Remerciements

Je remercie Eric Freysz de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse ainsi qu'Alain Barthélémy et Philippe Delaye pour avoir accepté la tâche de rapporteurs. Leurs lectures attentives ont permis de clarifier certains points du sujet étudié dans cette thèse. Je remercie également Jean-Pierre Huignard d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier Robert Frey pour m'avoir dirigée pendant cette thèse. Son expérience dans le domaine de l'optique et son sens physique ont été d'une aide précieuse au cours de ces trois années.

Un grand merci à Isabelle Zaquine, qui m'a encadrée et soutenue avec une disponibilité et une bonne humeur sans faille. J'ai beaucoup apprécié nos nombreuses conversations du soir et son aide inestimable lors de ces derniers mois de thèse.

Je remercie les thésards et stagiaires que j'ai eu la chance de côtoyer pendant ces trois ans : David, Jean-Michel, Didier, Veasna, Grégoire, Grégory, Thierry, Djibril et Tiffany. Un merci particulier à Qiong pour m'avoir supportée et aidée pendant la dernière année, je lui souhaite bon courage et bonne chance pour la suite.

Merci également aux habitants du bâtiment H (ponctuels ou non) pour leur présence chaleureuse : Najib, Olivier, Alain et l'incontournable Christian, sans qui les repas seraient bien monotones.

Je remercie Patricia pour son efficacité et sa gentillesse, Sophie-Charlotte, Bahman et Gilbert pour les urgences informatiques, M. Croullebois pour les pièces mécaniques.

Je remercie également mes compagnons d'infortune un peu partout en France : Manu, Safaa, Franck, Gwenaëlle, Julien, Eric, Arnaud. Je souhaite beaucoup de courage à ceux qui n'ont pas fini.

Je tiens aussi à remercier mes amis pour les soirées barbecue, et ceux (loin) avec lesquels j'ai correspondus : Sly, Keiichi, Stof, Jérémy, Noc, Laurent, Sandrine, Cyril, Patrick et tous ceux que je ne cite pas mais que je n'oublie pas pour autant.

Enfin je remercie ma famille et ma (future) belle-famille qui m'ont entourée et encouragée tout au long de ces trois années. Merci à Clément pour sa patience et son soutien, merci aussi pour avoir toujours été présent à mes côtés.

Aurélie Moreau

Table des matières

INTRODUCTION **1**

1 Éléments de base **5**
1.1 Holographie 5
1.1.1 Présentation 6
1.1.2 Principe de l'inscription de l'hologramme 7
1.1.3 Techniques d'inscription 10
1.1.4 Applications 16
1.2 Les différents types de réseaux 20
1.2.1 Réseaux minces ou épais 21
1.2.2 Réseaux d'indice et de gain 25
1.2.3 Réseaux épais intracavité 31
1.3 Milieux amplificateurs 35
1.3.1 Généralités sur l'amplification stimulée 35
1.3.2 Milieux dopés au néodyme 39
1.3.3 Semi-conducteurs 40
1.4 Conclusion 46

2 Étude théorique des réseaux intracavité en milieu amplificateur **47**
2.1 Réseau épais emplissant la cavité 47
2.1.1 Principe 47
2.1.2 Calculs 48
2.1.3 Réseaux d'indice dans un milieu amplificateur 53
2.1.4 Réseaux de gain pur 58
2.1.5 Conclusion 61
2.2 Réseau mince avec gain 63
2.2.1 Principe [Mor05] 63
2.2.2 Expression des matrices 65
2.2.3 Réseau mince d'indice inséré dans une cavité amplificatrice 67

2.3 Réseau d'épaisseur finie en cavité étendue [Mor06b] 71
2.3.1 Matrice de diffraction 72
2.3.2 Réseau d'indice dans un milieu amplificateur 74
2.3.3 Réseau de gain dans un milieu amplificateur 75
2.3.4 Réseau de gain dans un milieu transparent (cas des puits quantiques) 79
2.4 Conclusion 80

3 Étude expérimentale des réseaux de gain intracavité 83
3.1 Caractéristiques de l'échantillon de Nd:YVO_4 83
3.1.1 Étude de la cavité Fabry-Pérot 84
3.1.2 Pompage de la transition laser 87
3.2 Direction des ondes dans la diffraction de Bragg intracavité non coplanaire 88
3.2.1 Écriture 89
3.2.2 Lecture 92
3.3 Dispositif expérimental 96
3.3.1 Lasers utilisés 96
3.3.2 Écriture 97
3.3.3 Lecture 99
3.3.4 Porte-échantillon 102
3.3.5 Acquisition 102
3.3.6 Démarche expérimentale 105
3.4 Résultats expérimentaux [Mor06a] 106
3.4.1 Influence du désaccord de Bragg avec cavité accordée . 108
3.4.2 Influence du désaccord de la cavité avec accord de Bragg 113
3.4.3 Influence du désaccord de la cavité et de Bragg 114
3.4.4 Influence de la puissance de pompe 115
3.4.5 Avec une lame 50/50 117
3.5 Comparaison avec la théorie 118
3.6 Conclusion 120

4 Étude de réseaux d'indice et de gain inscrits dans des VCSEL 123
4.1 Prévision de la théorie 123
4.2 Principe de l'expérience 127
4.3 Détails du dispositif expérimental 128
4.3.1 Les sources paramétriques 129
4.3.2 Acquisition 135
4.4 Cas de CdZnTe 136
4.4.1 Détermination de la longueur d'onde de bande interdite 136
4.4.2 Conditions de gain 140

4.4.3 Absorption à deux photons 142
4.4.4 Superpositions spatiale et temporelle 144
4.4.5 Absorption non génératrice de porteurs 147
4.4.6 Conclusion 153
4.5 Cas d'un semi-conducteur III-V 153
4.5.1 Détermination de la longueur d'onde d'écriture 155
4.5.2 Étapes supplémentaires à réaliser 156
4.5.3 Perspectives 157
4.6 Conclusion 157

CONCLUSION **159**

Bibliographie **163**

Introduction

Le traitement optique de l'information doit faire face à l'augmentation des besoins en terme de débit et de capacité. Cependant cela requiert des dispositifs qu'ils soient plus efficaces et plus sélectifs. Pour répondre à ces besoins, l'utilisation de l'holographie pour le traitement de l'information est en plein essor ces dernières années. Cependant, les performances de ces hologrammes en terme de sélectivité, efficacité et rapport signal sur bruit sont souvent insuffisantes. En effet, pour être compétitifs, ces hologrammes doivent montrer de grandes modulations d'indice ou de fortes épaisseurs. De grandes épaisseurs sont possibles par exemple avec des cristaux photoréfractifs mais cela conduit à des dispositifs plutôt encombrants. De grandes modulations d'indice peuvent être obtenues par l'utilisation des puits quantiques dans les semiconducteurs. Mais de tels dispositifs offrent des sélectivités qui peuvent être insuffisantes et compte tenu de leur faible épaisseur, ne peuvent fonctionner en régime de Bragg, ce qui limite leur efficacité. Si les matériaux sont limités par leur épaisseur ou par leur capacité de modulation d'indice de réfraction, il faut trouver des solutions pour améliorer les propriétés diffractives. Des techniques d'apodisation [Zaj01] permettent d'augmenter le rapport signal sur bruit, et l'insertion de l'hologramme dans des cavités [Men01] permet d'augmenter la longueur effective de celui-ci. Toutefois même ces dispositifs présentant un fort rendement proche de l'unité trouvent leurs limites dans le cas de fonctions à forte sortance où un grand nombre de canaux doit être excité à partir d'un seul canal primaire. Donc l'utilisation de matériaux amplificateurs devrait permettre d'obtenir les efficacités largement supérieures à l'unité nécessaires à ce type d'applications.

Les milieux à gain sont principalement utilisés dans des lasers ou dans des amplificateurs. Les applications commerciales à grande échelle concernent surtout les fibres optiques, les diodes lasers, les lasers à semi-conducteurs, et les micro-lasers. Ces derniers permettent de réaliser de la conversion de fréquence dans des cristaux non-linéaires [Ful], avec des applications dans le domaine biomédical et le marquage. Ils permettent aussi de réaliser, de ma-

nière simple et peu coûteuse, des sources continues de plusieurs mW émettant dans le vert. En utilisant des amplificateurs paramétriques ou des amplificateurs Raman fibrés pour convertir la sortie des micro-lasers, on peut réaliser des sources accordables allant de 190 nm à 5 μm [Zay99]. Les lasers à semiconducteurs, quant à eux, sont largement utilisés dans les télécommunications optiques ou les lecteurs optiques par exemple.

On peut aussi utiliser de tels milieux, dont la technologie est très avancée, pour l'inscription d'hologrammes [Bri95, Dam96]. Cependant il a été montré que l'homogénéité de la modulation d'indice était importante en particulier pour la sélectivité angulaire.

L'utilisation de réseaux insérés dans une cavité amplificatrice devrait apporter les avantages combinés de l'intracavité et des milieux à gain. Peu de travaux ont été réalisés sur ce domaine, on peut citer [Nol01] qui a utilisé une microcavité d'Arséniure de Gallium dans laquelle sont inscrits optiquement des réseaux de gain. Les expériences ont été menées pour un écart au seuil laser de $0,12$, le faisceau incident étant en résonance de Fabry-Pérot mais hors résonance de Bragg. Des efficacités de l'ordre de 10 % ont été obtenues. Aucune mention n'est faite de la sélectivité angulaire. Il apparaît intéressant de faire une étude plus complète de ce type de dispositif.

Le travail rapporté dans ce manuscrit a pour objectif l'étude théorique et expérimentale des propriétés diffractives d'un réseau d'indice et/ou de gain inséré dans une cavité de Fabry-Pérot amplificatrice. Une étude préalable [Men01] à ce travail a permis de montrer l'immense potentiel des réseaux de Bragg intracavité. Nous montrerons que les propriétés obtenues sont encore améliorées par le fait que la cavité soit amplificatrice. De plus, le cas des réseaux de gain sera étudié. Les études de ces différentes configurations de réseaux intracavité passent par l'élaboration d'un modèle analytique et par la mise au point de dispositifs expérimentaux permettant de montrer l'adéquation entre théorie et réalité.

Le manuscrit rapportant ces études est découpé en quatre chapitres. Le premier chapitre introduit les notions de bases utiles à ce travail. Tout d'abord, nous présentons le principe de l'holographie, de l'écriture et de la lecture d'un hologramme, puis les différentes techniques d'inscription et enfin les applications de l'holographie en temps réel.

Par la suite, notre objet d'étude est le réseau sinusoïdal, qui permet de prévoir un grand nombre de caractéristiques diffractives d'un milieu hologra-

phique, utiles pour les applications. Nous prenons en compte l'épaisseur du réseau et la nature de sa modulation d'indice.

Enfin nous étudions quelques milieux amplificateurs, afin de comprendre les mécanismes d'amplification, et en particulier les milieux dopés au Néodyme et les semi-conducteurs, que nous utilisons dans la suite de ce travail.

Le second chapitre est consacré à l'étude théorique des réseaux intracavité en milieu amplificateur. Trois configurations de réseaux sont passées en revue. Tout d'abord, nous développons un modèle analytique de la diffraction d'une onde plane sur un réseau de Bragg intracavité d'épaisseur égale à la longueur de la cavité. Nous étudions les avantages d'une telle structure en termes d'efficacité de diffraction et de sélectivité angulaire, en particulier pour les réseaux d'indice en milieu amplificateur et, plus encore, pour les réseaux de gain pur.

Ensuite, parce que la structure diffractante peut être de très faible épaisseur, nous développons un calcul matriciel pour l'étude d'un réseau plan inséré dans une cavité Fabry-Pérot amplificatrice. Nous étudions là-encore les avantages en terme d'efficacité et de sélectivité, mais aussi en terme de rapport signal sur bruit ainsi que le régime de diffraction.

Enfin, parce qu'un réseau mince n'est cependant pas plan, nous étudions le cas d'un réseau d'épaisseur finie inséré dans une cavité étendue. Nous nous attardons sur trois configurations, le réseau d'indice en milieu amplificateur, le réseau de gain en milieu amplificateur, et en milieu transparent. Nous étudions particulièrement l'influence de l'épaisseur du réseau et de la modulation d'indice complexe.

Le chapitre 3 présente une étude expérimentale de la diffraction d'un faisceau de lecture par des réseaux de gain inscrits par voie optique. Nous décrivons les caractéristiques de l'échantillon de Nd:YVO_4 et le dispositif expérimental. Enfin, nous réalisons l'étude du signal diffracté. Nous regardons la variation angulaire de l'efficacité lorsqu'on s'écarte des diverses résonances (résonance de Bragg, de Fabry-Pérot et la double résonance), ainsi que l'influence de l'intensité de pompage sur le maximum de l'efficacité. Les limitations du dispositif dues à sa trop grande épaisseur sont aussi analysées.

Enfin le chapitre 4 présente une étude préliminaire de réseaux d'indice et de gain inscrits dans des lasers à semi-conducteur à émission par la surface comme les VCSEL (pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser* ou laser à émission verticale) pour lesquels la limitation d'épaisseur n'existe plus. Nous nous intéressons à l'étude expérimentale et théorique pour l'obtention de gain

dans un échantillon massif de CdZnTe, puis au cas d'un échantillon de type VCSEL de GaAs.

Toutes les équations de ce manuscrit sont écrites dans le système d'unités CGS.

