes séparées angulairement, en fonction du retard entre ces pompes.

Figure 3.15 : Intensité du pic central en fonction du retard entre les pompes pour une couche hybride

Figure 3.16 : Profil de l'intensité du 4^{ème} pic laser du spectre de la figure 3.15.

Figure 3.17 : Spectres de l'émission laser DFB d'une couche hybride(50 : 50)/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement, pour un retard de 77 ps (a), 50 ps (b) et 10 ps (c).

Figure 3.18 : Montage expérimental deux pompes inscrivant des réseaux d'ordre différents.

Figure 3.19 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement d'environ 16°. Les ordres de l'émission laser sont 2 et 3.

Figure 3.20 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excitée par deux pompes séparées angulairement d'environ 24°. Les ordres de l'émission laser sont 2 et 4.

Figure 4.1 : Vue détaillée de l'interféromètre de Lloyd lorsque le polymère est excité par deux pompes séparées angulairement (a). Détail des différents vecteurs d'ondes incidents sur l'échantillon. (b)

Figure 4.2 : Superposition de deux ondes séparées d'un angle $2\theta_1$. Le pas de la figure d'interférence (interfrange) est noté Λ_1 .

Figure 4.3 : Construction géométrique illustrant l'obtention des vecteurs de Bragg à partir des vecteurs d'onde incident ainsi que différentes configurations pour obtenir la même longueur d'onde d'émission pour différents ordres de réflexion de Bragg ($m=1$ à 3). Pour avoir $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda_3$ on doit vérifier que le produit $m \times \sin\theta_m$ soit constant, c'est-à-dire $\theta_3 > \theta_2 > \theta_1$.

Figure 4.4 : Illustration des différentes superpositions d'ondes donnant lieu à la réflexion de Bragg au premier ordre et les longueurs d'onde associées.

Figure 4.5 : Représentation du vecteur de Bragg $\pm 2(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)$ et ensemble des arrangements à quatre vecteurs d'onde donnant la même résultante.

Figure 4.6: Représentation du vecteur de Bragg $\pm 2(\vec{k}_2 - \vec{k}_4)$ (a). Ensemble des arrangements à quatre vecteurs d'onde donnant la même résultante. (b)

Figures 4.7 : Illustration géométrique de toutes les résultantes possibles pour le vecteur de Bragg à l'ordre 2. Il y a en tout 192 combinaisons possibles qui donnent une résultante compatible avec la zone de gain du colorant utilisé.

Figure 4.8 : Histogramme du nombre de combinaisons donnant un même vecteur de Bragg dans l'ordre 2 en fonction des longueurs d'onde correspondantes.

Figure 4.9 : Vecteur de Bragg résultant d'une combinaison à 6 vecteurs d'onde, pour laquelle deux vecteurs se « neutralisent ». On retrouve l'une des configurations obtenues pour $m=2$.

Figure 4.10 : Histogramme du nombre de combinaisons donnant un même vecteur de Bragg à l'ordre 3 en fonction des longueurs d'onde correspondantes ($\theta_1 = 28,16^\circ$ et $\theta_2 = 27,90^\circ$).

Figure 4.11 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux pompes. Ordre 2 (a), ordre 3 (b) et ordre 4 (c)

Figure 4.12 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via trois pompes. Ordre 2 pompes symétriques (a), ordre 2 pompes non symétriques (b), ordre 3 pompes symétriques (c) et ordre 3 pompes non symétriques (d)

Figure 4.13 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux pompes pour deux valeurs de I_s différentes (0,8 et 100).

Figure 4.14 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe inscrit via deux faisceaux de pompage non complètement cohérent.

Figure 4.15 : Longueurs d'onde permises pour deux valeurs de I_s différentes par un réseau complexe d'ordre 3 inscrit via deux pompes (en haut), d'ordre 2 inscrit par trois pompes (en bas).