Chapitre 1

Éléments de base

Les hologrammes sont des matériaux sur lesquels on a enregistré des informations de phase et d'amplitude d'une onde objet par interférences entre celle-ci et une onde dite de référence. Une onde incidente sur de tels milieux voit donc une modification de son front d'onde : on dit que l'onde est diffractée. Les propriétés de ces composants diffractifs et les applications qui en découlent sont nombreuses, nous en étudierons quelques-unes. Dans ce manuscrit, nous nous sommes particulièrement intéressés à un cas particulier : les réseaux de Bragg dans un milieu amplificateur. Le matériau utilisé pour l'holographie est donc aussi un milieu amplificateur, c'est-à-dire qu'il apporte de l'énergie à l'onde incidente et à l'onde diffractée.

Dans un premier temps, nous définirons l'holographie. Nous donnerons quelques techniques d'inscriptions optiques d'un hologramme et nous détaillerons quelques applications. Ensuite nous aborderons un cas particulier d'hologrammes, les réseaux sinusoïdaux de diffraction. Nous ferons alors la distinction entre différents types de réseaux (minces, épais...). Enfin, nous parlerons des mécanismes d'amplification, en nous attardant sur les cas particuliers des milieux dopés au néodyme et des semi-conducteurs.

1.1 Holographie

Dans cette partie nous introduisons le principe de l'holographie et les différentes notions associées, comme l'écriture et la lecture d'hologrammes. Nous décrivons ensuite quelques techniques mises en œuvre pour la réalisation d'hologrammes dynamiques. Enfin, quelques applications sont passées en revue.

1.1.1 Présentation

L'holographie est l'enregistrement et la restitution, sur un matériau non-linéaire, de l'information de phase et d'amplitude d'une onde objet (diffusée par l'objet) : lors de la restitution, l'observateur peut voir l'objet en trois dimensions, malgré l'absence de celui-ci.

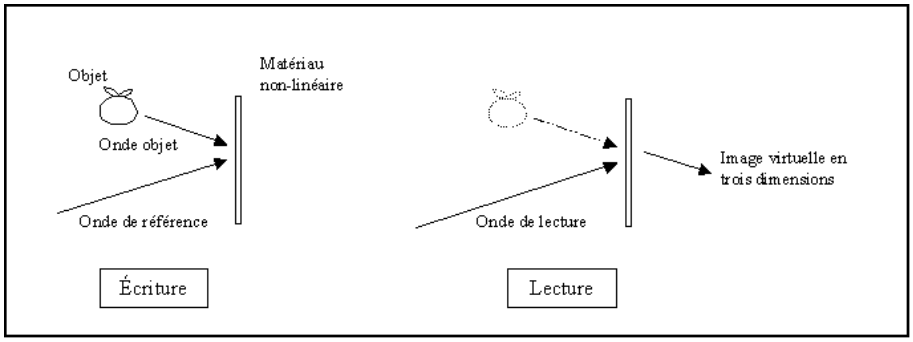


FIG. 1.1.1 – Schéma de principe de l'holographie

Pour inscrire l'hologramme, on utilise un montage interférométrique (voir figure 1.1.1) : on enregistre l'interférence entre l'onde objet d'amplitude A_0 et une onde de référence (ou onde porteuse), d'amplitude A_R. L'intensité lumineuse qui résulte de cette interférence s'écrit [Che97] :

$$I = |A_0 + A_R|^2 = |A_0|^2 + |A_R|^2 + A_0^*.A_R + A_0.A_R^*$$

On remarque que le quatrième terme est proportionnel à l'amplitude de l'onde objet, ce qui permet de garder à la fois l'information d'amplitude et de phase.

Pour relire l'hologramme, on l'éclaire avec une onde dite "de lecture" d'amplitude proportionnelle à celle de l'onde de référence. L'onde transmise par l'hologramme a une partie proportionnelle à $A_0|A_R|^2$ et on a alors restitution du front d'onde et reconstruction fidèle, en trois dimensions, de l'image enregistrée. On peut distinguer l'holographie *dynamique* de l'holographie *classique* : pour l'holographie dynamique on peut relire l'hologramme en temps réel, alors que pour l'holographie classique, on doit passer par une étape de développement de celui-ci, avant l'étape de lecture.

Deux propriétés importantes d'un hologramme sont son efficacité de diffraction et sa sélectivité (angulaire ou spectrale). L'efficacité de diffraction est définie comme étant le rapport entre l'intensité de l'onde image restituée à la lecture de l'hologramme et l'intensité de l'onde de référence. Plus

cette efficacité est grande, moins il est nécessaire que le faisceau de lecture soit intense. La sélectivité angulaire est d'autant meilleure que le pic d'efficacité de diffraction de l'hologramme est angulairement étroit. Ces deux caractéristiques sont déterminantes pour les applications en traitement de l'information : nous nous y intéresserons donc particulièrement dans la suite de ce manuscrit.

1.1.2 Principe de l'inscription de l'hologramme

L'inscription de l'hologramme se réalise lorsqu'on peut changer localement l'indice complexe du matériau non-linéaire. Suivant le processus qui permet cette modification, la variation d'indice a des causes distinctes et s'exprime donc différemment. Nous allons donc commencer par rappeler les relations valables dans le cas général.

Le matériau est dit linéaire et isotrope si la polarisation $\mathbf{P}$ est proportionnelle au champ électromagnétique appliqué $\mathbf{E}$. On a alors [Boy03] :

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E} \tag{1.1}$$

où χ, qu'on appelle la susceptibilité, est un scalaire.
La permittivité diélectrique ε du matériau et son indice n sont reliés à la susceptibilité respectivement par les relations :

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi \tag{1.2}$$
$$n^2 = \varepsilon \tag{1.3}$$

Dans le cas où le matériau est anisotrope, ces trois caractéristiques deviennent des tenseurs d'ordre 2. On a alors :

$$\mathbf{P} = \underline{\underline{\chi}}^{(1)} \mathbf{E} \tag{1.4}$$
$$\underline{\underline{\varepsilon}} = 1 + 4\pi \underline{\underline{\chi}}^{(1)} \tag{1.5}$$
$$\underline{\underline{n}}^2 = \underline{\underline{\varepsilon}}. \tag{1.6}$$

Lorsque l'on éclaire un matériau, il est possible de modifier le rapport entre le champ extérieur et la polarisation du matériau. On a alors un terme supplémentaire dans l'expression de la polarisation, qui traduit cet effet :

$$\mathbf{P} = \underline{\underline{\chi}}^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{P_{NL}} \tag{1.7}$$

On parle d'effet non-linéaire (d'où l'indice "NL") car cela montre que dans certains cas la polarisation ne réagit pas de façon linéaire au champ extérieur. En régime perturbatif, on peut écrire :

$$\mathbf{P_{NL}} = \underline{\underline{\chi}}^{(2)}\mathbf{E}\cdot\mathbf{E} + \underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(3)}\mathbf{E}\cdot\mathbf{E}\cdot\mathbf{E}\ldots \tag{1.8}$$

où $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ et $\underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(3)}$ sont les susceptibilités non-linéaires des deuxième et troisième ordres.
On peut écrire de même la permittivité et l'indice complexe comme étant la somme de deux composantes, l'une linéaire et l'autre non-linéaire :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}_L + \underline{\underline{\varepsilon}}_{NL} \tag{1.9}$$
$$\underline{\underline{n}} = \underline{\underline{n}}_L + \Delta\underline{\underline{n}} \tag{1.10}$$

Dans le cas général, les parties linéaire et non-linéaire de l'indice peuvent être complexes et leurs composantes imaginaires correspondent à de l'absorption ou à du gain :

$$\underline{\underline{n}}_L = \underline{\underline{n}}'_L + i\underline{\underline{n}}''_L \tag{1.11}$$
$$\Delta\underline{\underline{n}} = \Delta\underline{\underline{n}}' + i\Delta\underline{\underline{n}}'' \tag{1.12}$$

On définit le tenseur d'absorption ou de gain : $\underline{\underline{g}} = -4\pi\underline{\underline{n}}''/\lambda_0$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide. Dans la suite nous y ferons référence en tant que tenseur de gain.

On se place dans la base des axes propres (X,Y,Z) du matériau étudié sans champ appliqué. Pour une symétrie du matériau au moins orthorhombique, les tenseurs $\underline{\underline{n}}_L$ et $\underline{\underline{\varepsilon}}_L$ sont alors diagonaux et $\varepsilon_{L_{jj}} = n^2_{L_{jj}}$ pour j =X,Y,Z [Mou98b]. On relie, de façon approchée (lorsque $\Delta\underline{\underline{n}} \ll \underline{\underline{n}}_L$), la partie réelle de l'indice linéaire et le tenseur de gain à la permittivité :

$$n'_{L_{jj}} = \sqrt{\frac{\varepsilon'_{L_{jj}} + |\varepsilon_{L_{jj}}|}{2}} \quad \text{et} \quad g_{L_{jj}} = -\frac{2\pi\varepsilon''_{L_{jj}}}{\lambda_0\, n'_{L_{jj}}} \tag{1.13}$$
$$\text{avec} \qquad j = X, Y, Z \tag{1.14}$$

Finalement, on peut relier les parties non-linéaires de l'indice aux parties non-linéaires de la permittivité :

$$\Delta n'_{jk} = \frac{\varepsilon'_{NL_{jk}}(n'_{L_{jj}} + n'_{L_{kk}}) + \varepsilon''_{NL_{jk}}(n''_{L_{jj}} + n''_{L_{kk}})}{(n'_{L_{jj}} + n'_{L_{kk}})^2 + (n''_{L_{jj}} + n''_{L_{kk}})^2} \tag{1.15}$$

et

$$\Delta g_{jk} = -\frac{4\pi}{\lambda_0}\left[\frac{\varepsilon''_{NL_{jk}}(n'_{L_{jj}}+n'_{L_{kk}}) - \varepsilon'_{NL_{jk}}(n''_{L_{jj}}+n''_{L_{kk}})}{(n'_{L_{jj}}+n'_{L_{kk}})^2+(n''_{L_{jj}}+n''_{L_{kk}})^2}\right] \tag{1.16}$$

En toute généralité, une variation de $\underline{\underline{\varepsilon}}'$ ou $\underline{\underline{\varepsilon}}''$ entraîne donc à la fois une variation de l'indice de réfraction et du coefficient de gain (ou d'absorption). Toutefois, dans les milieux diélectriques ou semi-conducteurs en bord de bande interdite, $\underline{\underline{n}}'_L \gg \underline{\underline{n}}''_L$ et une variation $\underline{\underline{\varepsilon}}'_{NL}$ ($\underline{\underline{\varepsilon}}''_{NL}$ respectivement) de la permittivité n'entraîne qu'une variation $\Delta\underline{\underline{n}}'$ ($\Delta\underline{\underline{n}}''$ respectivement) de l'indice de réfraction. On a alors les expressions suivantes :

$$\Delta n'_{jk} \simeq \frac{\varepsilon'_{NL_{jk}}}{(n'_{L_{jj}}+n'_{L_{kk}})} \tag{1.17}$$

$$\Delta n''_{jk} \simeq \frac{\varepsilon''_{NL_{jk}}}{(n'_{L_{jj}}+n'_{L_{kk}})} \tag{1.18}$$

Les variations d'indice et/ou de gain sont dues à des variations de la permittivité : lorsqu'on éclaire un matériau avec un champ très intense, la dépendance de la permittivité en fonction du champ s'exprime, à partir de l'équation 1.8, de la manière suivante :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = 1 + 4\pi\left(\underline{\underline{\chi}}^{(1)} + \underline{\underline{\chi}}^{(2)}.\mathbf{E} + \underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(3)}.\mathbf{E}.\mathbf{E} + ...\right) \tag{1.19}$$

et en séparant les parties linéaire et non linéaire de ε on obtient :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_L = 1 + 4\pi\underline{\underline{\chi}}^{(1)} \tag{1.20}$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_{NL} = 4\pi\left(\underline{\underline{\chi}}^{(2)}.\mathbf{E} + \underline{\underline{\underline{\chi}}}^{(3)}.\mathbf{E}.\mathbf{E} + ...\right) \tag{1.21}$$

On peut alors remplacer dans les équations 1.17 et 1.18 les valeurs suivantes pour $\varepsilon'_{NL_{jk}}$ et $\varepsilon''_{NL_{jk}}$:

$$\varepsilon'_{NL_{jk}} = 4\pi\left[\sum_l \chi^{(2)'}_{jkl}E_l + \sum_{l,m}\chi^{(3)'}_{jklm}E_lE_m + ...\right] \tag{1.22}$$

$$\varepsilon''_{NL_{jk}} = 4\pi\left[\sum_l \chi^{(2)''}_{jkl}E_l + \sum_{l,m}\chi^{(3)''}_{jklm}E_lE_m + ...\right] \tag{1.23}$$

Ainsi, pour faire varier la permittivité, il suffit d'appliquer sur le matériau un champ non uniforme. L'hologramme le plus simple résulte de l'interférence de deux ondes planes : on obtient ainsi une modification périodique de l'intensité, et donc de l'indice et/ou du gain.

Considérons deux ondes planes $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ de même longueur d'onde mais de directions différentes :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t) = \hat{\mathbf{e}}\ E_1 \exp\, i(\mathbf{k}_1.\mathbf{r} - \omega_E t)\ +\ c.c \tag{1.24}$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t) = \hat{\mathbf{e}}\ E_2 \exp\, i(\mathbf{k}_2.\mathbf{r} - \omega_E t)\ +\ c.c \tag{1.25}$$

où les vecteurs d'onde dans le matériau ont pour coordonnées :

$$\mathbf{k}_1 = \frac{2\pi n'}{\lambda_E}\,(\sin\theta_{E_1}, \cos\theta_{E_1}) \qquad \text{et} \qquad \mathbf{k}_2 = \frac{2\pi n'}{\lambda_E}\,(-\sin\theta_{E_2}, \cos\theta_{E_2}).$$

On peut alors écrire l'intensité lumineuse à l'intérieur du matériau :

$$I(\mathbf{r}) = \frac{cn'}{2\pi}|\mathbf{E}_1(r,t) + \mathbf{E}_2(r,t)|^2 \tag{1.26}$$

En notant I_1 et I_2 les intensités de chaque faisceau et $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, on obtient :

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}) \tag{1.27}$$

On peut alors introduire l'intensité moyenne $I_0 = I_1 + I_2$ et la modulation de la répartition sinusoïdale d'intensité $m = \dfrac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$:

$$I(\mathbf{r}) = I_0\,(1 + m\cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})) \tag{1.28}$$

Le vecteur réseau $\mathbf{K}$ a pour module $K = \dfrac{4\pi n' \sin[(\theta_{E_1} + \theta_{E_2})/2]}{\lambda_E}$ et fait un angle $\phi = \dfrac{\pi}{2} + \dfrac{\theta_{E_1} - \theta_{E_2}}{2}$ avec l'axe z. On définit le pas du réseau par $\Lambda = 2\pi/K$.

Comme on l'a vu, l'indice complexe du matériau non linéaire dépend de l'intensité lumineuse incidente donc $n = n_0 + \Delta n(I)$ est aussi périodique. C'est ce qui va être largement utilisé par la suite pour la réalisation pratique d'hologrammes.

1.1.3 Techniques d'inscription

Nous allons maintenant étudier quelques phénomènes optiques qui relient la variation d'indice complexe à l'intensité incidente. Nous nous sommes surtout intéressés aux procédés d'inscription optiques, car ce sont de tels procédés qui sont utilisés dans le reste de cette thèse. Néanmoins, à titre d'informations, quelques procédés d'inscription de type électrique sont mentionnés

à la fin de cette section. Dans tous les phénomènes optiques présentés ici, l'action d'un champ intense sur un matériau modifie son indice complexe, on peut alors créer un réseau d'indice et/ou de gain (ou d'absorption) en faisant interférer deux ondes intenses.

Effet Kerr dynamique

L'effet Kerr dynamique est dû à l'action d'un champ très intense et présentant des variations locales ou temporelles, sur un matériau possédant une non-linéarité du troisième ordre élevée [Fre92]. On peut écrire le champ électromagnétique :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \hat{\mathbf{e}}A(\mathbf{r},t)\exp i(\mathbf{k}.\mathbf{r}-\omega t) + cc \tag{1.29}$$

Celui-ci induit la polarisation non-linéaire suivante :

$$\mathbf{P}^{(3)} = \underset{\equiv\equiv\equiv}{\chi}^{(3)}(\omega,-\omega,\omega)\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{e}}|A(\mathbf{r},t)|^2A(\mathbf{r},t)\exp i(\mathbf{k}.\mathbf{r}-\omega t) + cc. \tag{1.30}$$

La permittivité diélectrique du matériau est alors donnée par :

$$\underset{\equiv}{\varepsilon}_{eff} = \underset{\equiv}{\varepsilon}(\omega) + 4\pi\underset{\equiv\equiv\equiv}{\chi}^{(3)}(\omega,-\omega,\omega)\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{e}}|A(\mathbf{r},t)|^2 \tag{1.31}$$

On suppose que l'onde est polarisée linéairement et se propage sans perte dans un milieu isotrope. On peut écrire son intensité lumineuse :

$$I(\mathbf{r},t) = \frac{cn_0'}{2\pi}|A(\mathbf{r},t)|^2 \tag{1.32}$$

L'indice de réfraction (partie réelle de l'indice) est alors donné par :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2I(\mathbf{r},t) \tag{1.33}$$

où $n_2 = 4\pi^2\chi^{(3)}_{XXXX}(\omega,-\omega,\omega)$ est la partie non-linéaire de l'indice. Il modifie la propagation de l'onde lumineuse à cause des variations en $\mathbf{r}$ et t.

Les origines de cet effet sont variées : citons par exemple la déformation du nuage électronique (temps de réponse très rapide de l'ordre de la femtoseconde), l'orientation des molécules (temps de réponse de l'ordre de la picoseconde ou dizaine de picoseconde), et l'électrostriction (temps de réponse allant de la dizaine de nanosecondes à la microseconde).

Effet Photoréfractif

L'effet photoréfractif modifie l'indice d'un matériau mais de façon bien différente du phénomène précédent [Lev00a]. La variation d'indice induite dépend de l'énergie reçue et non de la puissance de l'onde optique. Donc elle dépend fortement du temps d'éclairement, contrairement à l'effet Kerr qui est instantané. On définit alors la sensibilité des matériaux par $S = \Delta n / I \Delta t$ [Del96]. Ce paramètre dépend du pas du réseau inscrit et de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Une caractéristique importante est que la variation d'indice induite persiste dans l'obscurité. L'effet photoréfractif a d'abord été perçu comme un phénomène parasite, dans les cristaux fortement électro-optiques et non-linéaires [Ash66], parce que, en modifiant localement l'indice du matériau, il déformait le faisceau incident. Il se montre maintenant très adapté au traitement optique de l'information [Lab97, Pau00].

Sur la figure 1.1.2 sont représentées les différentes étapes de formation d'un réseau d'indice par effet photoréfractif :

1. Le schéma a) représente l'intensité lumineuse créée par interférences entre deux ondes cohérentes entre elles. Elle est modulée périodiquement, et de la forme : $I(x) = I_0(1 + m\cos(Kx))$.
2. Cette modulation de l'intensité crée des charges fixes positives et des charges mobiles négatives (électrons), en proportion de l'intensité lumineuse (schéma b).
3. Les charges mobiles diffusent et vont se piéger préférentiellement dans les zones non éclairées, créant ainsi une modulation de charge d'espace en phase avec le réseau (schéma c).
4. Cette modulation de la densité de charge crée à son tour un champ électrique périodique E_{SC} en quadrature avec le réseau d'intensité lumineuse (schéma d).
5. Le matériau étant électro-optique, ce champ électrique induit une variation d'indice proportionnelle à E_{SC} par effet Pockels ou par effet Kerr statique pour les matériaux centrosymétriques. Le réseau d'indice est en phase ou opposition de phase avec E_{SC} et il est donc en quadrature de phase avec l'intensité lumineuse incidente (schéma e). On peut néanmoins réduire ce déphasage en appliquant un champ électrique statique homogène pendant l'inscription du réseau.

On peut effacer le réseau en exposant le matériau à une lumière uniforme : cela annule la modulation de charge et le cristal retrouve son état d'origine.

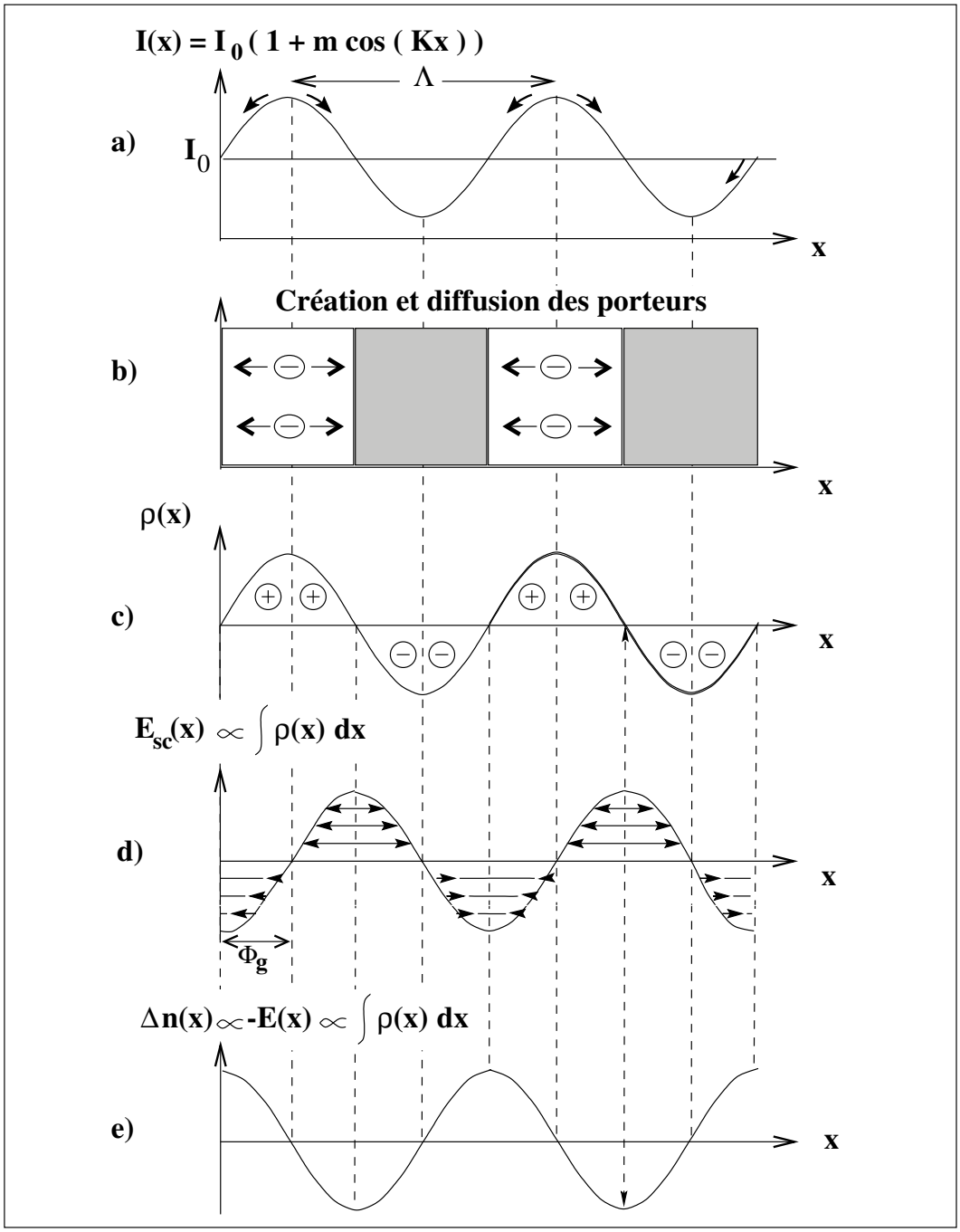


FIG. 1.1.2 – Schéma des différentes étapes de l'effet photoréfractif (d'après [Gün88]))

Il y a différentes sortes de matériaux photoréfractifs, citons par exemple : des ferroélectriques ($LiNbO_3$, $KNbO_3$, ...), des titanates ($BaTiO_3$), des sillénites [Pet91] ($Bi_{12}SiO_{20}$ ou BSO, $Bi_{12}GeO_{20}$ ou BGO,...), des matériaux paraélectriques électro-optiques ou des semi-conducteurs de type II-VI ou III-V (GaAs, InP, CdTe, ZnTe, ..)[Par93]. Leur longueur d'onde d'utilisation varie entre 0,4 μm et 1,5 μm [Del96, Alv94].

Effet thermique

La plupart des matériaux ont un indice de réfraction dépendant de la température. Donc une variation de la température peut induire un changement notable de l'indice. On écrit cette dépendance sous la forme [Men01] :

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T}\Delta T \tag{1.34}$$

où T est la température en Kelvin, et $\partial n/\partial T$ un coefficient caractéristique du matériau, peu dépendant de T.

Cet effet est quasiment inévitable lorsqu'on éclaire un échantillon. En effet, la lumière incidente étant partiellement absorbée, cela induit un échauffement local du milieu. On peut donc provoquer cet effet en choisissant un milieu absorbant. L'interférence de deux ondes cohérentes se traduit par une variation sinusoïdale de la température dans l'échantillon, et donc de l'indice. On peut écrire la modulation de la façon suivante :

$$\Delta n \;=\; \frac{\partial n}{\partial T}\frac{mI_0}{C_p}\,t \tag{1.35}$$

où I_0 est l'intensité absorbée, m le coefficient de modulation de l'intensité et C_p la capacité calorifique du matériau. Cette équation est valable tant que $t \ll \tau_D$ où τ_D est un temps caractéristique de diffusion de la chaleur, qui dépend du coefficient de diffusion du matériau et du pas du réseau inscrit. L'équation 1.35 montre que l'inscription de ce réseau n'est pas instantanée.

Effet de porteurs dans les semi-conducteurs

Les mécanismes principaux d'inscription d'un réseau d'indice par voie optique dans les semi-conducteurs sont liés aux porteurs de charges. En effet, l'indice de réfraction dépend de la densité de porteurs libres dans la bande de valence (trous) et la bande de conduction (électrons). Lorsqu'on éclaire le matériau avec une onde d'énergie supérieure à celle de la bande interdite, on crée des paires électrons-trous (nous y reviendrons dans la section 1.3.3).

La concentration en porteurs libres est donc plus importante aux endroits où l'intensité lumineuse est plus forte.

En régime impulsionnel, des réseaux d'indice ont été créés sur du silicium [Woe69] avec une durée de vie de 25 ns ou sur du CdS, du Ge ou du ZnO [Eic77] avec une durée de vie de l'ordre de la nanoseconde. Des réseaux d'indice ont aussi été créés sur de l'arséniure de gallium (GaAs) [Dis92]. Cette faible durée de vie est due à la diffusion rapide des porteurs après l'impulsion. Elle limite dans certains cas l'utilisation de ces semi-conducteurs. La durée de vie du réseau peut toutefois être allongée en intégrant des ions magnétiques dans les semi-conducteurs. On dit qu'on a alors des semi-conducteurs semi-magnétiques. Les ions ajoutés permettent de piéger les porteurs et de ralentir leur diffusion [Mou98b, Alt82]. Des durées de vie d'une dizaine de microsecondes peuvent être atteintes [Mou98a].