Figure 4.16 : Longueurs d'onde permises par un réseau complexe d'ordre 3 inscrit via deux pompes (en haut), d'ordre 2 inscrit par trois pompes (en bas) dans le cas d'une interaction non complètement cohérente.

Figure 4.17 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G excité par deux pompes séparées angulairement de $0,45^\circ$.

Figure 4.18 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excité par deux pompes photoinscrivant des réseaux d'ordre 3.

Figure 4.19 : Montage expérimental à trois pompes, réseau de diffraction.

Figure 4.20 : Montage expérimental à trois pompes, double interféromètre de Michelson.

Figure 4.21 : Spectre de l'émission laser DFB d'une couche PMMA/Rh6G, excité par trois pompes photoinscrivant des réseaux d'ordre 2.

Figure A1.1 : Schéma d'un guide plan.

Figure A1.2. Schéma des rayons et forme des ondes électromagnétiques en fonction de la valeur de β dans les cas d'onde TE.

Figure A1.3 : Résolution graphique de l'équation caractéristique des modes pour un guide plan asymétrique. Les paramètres choisis sont $n_c = 1$, $n_s = 1.521$, $n_g = 1.538$, $h = 3,2 \mu\text{m}$ et $\lambda_0 = 590 \text{ nm}$. Les points d'intersection entre les deux membres de l'équation A1.34 sont reportés.

Figure A1.4 : Exemple de graphe de l'angle d'incidence en fonction de la longueur d'onde.

Tableaux

Tableau 2.1 : Indice effectif des couches hybrides en fonction du rapport molaire Zr : Si.

Tableau 2.2 : Seuil d'émission laser selon l'ordre du réseau photoinscrit.

Tableau 2.3 : Seuil d'émission laser selon l'ordre du réseau photoinscrit.

Tableau 3.1 : Longueurs d'onde des émissions lasers DFB dues à deux pompes et écart spectral.

Tableau 3.2 : Longueurs d'onde des émissions lasers DFB d'une couche hybride(50 : 50)/Rh6G dues à deux pompes et écart spectral.

Tableau 4.1 : Nombre de combinaisons prises en compte par le programme.

Tableau 4.2 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche PMMA / Rh6G.

Tableau 4.3 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche hybride / Rh6G.

Tableau 4.4 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par deux faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 3 dans une couche PMMA / Rh6G.

Tableau 4.5 : Longueurs d'onde expérimentales et simulées pour l'émission induite par trois faisceaux excitateurs photoinscrivant des réseaux d'ordre 2 dans une couche PMMA / Rh6G.

Résumé en portugais

Estudo da emissão laser com ganho distribuído em filmes finos poliméricos excitados por vários feixes de luz

Este trabalho de tese se reporta ao estudo espectral do efeito laser produzido em filmes finos dopados com um corante orgânico e excitados por vários feixes laser. A emissão laser é criada por um efeito de ganho distribuído (DFB, do inglês Distributed FeedBack) obtido por uma modulação temporária longitudinal no meio ativo. Em tal dispositivo a emissão estimulada é ressonante por difração de Bragg e as reflexões necessárias para a observação da emissão laser são distribuídas ao longo da perturbação inscrita no meio ativo. A utilização de uma rede de Bragg leva a propriedades de seletividade espectral enquanto que a característica efêmera da modulação leva a observação da emissão somente no intervalo de tempo da ordem da duração da excitação.

A primeira parte do manuscrito explica o funcionamento intrínseco dos lasers a ganho distribuído. As propriedades de seletividade espectral induzidas por uma rede de Bragg para uma onda que se propaga transversalmente a rede são inicialmente descritas. Em seguida descreve-se de maneira breve a Teoria de Modos Acoplados que permite a melhor compreensão da natureza da emissão neste tipo de laser. O acoplamento depende da natureza da modulação e pode-se observar emissão laser na frequência de Bragg (acoplamento pelo ganho) ou emissão em duas frequências distintas centradas na frequência de Bragg (acoplamento pelo índice).