Effet d'absorption saturée

Dans un absorbant saturable, le coefficient d'absorption varie avec l'intensité lumineuse de l'onde incidente suivant la relation [Mou98b] :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I(\mathbf{E})}{I_s}} \tag{1.36}$$

où α_0 est le coefficient d'absorption quand le matériau n'est pas éclairé et I_s l'intensité de saturation.

Lorsqu'on illumine un tel matériau avec une figure d'interférences de deux ondes planes, la répartition d'intensité est sinusoïdale et vaut :

$$I = I_0(1 + m\cos(\mathbf{K}.\mathbf{r}))$$

Si, de plus, l'intensité lumineuse est faible devant l'intensité de saturation ($I_0(1+m) \ll I_s$), on peut écrire :

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 - \frac{I_0(1 + m\cos(\mathbf{K}.\mathbf{r}))}{I_s}\right] = \alpha_m(1 - m_\alpha \cos(\mathbf{K}.\mathbf{r})) \tag{1.37}$$

avec $\alpha_m = \alpha_0(1 - \frac{I_0}{I_s})$ le coefficient d'absorption moyen et $m_\alpha = m\frac{I_0}{I_s - I_0}$ la modulation du réseau d'absorption.

La plupart des absorbants saturables utilisés pour l'holographie dynamique sont des colorants ou des verres dopés au semi-conducteur. On peut considérer ces matériaux comme des systèmes à 3 niveaux : quand on excite les électrons du niveau 1 vers le niveau 2, cela change l'absorption du matériau aux longueurs d'onde pouvant être absorbées par la transition entre les niveaux 2 et 3. On peut donc écrire un réseau d'absorption en faisant

interférer deux faisceaux d'écriture de longueur d'onde λ_{12}. On vient relire avec un faisceau à la longueur d'onde λ_{23}. Des durées de vie de l'ordre de la milliseconde [BJ82] et de la dizaine de seconde [Due94] ont été observés dans des colorants saturables.

Effet de gain

Dans un milieu amplificateur, le coefficient de gain varie linéairement avec l'inversion de population. Or cette inversion de population peut être induite par l'éclairement du milieu par une onde très intense de longueur d'onde adaptée. Elle est même proportionnelle à l'éclairement pour des systèmes à 4 niveaux d'énergies. Si on éclaire un tel milieu avec une figure d'interférences de deux ondes planes, on obtient alors une modulation spatiale du coefficient de gain.

Des réseaux de gain pompés optiquement ont été obtenus dans divers matériaux : des cristaux comme le Nd:YAG [Dam96], et des semi-conducteurs comme GaAs [Nol01].

Nous reviendrons plus en détail sur ces matériaux, que nous avons utilisés dans nos travaux expérimentaux des parties 3 et 4.

Autres effets

D'autres effets permettent de modifier localement l'indice d'un milieu. On peut citer un effet électro-optique, l'effet Pockels [She84, Yar84] qui permet de modifier l'indice d'un matériau en lui appliquant un champ électrique continu. C'est un phénomène non-linéaire d'ordre 2. L'utilisation des cristaux liquides est un cas particulier de cet effet [Dup03].

On peut aussi citer l'effet acousto-optique. Il induit un déplacement des atomes d'un milieu à l'aide d'une onde sonore qui se propage dans ce milieu. Si l'onde acoustique est périodiquement modulée, la variation d'indice induite le sera aussi. Cet effet se manifeste dans les cristaux d'oxydes ($BaTiO_3$, $LiNbO_3$, TiO_2...) et son intensité varie suivant la longueur des liaisons chimiques entre les atomes d'oxygène et les atomes des autres espèces qui composent l'oxyde [Kid00]. On l'utilise aussi dans le GaP et l'InP.

1.1.4 Applications

Il existe de nombreuses applications de l'holographie. Nous nous limitons ici aux applications de l'holographie dynamique, car elle est devenue un vaste champ d'étude en particulier pour les télécommunications optiques, le traitement de l'information ou les mémoires optiques. En effet, l'holographie

dynamique permet de créer des réseaux de manière rapide, avec une grande sélectivité et des durées de vie qui dépendent des matériaux utilisés et que l'on peut adapter à l'application visée.

Télécommunications

Les applications en télécommunications sont nombreuses. Nous citerons le filtrage et le multiplexage en longueurs d'onde, l'utilisation des réseaux de Bragg fibrés et les interconnexions holographiques.

Une première application possible est le filtrage. En effet, on peut utiliser les propriétés intéressantes en terme de sélectivités angulaire et spectrale des réseaux de Bragg photo-induits. Des échantillons épais de photopolymères avec amplification de diffusion sont utilisés dans des dispositifs d'épuration de faisceaux lasers [Lud97] : un filtre holographique est introduit sur le trajet d'un faisceau laser. Ce filtre présente l'avantage, par rapport aux filtres spatiaux communément utilisés tels que ceux utilisant un trou calibré placé au foyer d'une lentille convergente, de ne pas avoir un positionnement et un alignement extrêmement précis, car seule la lumière à l'incidence de Bragg est diffractée, et de ne pas nécessiter la focalisation du faisceau incident. L'intérêt pour de telles techniques de filtrage s'est développé avec les télécommunications optiques et plus particulièrement avec la nécessité d'utiliser des techniques de multiplexage/démultiplexage en longueurs d'onde. Les réseaux de Bragg seuls ne peuvent pas convenir à cause des résonances secondaires importantes par rapport aux normes actuelles (le rapport signal sur bruit doit être inférieur à 20 dB pour le WDM - *Wavelength Division Multiplexing* ou Multiplexage en longueurs d'onde). Des techniques telles que l'apodisation [Zaj01] ou l'insertion du réseau dans une cavité [Bit05a] permettent d'obtenir de bien meilleurs résultats.

Les réseaux de Bragg peuvent aussi être inscrits dans des fibres optiques. Cela donne lieu à de nombreuses applications [Oth99], telles que les lasers de pompe stabilisés en longueur d'onde, les lasers Raman en fibre, les amplificateurs en fibre et les multiplexeurs en insertion/extraction.

Une autre application possible est l'interconnexion. En effet, pour un réseau de Bragg en transmission, le faisceau diffracté a une direction différente de celle du faisceau incident, on a donc une déflexion du faisceau. Si l'on passe maintenant du réseau simple à un hologramme, on réalise un dispositif d'interconnexion capable de relier le point source du faisceau de référence

aux N^2 pixels de l'image qu'il restitue. En utilisant en plus une technique de multiplexage, M faisceaux de référence donnent une superposition cohérente d'images, dont les amplitudes sont proportionnelles à celles des faisceaux de référence et aux variations d'indice de chaque réseau élémentaire. On a ainsi réalisé une interconnexion pondérée entre M entrées et N^2 sorties [Hsu01].

Traitement de l'information

Un autre domaine important d'application des hologrammes est celui du traitement de l'information. L'interférométrie holographique, la reconnaissance de formes et la correction dynamique des faisceaux font partie de ce champ d'étude.

L'interférométrie holographique consiste à analyser les vibrations d'un objet. Une double exposition permet de faire interférer les fronts d'onde construits à partir de deux hologrammes de l'objet enregistrés à deux instants différents sur la même plaque holographique. Cette technique est déjà utilisée dans le monde industriel. L'holographie dynamique permet une analyse en temps réel. Des expériences ont été menées sur des cristaux photoréfractifs [Lab97].

Une technique classique pour comparer deux images est de calculer une mesure de corrélation de ces images et de déterminer la position du maximum de corrélation. On utilise l'holographie pour calculer les produits des transformées de Fourier des deux images, les transformées de Fourier étant obtenues au foyer de lentilles. On peut utiliser des cristaux photoréfractifs dans ces corrélateurs : on y stocke et on y relie les produits de corrélation entre l'objet à reconnaître et la scène dans laquelle on le cherche. Deux types de corrélateurs peuvent être distingués [Dan95a, Dan95b] : les corrélateurs à transformée de Fourier conjointe (chaque hologramme comparé est différent : utilisation de matériaux rapides sans effet de mémoire) et le corrélateur de Van der Lugt (on compare plusieurs fois le même hologramme : utilisation de matériaux lents avec un long effet de mémoire). La reconnaissance des formes par voie optique a donné lieu à beaucoup d'études ces dernières années [Tri98].

La correction dynamique de faisceaux lasers peut aussi être réalisée à l'aide de l'holographie dynamique. Lorsqu'un milieu solide est pompé par une onde incidente, une partie de l'énergie de pompage se dissipe sous forme de chaleur et provoque des distorsions de phase importantes sur le faisceau laser

émis. Une solution pour corriger cette dégradation est de renvoyer le faisceau dans le milieu déformant après passage sur un miroir à conjugaison de phase [Lev00b]. En effet, ce miroir permet d'inverser la phase de l'onde (on parle de "renversement du temps") et le deuxième passage dans le milieu amplificateur annule les effets de distorsions du premier (effets de phase). L'holographie dynamique intervient pour la création d'un tel miroir : le faisceau "réfléchi" peut être créé par un mélange à quatre ondes, où l'interférence du faisceau signal avec un faisceau pompe cohérent génère un réseau de diffraction, relu par un deuxième faisceau pompe en contrapropagation du premier, également cohérent avec les deux autres faisceaux. Ce dernier est alors diffracté en contrapropagation du faisceau signal : c'est l'onde conjuguée en phase de l'onde incidente (voir figure 1.1.3). L'ensemble constitué du matériau holographique et des deux faisceaux de pompe se comporte comme un miroir (un peu particulier) pour le faisceau signal, d'où le nom de miroir à conjugaison de phase.

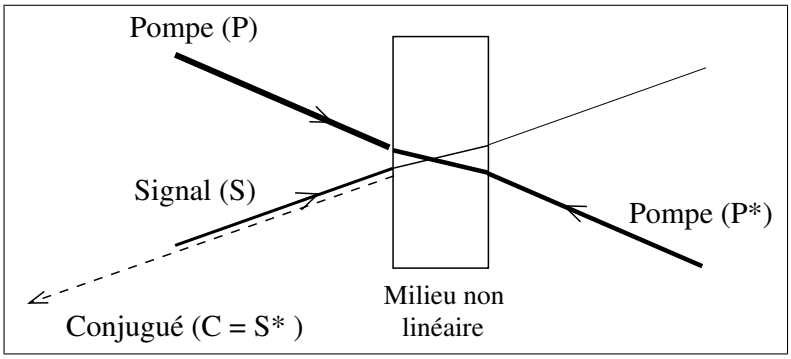


FIG. 1.1.3 – Conjugaison de phase par mélange à quatre ondes

Mémoires optiques

Les mémoires holographiques sont elles-aussi largement étudiées : on a longtemps espéré qu'elles dépasseraient en capacité les mémoires numériques. Même si, pour l'instant ce n'est pas encore le cas, elles présentent l'avantage d'un accès rapide et d'un parallélisme élevé par rapport aux bandes magnétiques. Ces mémoires permettent d'enregistrer des images dans un volume, en changeant un des paramètres du faisceau de référence (longueur d'onde, angle d'écriture, phase). Un critère important est la limitation de la diaphonie, c'est-à-dire l'élimination du signal provenant d'un hologramme voisin [Li94, Ras93, FD97].

On peut se baser sur l'étude de réseaux de Bragg pour évaluer les performances potentielles. Le nombre de réseaux que l'on peut enregistrer dans le matériau est simplement égal au rapport de la gamme d'angles (resp. de longueurs d'onde) utilisée à la largeur angulaire (resp. spectrale) du pic de Bragg. La hauteur du lobe principal par rapport aux lobes secondaires fixe le rapport signal sur bruit à la restitution.

Pour l'instant, ces mémoires n'arrivent pas à concurrencer les technologies actuelles [Pau00]. Il faudrait pour cela que les propriétés des matériaux soient grandement améliorées, en particulier en terme de surface, d'épaisseur, de sensibilité et de modulations d'indice.

L'utilisation de l'holographie dynamique s'avère donc un outil très puissant pour le traitement de l'information en général et a de nombreuses applications actuellement, déjà commercialisées. Il existe néanmoins quelques limitations, comme l'efficacité de diffraction parfois trop faible des hologrammes. Il existe beaucoup de paramètres à optimiser, comme la sensibilité, l'efficacité, la sélectivité de Bragg maximale, les temps de réponses, etc.

Si l'onde de référence et l'onde objet sont identiques et planes, on obtient l'hologramme le plus élémentaire : le réseau sinusoïdal. Un tel réseau de porte pas d'informations mais son étude peut fournir une grande partie des données pertinentes pour prévoir les performances d'un système utilisant des hologrammes.

1.2 Les différents types de réseaux

Il y a de nombreuses façons de différencier des réseaux de diffraction. On peut les classer par exemple suivant leur épaisseur ou le type de modulation de l'indice complexe. Ainsi, on parle de **réseau d'indice** lorsque la modulation se fait sur la partie réelle de l'indice, et de **réseau de gain ou d'absorption** si cette modulation a lieu sur la partie imaginaire de l'indice.

Dans cette partie, nous expliciterons les propriétés diffractives des réseaux dits minces et des réseaux épais, en précisant quel critère on utilise pour passer de l'un à l'autre, puis nous parlerons du type de modulation réalisée (sur la partie réelle ou imaginaire de l'indice). Enfin, nous aborderons les réseaux (d'indice) épais lorsqu'ils sont insérés dans une cavité de Fabry-Pérot.

1.2.1 Réseaux minces ou épais

Réseau mince

Un réseau mince peut être considéré comme la répétition périodique d'un motif dans un plan. Lorsque le réseau est éclairé par une onde incidente, chacun de ses points se comporte comme une source secondaire de lumière. Il y a ensuite des interférences entre toutes les ondes générées.

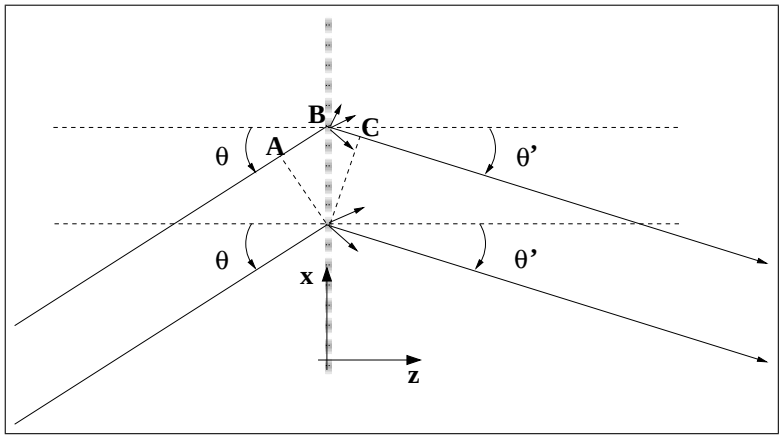


FIG. 1.2.1 – Déphasage de l'onde diffractée sur un réseau mince

Si on considère une onde plane incidente sur le réseau à un angle θ et de longueur d'onde λ, on peut calculer l'amplitude d'une onde émergeant dans une direction donnée θ' (voir figure 1.2.1). On choisit l'origine des phases telle que l'amplitude complexe de la lumière incidente sur le plan du réseau soit égale à une valeur réelle constante A_0 multipliée par un déphasage dépendant de x, correspondant au trajet $\overline{AB} = x \sin\theta$ représenté sur la figure 1.2.1. L'amplitude complexe incidente est donc égale à :

$$A_0 \exp\left(i\frac{2\pi x \sin\theta}{\lambda}\right) \tag{1.38}$$

L'amplitude transmise par le réseau vaut alors :

$$A_0 \exp\left(i\frac{2\pi x \sin\theta}{\lambda}\right).T(x) \tag{1.39}$$

où $T(x)$ est la transmission complexe du réseau plan.

On peut alors calculer l'amplitude de la lumière diffractée dans une direction θ' : comme chaque point du réseau se comporte comme une source secondaire, l'amplitude diffractée est proportionnelle à la somme des amplitudes

diffractées par chacun des points, déphasées par le trajet $\overline{BC} = -x \sin\theta'$. On a alors, pour la direction θ' :

$$D(\theta') \propto \int_{-H/2}^{H/2} A \exp\left(-2i\pi \frac{\sin\theta' - \sin\theta}{\lambda} x\right).T(x)\ dx \tag{1.40}$$

avec H la largeur du réseau selon x.
Si on pose $u = \frac{\sin\theta' - \sin\theta}{\lambda}$, on peut remarquer que, lorsque le réseau est infini ($H \to \infty$), l'amplitude d'une onde plane diffractée en fonction de la variable u est proportionnelle à la transformée de Fourier de la transmission du réseau ($D(u) \propto TF[T(x)]$).

Dans le cas d'un réseau de fentes de pas Λ, et où d est la largeur de la fente, on obtient une intensité diffractée telle que :

$$I_D \propto {\mathrm{sinc}}^2(\pi u d) \left(\frac{\sin(H\pi u)}{\sin(\Lambda\pi u)}\right)^2 \tag{1.41}$$

Cette expression présente des maxima quand $\sin(\Lambda\pi u) = 0$. On trouve l'expression suivante :

$$\sin\theta' - \sin\theta = p\frac{\lambda}{\Lambda} \qquad p \in \mathbb{Z} \tag{1.42}$$

où p représente l'ordre de diffraction. Le nombre limité de directions θ' qui vérifient cette équation est fixé par la valeur du pas du réseau et de l'angle d'incidence. On parle de diffraction dans le mode Raman-Nath.

Cette expression peut être déduite du théorème de Floquet, selon lequel il y a conservation des vecteurs d'onde dans la direction où le réseau est infini (ici, $\hat{\mathbf{x}}$). Cette expression est donc vérifiée dans le cas d'un réseau infini éclairé par une onde plane.

Ce modèle est valable tant que le réseau est suffisamment mince pour être considéré comme plan (voir la fin de cette section). Pour des réseaux épais, il faut prendre en compte les interférences entre les rayons diffractés à différentes profondeurs.

Réseau épais

Les réseaux épais ont de nombreuses applications en traitement du signal, comme on a pu le voir dans la section 1.1.4. C'est pourquoi la diffraction de tels réseaux est largement étudiée [Din98, Col71].

La différence de chemin optique entre deux rayons diffractés à des épaisseurs différentes peut s'écrire (voir figure 1.2.2) :

$$\delta = \overline{AB} - \overline{CD} = (\cos\theta - \cos\theta').\Delta z \tag{1.43}$$

où Δz est la différence de profondeurs auxquelles on considère la diffraction.

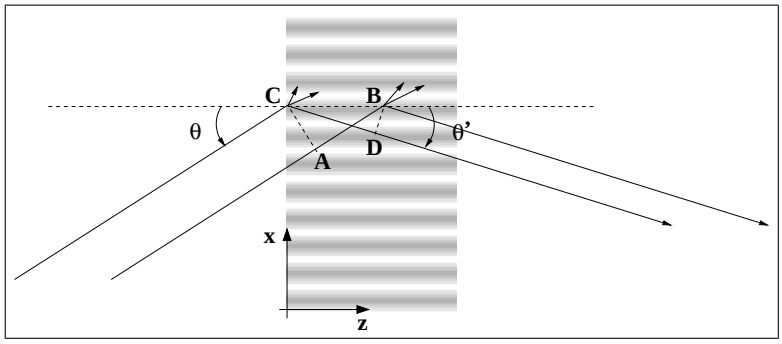


FIG. 1.2.2 – Diffraction de deux rayons sur la même strate du réseau à des profondeurs différentes

Le déphasage entre ces deux rayons s'écrit alors :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda_0}\Delta z(\cos\theta - \cos\theta') \tag{1.44}$$

Comme pour le réseau plan, on peut considérer l'onde diffractée par le réseau dans la direction θ', lorsque l'onde incidente arrive à l'incidence θ. L'amplitude de cette onde diffractée est proportionnelle à la somme des amplitudes des rayons diffractés dans la direction θ' sur toute l'épaisseur L du réseau. On peut écrire :

$$D \propto \int_0^L a e^{i\Delta\phi} dz \tag{1.45}$$

où a désigne l'amplitude diffractée par unité de longueur de strate. Cette amplitude est supposée constante en approximation de non-déplétion (faible efficacité de diffraction). Cette constante s'obtient grâce à l'équation 1.40. La condition énoncée par l'équation 1.42 est donc incluse dans la valeur de a. On obtient alors la forme de l'intensité diffractée :

$$I_D \propto \mathrm{sinc}^2\left[\frac{\pi n L}{\lambda_0}(\cos\theta - \cos\theta')\right] \tag{1.46}$$

Cette fonction présente deux maxima pour $\theta' = \pm\theta$. L'onde qui se propage suivant l'angle θ est l'onde transmise et vérifie l'équation 1.42 pour $p =$

0. Celle qui se propage suivant l'angle $-\theta$ est l'onde diffractée, elle vérifie l'équation 1.42 pour $p = -1$. Donc le maximum d'efficacité de diffraction sur un réseau épais est obtenu pour :

$$\sin\theta = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda} \tag{1.47}$$

C'est la **condition de Bragg**. On remarque que cette équation impose une condition sur l'angle de l'onde incidente. Il n'y a qu'un seul angle d'incidence θ qui permet d'obtenir une onde diffractée intense, et cette onde diffractée se propage suivant l'angle $-\theta$.

Lorsque l'épaisseur du réseau est grande, l'équation 1.46 montre que la sélectivité angulaire devient importante, et seules les ondes incidente et diffractée dans l'ordre -1 coexistent dans le réseau. On peut alors simplifier les équations de propagation dans le réseau car le champ électromagnétique se répartit seulement en deux ondes couplées entre elles.

Critère de transition Bragg / Raman-Nath [Mal90]

On utilise comme critère qui définit si le régime de diffraction est celui d'un réseau mince (Raman-Nath) ou d'un réseau épais (Bragg), la différence d'intensité entre les ondes d'ordres supérieurs ($p \neq 0, -1$) et les ondes d'ordres 0 et -1. On considère qu'un réseau est épais lorsque l'intensité diffractée dans les ordres supérieurs est négligeable devant celle diffractée dans l'ordre -1.

La forme du rendement de diffraction en fonction de la direction de la lumière en sortie du réseau est proportionnelle à l'expression 1.46. Avec l'équation 1.42 qui définit la direction de chaque ordre de diffraction, on peut calculer, par exemple, le rapport entre l'intensité diffractée dans l'ordre 1 et l'ordre -1, dans le cas d'un réseau d'indice. L'angle de diffraction θ_{+1} de l'ordre 1 est défini (d'après l'équation 1.42) par :

$$\sin\theta_{+1} = \frac{3\lambda_0}{2n\Lambda}. \tag{1.48}$$

Le rapport des intensités diffractées dans les ordres -1 et 1 est donc :

$$\frac{I_{+1}}{I_{-1}} = \mathrm{sinc}^2\left[\frac{\pi n L}{\lambda_0}\left(\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2n\Lambda}\right)^2} - \sqrt{1-\left(\frac{3\lambda_0}{2n\Lambda}\right)^2}\right)\right] \tag{1.49}$$

Si on considère de faibles angles de diffraction, on peut écrire $\frac{\lambda_0}{n\Lambda} \ll 1$. On a alors :

$$\frac{I_{+1}}{I_{-1}} \simeq \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi\lambda_0 L}{n\Lambda^2}\right) \tag{1.50}$$

On note $Q = \frac{\pi\lambda_0 L}{n\Lambda^2}$. Ce paramètre servira de discriminant pour définir le régime de diffraction.

- Si $Q \leq 1$, le sinus cardinal prend des valeurs proches de 1, et on ne peut pas négliger l'intensité des ordres supérieurs. On considère que le réseau est mince et qu'on est en régime de Raman-Nath.
- Si $Q \geq 10$, les intensités de l'ordre 1 et des ordres supérieurs sont inférieures à 1% de celle de l'ordre -1. On peut donc les négliger. On considère que le réseau est épais et qu'on est en régime de Bragg.

À partir de ce critère, on peut définir une longueur critique qui détermine l'épaisseur minimale L_c d'un réseau d'indice pour qu'on puisse être en régime de Bragg, à longueur d'onde λ_0 et pas de réseau Λ donnés :

$$L_c = \frac{10n\Lambda^2}{\pi\lambda_0} \tag{1.51}$$

Par exemple, pour une longueur d'onde lumineuse $\lambda_0 = 1$ μm se propageant dans un milieu d'indice n=1,5 et pour un réseau de pas $\Lambda = 50$ μm correspondant à un angle d'incidence de 0,38 degrés, la largeur minimale vaut $L_c = 12$ mm. Ce résultat montre qu'un tel dispositif peut être relativement encombrant.

Nous venons de voir que les réseaux pouvaient être classés en fonction de leur épaisseur : réseaux épais, réseaux minces... Maintenant, nous allons nous intéresser à la modulation d'indice du réseau, dans le cas des réseaux épais, et les différencier suivant qu'ils sont des réseaux d'indice ou des réseaux de gain.

1.2.2 Réseaux d'indice et de gain

Dans cette section nous allons calculer la valeur de l'efficacité de diffraction par la méthode des ondes couplées introduite par Kogelnik [Kog69]. Celle-ci repose sur le fait énoncé plus haut, selon lequel seules les ondes incidente et diffractée dans l'ordre -1 peuvent coexister dans le milieu lorsque le réseau est suffisamment épais. Donc on ne prend en compte que ces deux ordres dans le calcul. De plus, on utilise une approximation supplémentaire : l'hypothèse de *l'enveloppe lentement variable*. Celle-ci permet de négliger les dérivées secondes des amplitudes par rapport à la direction de propagation z dans l'équation de propagation.

On considère que l'onde se propage dans un milieu isotrope d'indice complexe tel que :

$$n = n_0 + \Delta n \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \tag{1.52}$$

où Δn est l'amplitude de la modulation sinusoïdale d'indice et $\mathbf{K}$ est le vecteur d'onde du réseau. L'indice n_0 et la modulation Δn sont des grandeurs complexes. Dans la suite on notera, pour la grandeur a complexe, a' et a'' respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de a.

Ce réseau est éclairé par un faisceau incident d'amplitude $\mathcal{R}_\mathbf{I}(\mathbf{r})$ et de vecteur d'onde $\mathbf{k_I}$:

$$\mathcal{R}_\mathbf{I}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} R_I \exp(i\mathbf{k_I} \cdot \mathbf{r}) \tag{1.53}$$

avec

$$\mathbf{k_I} = k_0'(\sin\theta_e \hat{\mathbf{x}} + \cos\theta_e \hat{\mathbf{z}}) \tag{1.54}$$

Le champ à l'intérieur du réseau est divisé en deux ondes notées $\mathcal{R}(\mathbf{r})$ et $\mathcal{S}(\mathbf{r})$ qui correspondent respectivement à l'onde transmise (ordre 0 de diffraction) et l'onde diffractée (ordre -1). Comme nous l'avons dit précédemment, les autres ordres de diffraction sont négligeables si l'épaisseur est supérieure à l'expression de l'équation 1.51. On peut écrire :

$$\mathcal{R}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} R(z) \exp(i\mathbf{k_R} \cdot \mathbf{r}) \tag{1.55}$$
$$\mathcal{S}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} S_o(z) \exp(i\mathbf{k_S} \cdot \mathbf{r}) \tag{1.56}$$

avec

$$\mathbf{k_R} = k'(\sin\theta \hat{\mathbf{x}} + \cos\theta \hat{\mathbf{z}}) \tag{1.57}$$
$$\mathbf{k_S} = k'(\sin\theta' \hat{\mathbf{x}} + \cos\theta' \hat{\mathbf{z}}) \tag{1.58}$$

k' est la partie réelle de la constante de propagation k. On introduit la grandeur k'', partie imaginaire de k, pour décrire le gain (ou les pertes) dans le matériau. k est relié à l'indice complexe par la relation $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$ où λ_0 représente la longueur d'onde du faisceau incident. On retrouve alors le coefficient de gain décrit dans la section 1.1.1 : $g = -2k''$.