A segunda parte do texto trata da caracterização dos materiais utilizados. Primeiramente justifica-se a utilização de um interferômetro de Lloyd para a construção da modulação periódica pela facilidade de sintonização espectral intrínseca ao dispositivo. As demais técnicas experimentais utilizadas são em seguida apresentadas incluindo a definição da precisão das medidas de comprimento de onda. Duas matrizes foram estudadas (o polímero orgânico PMMA e um híbrido orgânico-inorgânico) dopadas com o corante Rhodamina 6G. A emissão laser DFB foi caracterizada em função dos parâmetros experimentais a saber: a ordem da reflexão de Bragg que leva à emissão laser, a espessura dos filmes e o índice de

refração do meio. A emissão laser é observada nos intervalos de 555-575 nm e 575-590 para os sistemas PMMA/Rh6G e híbrido/Rh6G, respectivamente.

Dentre as características espectrais observou-se que o aumento do índice leva a um deslocamento do espectro para maiores comprimentos de onda. O aumento na ordem de reflexão de Bragg leva a um aumento na energia de bombeio necessária para observação da emissão laser e também a uma maior variação no comprimento de onda de emissão para o mesmo passo da rede. Para filmes com propriedades de guias de luz os modos transversos foram também observados.

A terceira parte do texto descreve a emissão laser obtida sob excitação por dois feixes laser separados angularmente. Cada feixe induz uma rede de Bragg com passo característico sobre a mesma região do filme o que permitiu a observação da influência sobre a emissão laser de um atraso temporal entre os dois feixes. No caso onde as mesmas ordens de reflexão de Bragg são utilizadas para os dois feixes, ocorrem interações que levam ao enriquecimento espectral. O número máximo de linhas é observado (5 para emissão devida a ordem 2).

O atraso temporal entre os 2 feixes que leva a esta observação é diretamente ligado a duração do feixe de bombeio. Com o aumento do atraso o número de linhas observadas diminui devido a não coerência dos feixes de bombeio. As emissões não são mais simultâneas mas ainda existe interação entre os dois feixes por efeito do material. De fato o espectro de emissão apresenta um número de linhas maior que o número de feixes de bombeio (3 para emissão devida a ordem 2). Finalmente, se o atraso é suficientemente longo somente 2 linhas separadas no tempo são observadas devidas a cada feixe de bombeio.

Quando as ordens de reflexão devidas a cada feixe de bombeio são diferentes, nenhuma interação é observada. Observam-se somente 2 linhas no espectro e é possível se obter o mesmo comprimento de onda simultaneamente a partir dos feixes de bombeio diferentes.

A quarta e última parte do manuscrito trata da modelização do fenômeno observado de emissão múltipla apresentado na terceira parte. Numa primeira aproximação descreve-se a observação das diversas reflexões de Bragg a partir dos vetores de onda dos feixes incidentes. A resultante permite a definição dos vetores de onda que caracterizam a rede fotoinscrita, cada um associado a um comprimento de onda permitido para a emissão laser. Este modelo geométrico permite a reprodução do espectro de emissão em bom acordo com os resultados experimentais. Sua generalização para uma ordem superior da rede ou para um maior número de feixes de bombeio, simétricos no espaço ou não, permite a demonstração da riqueza

espectral que é possível com o dispositivo construído. De fato o número de linhas de emissão aumenta significativamente com a ordem de reflexão. Por outro lado o número de interações que deve ser considerado aumenta e as simulações numéricas se tornam muito difíceis se não se utilizam simplificações como a de se considerar somente feixes de bombeio simétricos.

O segundo modelo apresenta uma resolução numérica do problema. Ele leva em conta o regime de saturação do índice de refração do meio da mesma forma que na Teoria dos Modos Acoplados. Expandindo-se o índice não linear em séries de Fourier, e utilizando-se esta expansão como a perturbação que leva ao acoplamento das ondas, é possível se obter os comprimentos de onda de emissão, considerando-se também a faixa espectral para a qual o ganho do material permite a emissão laser.