La condition d'accord de Bragg s'écrit :

$$\mathbf{k_S} = \mathbf{k_R} + \mathbf{K} \tag{1.59}$$

Pour les cas où le faisceau incident n'est pas à Bragg, on introduit un vecteur, noté $\mathbf{\Delta k}$, qui représente le désaccord à la résonance. Lorsque la norme de ce vecteur est faible, on est proche de l'accord de Bragg. Les différents vecteurs utilisés sont représentés sur la figure 1.2.3. La symétrie du système

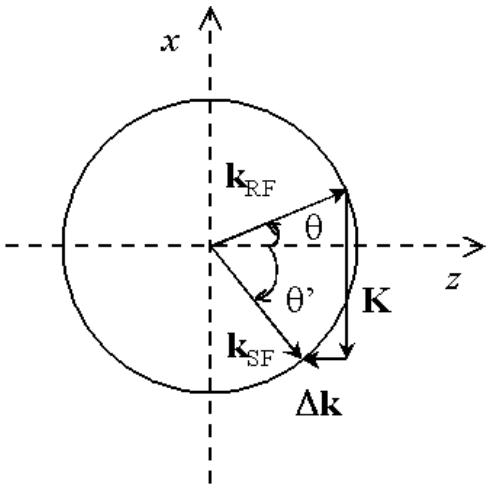


FIG. 1.2.3 – Vecteurs d'ondes de lecture et diffracté, vecteur d'onde du réseau et écart vectoriel à la résonance de Bragg

implique que le vecteur $\mathbf{\Delta k}$ est dirigé suivant z. Le désaccord à l'accord de Bragg s'écrit :

$$\mathbf{k_S} - \mathbf{\Delta k} = \mathbf{k_R} + \mathbf{K} \tag{1.60}$$

ce qui donne une relation entre les angles θ et θ' des faisceaux de lecture et diffracté :

$$\Delta k = k'(\cos\theta' - \cos\theta) \tag{1.61}$$

$$K = k'(\sin\theta' - \sin\theta) \tag{1.62}$$

On suppose, à cause de la symétrie du système, que les amplitudes complexes de ces ondes sont invariantes selon $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$. Cette hypothèse se justifie a posteriori par le théorème d'unicité, selon lequel si une expression du champ vérifie l'équation de Maxwell (ce qui sera le cas ici), elle est la seule solution possible. On cherche les solutions proches de la résonance de Bragg (ie Δk faible).

On a vu que le champ total peut s'écrire :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}(\mathbf{r}) + \mathcal{S}(\mathbf{r}) \tag{1.63}$$

Il vérifie l'équation de propagation :

$$\Delta\mathcal{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathcal{E}(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2}P_{NL} \tag{1.64}$$

où P_{NL} représente la polarisation non linéaire :

$$P_{NL}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} n_0 \Delta n \cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})\,\mathcal{E}(\mathbf{r}) \tag{1.65}$$

La partie imaginaire de l'indice étant très faible devant la partie réelle, on peut la négliger. Ainsi l'équation 1.64 devient :

$$\Delta\mathcal{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathcal{E}(\mathbf{r}) = \left[\frac{-8\pi^2}{\lambda_0^2} n_0' \Delta n \cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})\right]\mathcal{E}(\mathbf{r}) \tag{1.66}$$

En développant l'expression du champ total, on obtient :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2\left(R(z)e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + S_o(z)e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}}\right)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\left(R(z)e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + S_o(z)e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}}\right)}{\partial y^2} \\ &+\frac{\partial^2\left(R(z)e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + S_o(z)e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}}\right)}{\partial z^2} + k^2\left(R(z)e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + S_o(z)e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}}\right) \\ &= \frac{-4\pi^2}{\lambda_0^2} n_0' \Delta n \left(e^{iKx} + e^{-iKx}\right)\left(R(z)e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + S_o(z)e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}}\right) \end{aligned} \tag{1.67}$$

En utilisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, c'est-à-dire $\frac{\partial^2 R(z)}{\partial z^2} \ll k\frac{\partial R(z)}{\partial z}$, on néglige les dérivées secondes. En considérant aussi que k'' est négligeable devant k', on élimine les termes en k''^2 et on obtient :

$$\begin{aligned} &2i\frac{\partial R}{\partial z}k'\cos\theta e^{i\mathbf{k_R}\cdot\mathbf{r}} + 2ik'k''R + 2i\frac{\partial S_o}{\partial z}k'\cos\theta' e^{i\mathbf{k_S}\cdot\mathbf{r}} + 2ik'k''S_o = \\ &\frac{-4\pi^2}{\lambda_0^2} n_0' \Delta n\Big(Re^{i(\mathbf{k_R}+\mathbf{K})\cdot\mathbf{r}} + S_o e^{i(\mathbf{k_S}+\mathbf{K})\cdot\mathbf{r}} + Re^{i(\mathbf{k_R}-\mathbf{K})\cdot\mathbf{r}} + S_o e^{i(\mathbf{k_S}-\mathbf{K})\cdot\mathbf{r}}\Big) \end{aligned} \tag{1.68}$$

À partir de cette équation, on peut rassembler les termes de fréquences spatiales proches, en considérant les parties réelles des vecteurs d'onde et les relations :

$$\mathbf{k_R} + \mathbf{K} = \mathbf{k_S} - \mathbf{\Delta k} \tag{1.69}$$

$$\mathbf{k_S} - \mathbf{K} = \mathbf{k_R} + \mathbf{\Delta k} \tag{1.70}$$

Les fréquences spatiales différant de $\Delta k = k'(\cos\theta' - \cos\theta)$ sont considérées comme proches. On obtient alors le système suivant :

$$\frac{\partial R}{\partial z} + \frac{k''}{\cos\theta}R = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta} S_o e^{i\Delta kz} \tag{1.71}$$

$$\frac{\partial S_o}{\partial z} + \frac{k''}{\cos\theta'}S_o = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta'} R e^{-i\Delta kz} \tag{1.72}$$

On pose $S_o = Se^{-i\Delta kz}$ et on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\frac{\partial R}{\partial z} + \frac{k''}{\cos\theta} R = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta} S \tag{1.73}$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} + \left(\frac{k''}{\cos\theta'} - i\Delta k\right) S = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta'} R \tag{1.74}$$

De ce système, on dérive l'équation différentielle vérifiée par R :

$$\frac{\partial^2 R}{\partial z^2} + \left[k''\left(\frac{1}{\cos\theta'} + \frac{1}{\cos\theta}\right) - i\Delta k\right]\frac{\partial R}{\partial z} + \left[\frac{k''^2}{\cos\theta\cos\theta'} - \frac{ik''\Delta k}{\cos\theta} + \left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda_0\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2\right] R = 0 \tag{1.75}$$

Le discriminant de l'équation caractéristique est :

$$\Delta = \left[k''\left(\frac{1}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\theta'}\right) + i\Delta k\right]^2 - 4\left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda_0\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2 \tag{1.76}$$

Pour plus de simplicité on utilisera par la suite la fonction :

$$\Delta' = -\frac{\Delta}{4} = \left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda_0\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2 - \left[\frac{k''}{2}\left(\frac{1}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\theta'}\right) + \frac{i\Delta k}{2}\right]^2 \tag{1.77}$$

La solution de l'équation différentielle est donc de la forme :

$$R = A^+ e^{r^+ z} + A^- e^{r^- z} \tag{1.78}$$

où

$$r^\pm = -\left[\frac{k''}{2}\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right) - \frac{i\Delta k}{2}\right] \pm i\Delta'^{1/2} \tag{1.79}$$

À partir de l'expression de R et de l'équation 1.73, on peut déduire la forme de la fonction S :

$$S = -\frac{i\lambda_0\cos\theta}{\pi\Delta n}\left[\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right)A^+ e^{r^+ z} + \left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right)A^- e^{r^- z}\right] \tag{1.80}$$

On regarde les conditions aux limites :

$$\mathcal{R}(x,y,0) = \mathcal{R}_\mathbf{I}(x,y,0) \tag{1.81}$$

$$\mathcal{S}(x,y,0) = 0 \tag{1.82}$$

On obtient les conditions suivantes sur A^+ et A^- :

$$A^+ + A^- = R_I \tag{1.83}$$

$$\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A^+ + \left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A^- = 0 \tag{1.84}$$

On en déduit les expressions de A^+ et A^- :

$$A^+ = i\, R_I \frac{r^- + \frac{k''}{\cos\theta}}{2\Delta'^{1/2}} \tag{1.85}$$

$$A^- = -i\, R_I \frac{r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}}{2\Delta'^{1/2}} \tag{1.86}$$

Le rendement de diffraction d'un réseau d'épaisseur L est alors :

$$\rho_D = \left|\frac{\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta' \Delta^{1/2}}\right|^2 \exp\left(-k''L\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right)\right) \left(\sin^2\left(L\mathtt{Re}(\Delta'^{1/2})\right) + \sinh^2\left(L\mathtt{Im}(\Delta'^{1/2})\right)\right) \tag{1.87}$$

où $\mathtt{Re}(\Delta'^{1/2})$ et $\mathtt{Im}(\Delta'^{1/2})$ sont respectivement les parties réelle et imaginaire de $\Delta'^{1/2}$.

Dans le cas particulier où le faisceau de lecture est à l'incidence de Bragg θ_B, on trouve les expressions des champs à l'intérieur du réseau :

$$R(z) = \frac{R_I}{2}\exp(-k''z)\left[\exp\left(\frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta_B}z\right) + \exp\left(-\frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta_B}z\right)\right] \tag{1.88}$$

$$S_o(z) = \frac{R_I}{2}\exp(-k''z)\left[\exp\left(\frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta_B}z\right) - \exp\left(-\frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0\cos\theta_B}z\right)\right] \tag{1.89}$$

A l'incidence de Bragg, on retrouve les mêmes équations que celles énoncées dans [Kog69]. La différence majeure entre le calcul de Kogelnik et le nôtre est l'introduction du Δk. Dans son article, Kogelnik considère qu'un désaccord sur l'angle s'accompagne d'un désaccord en longueur d'onde. Le fait d'avoir introduit le désaccord à la condition de Bragg, en tenant compte de la norme des vecteurs d'onde et de la symétrie de translation du milieu, élimine la variation de la longueur d'onde associée à la variation angulaire.

Ce calcul permet donc d'étudier des variations angulaires ou des variations de longueur d'onde séparément. Il sera utilisé pour le réseau épais de gain ou d'indice dans un milieu amplificateur.

1.2.3 Réseaux épais intracavité

Les différents processus d'inscription de réseaux épais ne permettent souvent d'obtenir que de faibles amplitudes de modulation d'indice. Pour avoir de fortes efficacités de diffraction, il faut alors augmenter l'épaisseur du réseau, ce qui n'est pas toujours réalisable et conduit à des dispositifs encombrants. Une autre solution est d'insérer le réseau épais dans une cavité de Fabry-Pérot. Une configuration de réseau intracavité a été développée dans les thèses de Ludivine Menez [Men01] et de David Bitauld [Bit05a]. Le réseau est disposé tel que ses strates soient perpendiculaires aux miroirs de la cavité. Lorsque l'onde incidente vérifie la condition d'accord de Bragg, l'onde diffractée est symétrique de l'onde incidente. Si l'onde incidente est de plus en résonance avec le Fabry-Pérot, l'onde diffractée l'est simultanément.

Les calculs en ondes planes devant être détaillés plus loin (voir le chapitre 2) dans le cas général avec une modulation d'indice et un vecteur d'onde complexes, nous ne rappelons ici que les principaux résultats obtenus précédemment à ce travail dans un milieu sans perte ni gain avec un réseau de modulation d'indice réelle. Les propriétés dépendent d'abord de la cavité : si celle-ci est symétrique, une partie des ondes lumineuses sortent vers l'avant de la cavité, une autre partie par l'arrière. Par contre, si la cavité est asymétrique avec un facteur de réflexion proche de 1 pour le miroir arrière, on peut obtenir des efficacités de diffraction en réflexion proches de 1 en optimisant l'épaisseur de la cavité et la modulation d'indice. Dans la suite, on s'intéresse à de telles configurations asymétriques.

Un des buts de l'insertion d'un réseau dans une cavité, est, comme on l'a vu, d'augmenter son efficacité de diffraction. La figure 1.2.4 montre l'efficacité de diffraction du réseau intracavité en fonction de l'amplitude de modulation d'indice, pour trois valeurs du coefficient de réflexion R_1. On remarque que plus le coefficient de réflexion du miroir avant est important, plus l'efficacité augmente rapidement en fonction de la modulation d'indice. Des efficacités de diffraction proches de 1 peuvent alors être obtenues avec des modulations d'indice très faibles.

Un deuxième objectif est d'augmenter la sélectivité angulaire du réseau de Bragg seul en l'insérant dans une cavité. Ceci est illustré sur la figure 1.2.5 : on a représenté trois courbes qui représentent respectivement :

- le taux de lumière transmise ρ_T au travers de la cavité sans réseau. Cette courbe est normalisée car, le coefficient de réflexion du miroir arrière étant proche de 1, ce taux est très faible. Cette courbe permet

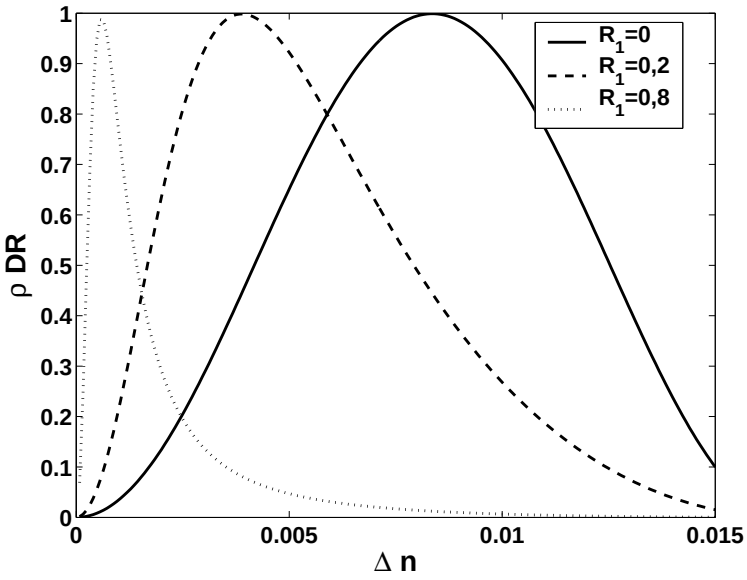


FIG. 1.2.4 – Taux de lumière diffractée réfléchie en fonction de l'amplitude de modulation d'indice. La longueur d'onde est de 1 μm, le pas du réseau est de $3,8$ μm et l'épaisseur de 30 μm.

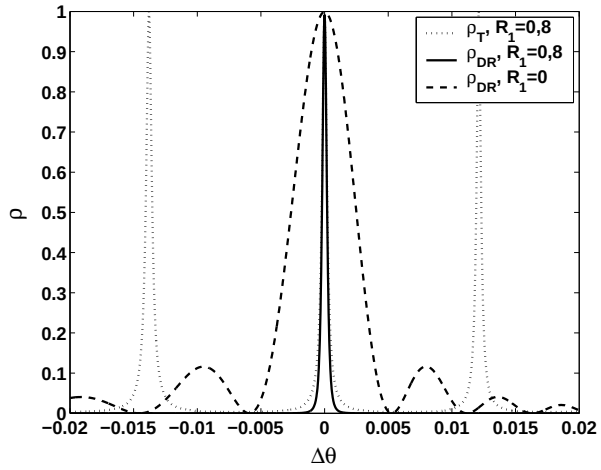


FIG. 1.2.5 – Taux de lumière transmise normalisé ρ_T avec $R_1 = 0,8$ et taux de lumière diffractée réfléchie ρ_{DR} normalisés avec un miroir avant de coefficient de réflexion $R_1 = 0$ et $R_1 = 0,8$ en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg en radians. La longueur d'onde est de 1 μm, le pas du réseau est de $3,8$ μm et l'épaisseur de 300 μm.

de visualiser les résonances qu'aurait une cavité Fabry-Pérot de 300 μm d'épaisseur et de finesse égale à 28 ($R_1 = 0,8$ et $R_2 = 0,999$) ;
- l'efficacité ρ_{DR} d'un réseau de même épaisseur que la cavité précédente avec seulement le miroir arrière ;
- l'efficacité de diffraction réfléchie ρ_{DR} d'un réseau intracavité de finesse égale à 28.

Ces courbes permettent de faire plusieurs remarques. La première est que le réseau de Bragg intracavité est beaucoup plus sélectif que le réseau de Bragg seul. Il est aussi légèrement plus sélectif que le Fabry-Pérot. La deuxième remarque est que les lobes secondaires du réseau intracavité sont très faibles par rapport au mode principal [Zaq04]. Ceci est vrai quels que soient les paramètres choisis, car les résonances de la cavité correspondent à des nœuds de l'efficacité du réseau de Bragg. On a ainsi un rapport signal-sur-bruit très important, ce qui est une caractéristique très intéressante en traitement du signal ou en stockage holographique par exemple.

On considère parfois que l'insertion dans une cavité résonnante équivaut à un allongement de l'épaisseur effective du réseau. Il a été montré qu'en effet, le critère de Bragg qui permet de calculer l'épaisseur à partir de laquelle les ordres supérieurs deviennent négligeables par rapport à l'ordre -1 (voir la section 1.2.1), est modifié par la cavité [Men02]. L'épaisseur seuil est d'autant plus faible que les coefficients de réflexion des miroirs sont élevés. Cette épaisseur s'écrit (si on regarde un réseau en réflexion) :

$$L_{seuil} = \frac{L_c}{2} \frac{(1 - r_1 r_2)^2}{(1 - r_1^2) r_2} \tag{1.90}$$

avec $L_c = \frac{10 n \Lambda^2}{\pi \lambda_0}$.

Une simulation en faisceaux gaussiens a été développée [Bit05a, Bit05b] et a permis de montrer les performances d'un réseau intracavité dans un cas plus réaliste. Tant que l'épaisseur du réseau est inférieure à la quantité $w_0/\mathcal{F}\theta_B$ (où w_0 représente le diamètre du faisceau gaussien, $\mathcal{F}$ la finesse de la cavité et θ_B l'angle de Bragg du réseau), l'efficacité de diffraction et la sélectivité angulaire sont peu affectées par le fait que le faisceau ait une dimension finie : les résultats sont similaires à ceux obtenus en ondes planes. Cette condition sur l'épaisseur du réseau et le diamètre du faisceau gaussien traduit le recouvrement des différents allers-retours du faisceau incident à l'intérieur de la cavité. On peut voir sur la figure 1.2.6 la variation de l'efficacité de diffraction et de la largeur angulaire du pic de Bragg (FWHM) en fonction du diamètre du faisceau. Lorsque le diamètre du faisceau est plus grand que

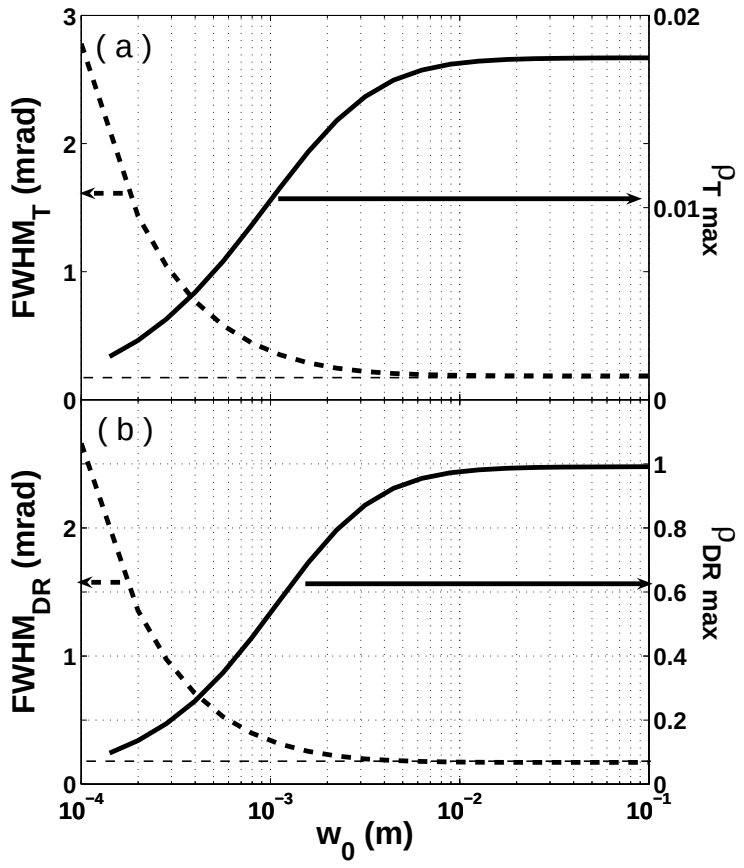


FIG. 1.2.6 – (a) Transmission maximale (ρ_T) et largeur angulaire à mi-hauteur ($FWHM_T$) de la cavité Fabry-Pérot sans réseau, (b) efficacité de diffraction maximale (ρ_{DR}) et largeur angulaire à mi-hauteur ($FWHM_{DR}$) du réseau intracavité, en fonction du diamètre du faisceau. La cavité est accordée à l'angle de Bragg.

le seuil mentionné, les résultats tendent vers ceux de l'onde plane mais les efficacités de diffraction en réflexion décroissent fortement lorsque le diamètre du faisceau descend en dessous de ce seuil. De plus, en dessous de ce seuil, la sélectivité angulaire chute fortement.

Comme on a pu le voir, les propriétés diffractives du réseau sont largement améliorées dans le cas intracavité par rapport au réseau seul. L'efficacité de diffraction peut théoriquement atteindre l'unité, et la sélectivité est de l'ordre de celle d'une cavité Fabry-Pérot. Ce type de configuration de réseau intracavité est donc très intéressant pour les applications discutées dans la partie 1.1.

Nous allons maintenant considérer les milieux dans lesquels nous avons réalisé des réseaux au cours de cette thèse : les milieux à gain.

1.3 Milieux amplificateurs

Les mécanismes à la base de l'amplification lumineuse reposent sur des échanges d'énergie entre la matière et un rayonnement électromagnétique. Dans un premier temps, nous expliquons les différents processus qui peuvent intervenir dans les milieux amplificateurs comme ceux utilisés dans les lasers, puis nous détaillerons ce qui se passe dans deux types de milieux : ceux dopés au néodyme et les semi-conducteurs.

1.3.1 Généralités sur l'amplification stimulée

Il existe différents types de lasers : les lasers à gaz, à état solide (dont les lasers à semi-conducteurs), les lasers à colorant organique, etc. Tous reposent sur un concept identique : il faut un milieu dans lequel on apporte de l'énergie (**pompage**) sous forme électrique ou lumineuse, énergie qui est restituée sous forme de lumière cohérente. Les mécanismes de base sont l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulée (ou induite). Si on considère l'interaction entre un atome à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 et un rayonnement électromagnétique, dans chacun des mécanismes énoncés ci-dessus, l'atome subit une modification de son énergie d'une quantité $E_2 - E_1$ alors que le champ perd ou gagne un photon de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

Dans le paragraphe qui suit, nous allons rappeler sur un cas simple (le système à deux niveaux [Dan98]) les principales caractéristiques de l'amplification stimulée. Le diagramme d'énergie qui modélise ce système est donné

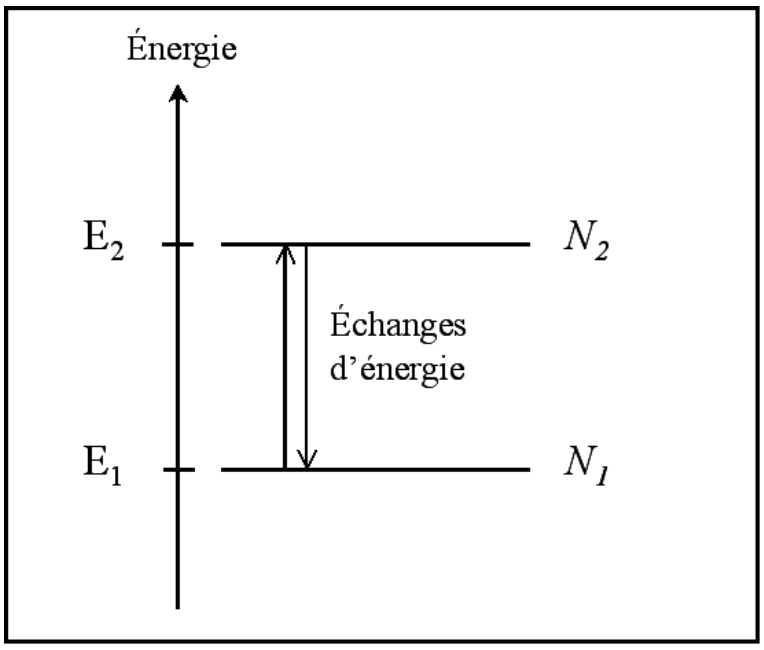


FIG. 1.3.1 – Diagramme d'énergie d'un système à deux niveaux

sur la figure 1.3.1 : les deux états E_2 et E_1 sont les deux niveaux de la transition laser, l'état E_2 représente le niveau haut et l'état E_1 le niveau bas ($E_2 \geq E_1$). Les populations N_1 et N_2 de ces deux niveaux sont couplées au champ électromagnétique de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Par souci de clarté, on pose $D = N_2 - N_1$ la grandeur qui représente la différence de population entre les deux niveaux. Lorsque $D \geq 0$, il y a **inversion de population**, et on peut avoir de l'amplification dans le milieu. Les équations qui régissent la variation du flux de photons I et de la valeur D en fonction du temps sont données par :

$$\frac{dI}{dt} = -\kappa I + c\sigma I D \tag{1.91}$$

$$\frac{dD}{dt} = -\gamma(D - \hat{D}) - 2\sigma I D \tag{1.92}$$

en considérant l'absorption, l'émission stimulée, le pompage et les relaxations, comme étant les principaux phénomènes (on néglige l'émission spontanée). Les grandeurs utilisées sont :

- σ : section efficace d'absorption et d'émission induite ;
- κ : taux de relaxation des photons, il représente les pertes dues au milieu (absorption...) ;
- γ : taux de relaxation des porteurs ;

- $\hat{D}$: la valeur stationnaire de la différence de population. C'est la valeur obtenue en l'absence de champ laser en régime stationnaire ;
- c : la vitesse de la lumière dans le vide.