Os dois modelos apresentam bom acordo com os experimentos para bombeio simples e para os experimentos devidos a 2 feixes de excitação com coerência temporal e utilizando-se a ordem 3 de reflexão de Bragg. O espectro utilizado para a validação dos dois modelos apresenta 7 linhas laser de comprimentos de onda diferentes.

Assim, o trabalho desenvolvido nesta tese tem interesse na construção de fontes laser a múltiplos comprimentos de onda. A presença de um único sítio de emissão se constitui numa vantagem face a outros sistemas conhecidos onde se utiliza multiplexagem. A possibilidade de sintonização de comprimentos de onda é igualmente uma característica deste tipo de laser. A complementação do estudo experimental com uma validação mais ampla dos modelos teórico desenvolvidos seria interessante como continuação deste trabalho. De fato as configurações de excitação via feixes de bombeio não simétricos, que não puderam ser modeladas, apresentaram um número muito grande de linhas laser.

RESUME

Cette thèse porte sur l'étude spectrale de l'effet laser produit dans une couche mince de polymère dopé par un colorant et excité par plusieurs faisceaux. L'émission laser est créée par un effet de rétroaction répartie (distributed feedback ou DFB) obtenu par le biais d'une modulation longitudinale temporaire du gain induite dans le milieu actif. L'utilisation d'un réseau de Bragg permet des propriétés de sélectivité spectrale tandis que le caractère éphémère de la modulation permet que la cavité, et donc l'émission, n'existe que pendant un intervalle de temps de l'ordre de la durée d'excitation.

Les matériaux utilisés sont d'abord caractérisés dans le cadre d'une excitation par un faisceau unique, ce qui permet d'évaluer l'intervalle d'accordabilité dans la courbe de gain ainsi que le caractère transverse de l'émission multimodale dans le guide d'onde. Expérimentalement le laser DFB est obtenu au moyen de l'interféromètre de Lloyd qui permet une accordabilité par variation de l'interfrange. A partir de ces résultats, l'influence du nombre de faisceaux excitateurs est étudiée selon deux paramètres : le retard temporel entre ces faisceaux et l'ordre de réflexion de Bragg utilisé pour favoriser l'émission laser. Cette étude a permis d'explicitier le lien entre ces paramètres et le nombre de raies émises. Ce nombre augmente significativement avec l'ordre de réflexion lorsque la condition de cohérence est vérifiée. La dynamique des réseaux induits a été étudiée en décalant temporellement les faisceaux excitateurs. Deux modèles sont présentés. Le premier est basé sur l'étude géométrique des vecteurs d'onde incidents sur la couche et prend en compte leurs interactions, et le second s'appuie sur un régime de saturation de l'indice de réfraction du milieu. Ces modèles sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

The aim of this thesis is the study of the optically induced laser effect in a polymer thin film doped with a laser dye and excited by multiple laser beams. The laser emission is created by a distributed feedback effect (or DFB) obtained by a temporary longitudinal modulation of the gain induced in the active medium. Using a transient Bragg grating permits to obtain some spectral accordability properties and a lifetime of laser emission around the lifetime of the pump beam.

First, the studied materials are characterized by a single beam excitation. This study permits to confirm the gap of accordability in the gain spectrum and the transverse nature of the emitted mode in the waveguide. Experimentally DFB excitation is performed using a Lloyd interferometer which permits a tunability of the device through variation of the interfringe. Then, these results are used to study the influence of the number of pump beams according to two parameters : the temporal delay between the pumps beams and the order of Bragg reflexion used to obtain the laser emission. This study explains the link between these parameters and the number of emitted laser emission. This number increases for higher reflexion order for coherent superposition of the pumps. The dynamics of the induced gratings was studied by the temporal shifting of the pump beams. Two theoretical models are presented. The first is based on a geometrical study of the incident wave vectors on the film and takes into account their interactions, the second leans on the refractive index saturation of the medium. These models are in good agreement with the experimental results.