Le terme $-\kappa I$ représente les pertes dans le milieu, tandis que le terme $c\sigma ID$ représente le gain non-linéaire. En régime stationnaire ($\frac{dI}{dt} = 0$ et $\frac{dD}{dt} = 0$), l'inversion de population et le flux de photons sont donnés par :

$$D = \frac{\kappa}{\sigma c} \tag{1.93}$$

$$I = \frac{\gamma}{2\sigma}\left(\frac{\hat{D}}{D} - 1\right) \tag{1.94}$$

Bien sûr, ces équations ne sont valables que pour $\hat{D} \geq D$, qui est la condition à réaliser pour avoir une inversion de population.

On définit l'amplification A d'un milieu par le rapport entre l'intensité sortante du milieu et l'intensité entrante. Le coefficient de gain est défini, quant à lui, par la formule suivante :

$$A = \exp(gL) \tag{1.95}$$

où L est la longueur du milieu amplificateur traversé. Dans le cas d'un milieu amplificateur, le coefficient de gain est donné par :

$$g = \sigma D \tag{1.96}$$

Il est donc proportionnel à l'inversion de population.

Le laser à 2 niveaux est impossible physiquement dans le cas d'un pompage optique car on ne peut pas produire d'inversion de population. En terme de nombre de niveaux, le cas le plus simple est celui du laser à 3 niveaux : le pompage fait passer les atomes du niveau le plus bas au niveau le plus haut, puis ceux-ci passent spontanément à un niveau intermédiaire, avant de redescendre au niveau le plus bas par émission stimulée (voir figure 1.3.2). Fonctionnent sur ce principe les lasers à rubis ou les lasers à fibre dopée Erbium, par exemple. Ce type de milieu amplificateur présente l'inconvénient de devoir pomper la transition de courte longueur d'onde assez fort pour pouvoir obtenir une inversion de population. Dans le cas idéal d'un niveau haut de durée de vie infiniment courte et d'un niveau intermédiaire de durée de vie infinie, l'inversion de population ne survient que pour un pompage de la moitié des atomes participant à la transition. Ceci se fait, bien sûr, au détriment du rendement, raison pour laquelle on s'est tourné vers des systèmes à 4 niveaux pour lesquels l'inversion de population est immédiatement possible.

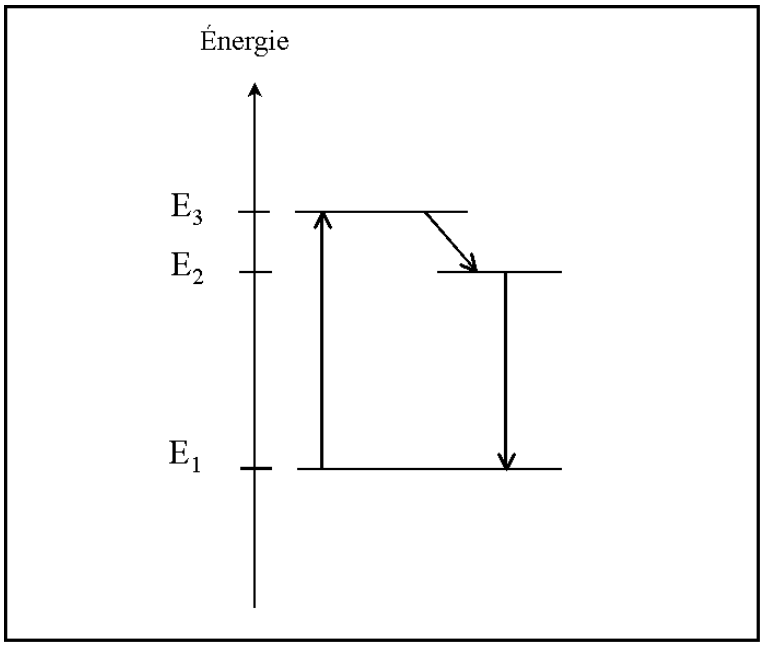


FIG. 1.3.2 – Diagramme d'énergie d'un système à trois niveaux

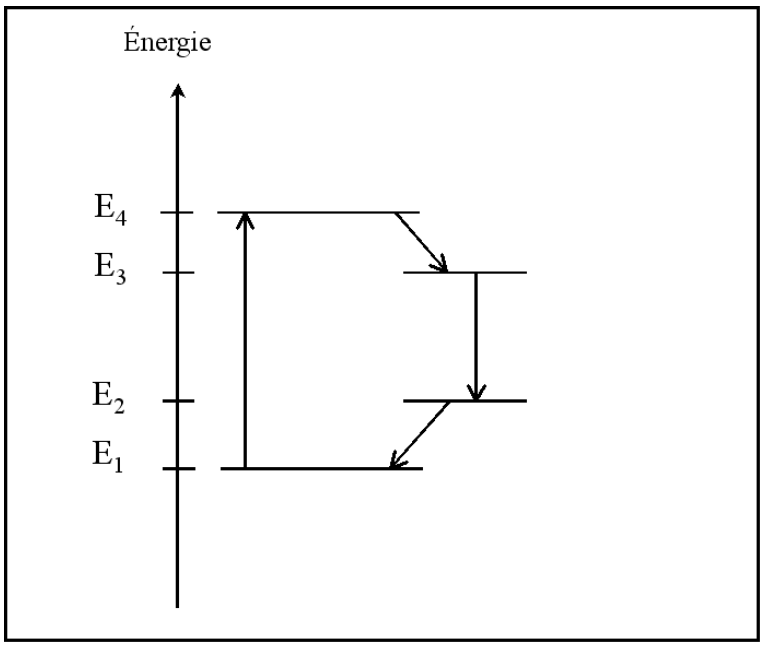


FIG. 1.3.3 – Diagramme d'énergie d'un système à quatre niveaux

Les transitions d'un système à 4 niveaux sont représentées sur la figure 1.3.3 :

- Passage de E_1 à E_4 : par pompage optique ;
- Passage de E_4 à E_3 : désexcitation (très courte) ;
- Passage de E_3 à E_2 : la transition laser ;
- Passage de E_2 à E_1 : désexcitation.

On remarque que le niveau bas de la transition laser (E_2) n'est pas le fondamental et est donc peu peuplé (les électrons arrivant sur ce niveau se désexcitent très vite vers le niveau E_1). Ainsi, l'inversion de population entre les niveaux E_3 et E_2 est facilement réalisable, et le rendement du laser est bien meilleur que pour un modèle à 3 niveaux.

Dans la suite nous revenons sur deux cas particuliers de systèmes à 4 niveaux : les milieux dopés au néodyme et les semi-conducteurs.

1.3.2 Milieux dopés au néodyme

Dans le cas des lasers solides, des milieux solides tels que des cristaux ou des verres, sont utilisés comme support des émetteurs des photons. Le cristal ou le verre doit alors être dopé par un ion qui est l'élément actif du milieu laser. Les lasers de type Nd:YAG ou Nd:YVO_4 sont des milieux dopés avec l'ion Nd^{3+} (ion de terre-rare), ils se décrivent très bien par un modèle à 4 niveaux comme celui représenté sur la figure 1.3.3.

Verre, YAG ou YVO_4

La longueur d'onde de pompe est de l'ordre de 808 nm (elle dépend du milieu dopé). La longueur d'onde d'émission est principalement déterminée par l'élément actif (l'ion néodyme) même si elle est légèrement différente d'un milieu à l'autre. Les milieux à gain les plus communs dopés au néodyme sont :

- YAG : cristal de grenat d'aluminium et d'yttrium. Il émet à 1064 nm, mais il peut aussi émettre à 946 et 1320 nm. C'est un milieu isotrope, et très utilisé pour les lasers de haute puissance.
- YVO_4 : vanadate d'yttrium. Il peut émettre à 1064, 914 et 1342 nm. La section efficace d'émission est très grande, la largeur de la bande de gain est importante par rapport celle du YAG. C'est un milieu biréfringent.
- verre : principalement silice (émission à 1062 nm) et phosphate (émission à 1054 nm). Il existe des lasers à fibre (silice) dopée au néodyme.

Le pompage se fait principalement optiquement à l'aide de diodes laser ou de lampes flash.

Cristal	Dopage (atm%)	σ ($10^{-19}\,cm^2$)	Absorption (cm^{-1})	Temps de fluorescence (μs)	Ref
Nd:YAG	0,85	6	7,1	230	[cas]
Nd:YVO_4	1,1	25	31,2	90	[cas]
Nd:Glass	NA	0,4	NA	350	[kig]

TAB. 1.1 – Propriétés majeures de milieux dopés au néodyme

Dans les milieux grenat et vanadate d'yttrium, les ions de néodyme remplacent des ions d'yttrium, qui ont à peu près la même taille.

On peut trouver sur le tableau 1.3.2 les principales caractéristiques de ces différents matériaux. La valeur de la section efficace σ est très petite dans le cas des verres dopés au néodyme, ce qui implique que la puissance de pompe minimale est beaucoup plus grande pour ce type de lasers que pour les lasers à base de cristaux. De plus, lorsqu'on cherche à augmenter le dopage en néodyme dans les verres, les temps de fluorescence observés sont beaucoup plus courts et le rendement moins bon. Pour remédier à ce problème, d'autres techniques sont développées : récemment, des lasers basés sur des techniques sol-gel [Lan02, Wil03] sont étudiés. Des amplificateurs à fibre dopée néodyme sont aussi un vaste champ d'étude [Nil04, Xu03, Str00, Gla97].

1.3.3 Semi-conducteurs

Nous allons maintenant nous intéresser à un autre type de matériau : les semi-conducteurs. Avant de parler des lasers à semi-conducteurs, nous donnons quelques définitions sur les semi-conducteurs et leurs caractéristiques.

Un matériau semi-conducteur présente une conduction électrique très fortement dépendante de la température : il est isolant à basse température et devient conducteur à température ambiante. Il en existe de plusieurs types : les cristaux monoatomiques de la colonne IV du tableau de Mendeleiev (Si, Ge...), les composés binaires de type III-V (GaAs, AlAs...), les composés binaires de type II-VI (ZnTe, CdTe...), ainsi que leurs composés (AlGaAs, CdZnTe...).

Dans un atome isolé, les électrons ne peuvent se trouver que sur des niveaux d'énergie discrets. Dans le cas d'un cristal, ces niveaux forment des **bandes d'énergie** (voir figure 1.3.4). A 0 K, la dernière bande pleine se nomme la bande de valence et la bande juste au-dessus est la bande de conduction. Dans ces bandes, les états énergétiques possibles sont quantifiés, et le vecteur d'onde associé à chacun de ces états énergétiques est un vecteur du réseau réciproque du cristal.

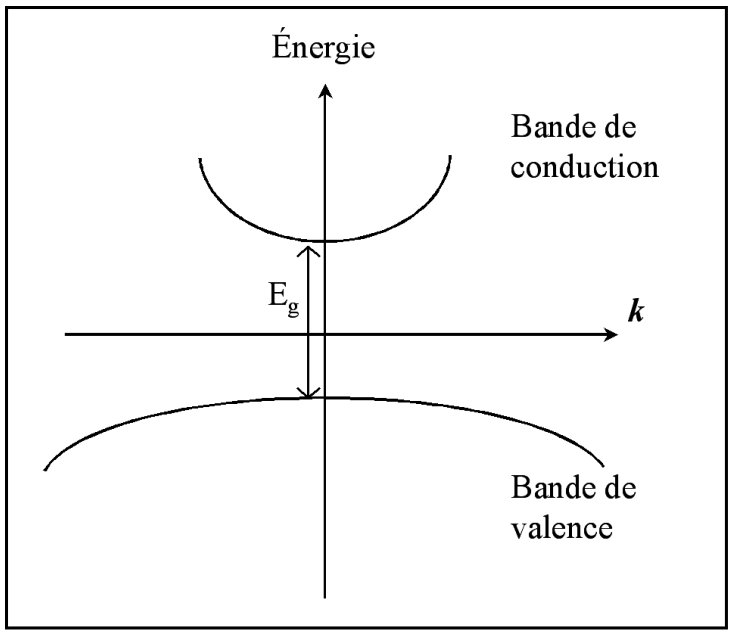


FIG. 1.3.4 – Diagramme d'énergie d'un semi-conducteur à bande interdite directe

Entre ces deux bandes d'énergie, il y a une bande interdite (ou "*gap*"), dont l'énergie (énergie de gap, notée E_g dans la suite) est celle nécessaire à un électron de la bande de valence pour passer dans la bande de conduction. Il existe deux types de semi-conducteurs : les semi-conducteurs à bande interdite directe et à bande interdite indirecte. Si la bande interdite est directe, le minimum d'énergie de la bande de conduction correspond au maximum d'énergie de la bande de valence. Si elle est indirecte, ce n'est pas le cas, et les matériaux à bande interdite indirecte ont une probabilité faible d'émettre de la lumière. C'est pourquoi, nous ne nous intéresserons dans la suite qu'aux semi-conducteurs à bande interdite directe. Lorsque la température est non nulle, l'excitation de quelques électrons se produit et ceux-ci transitent de la bande de valence vers la bande de conduction. Il y a alors des "trous" dans la bande de valence (absence d'électrons). Nous nous intéressons maintenant aux trous dans la bande de valence et aux électrons dans la bande de conduction.

L'énergie d'un électron dans le cristal, pour des vecteurs d'onde k proches du centre de la zone de Brillouin, est :

- dans la bande de conduction : $E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*}$
- dans la bande de valence : $E(k) = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v^*}$

où m_c^* et m_v^* représentent respectivement les masses effectives de l'électron dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Ces deux masses

effectives sont différentes, et en général $m_v^* \geq m_c^*$. E_c et E_v sont les énergies potentielles de l'électron respectivement dans le bas de la bande de conduction et dans le haut de la bande de valence.

Équilibre thermodynamique

Lorsque le milieu n'est soumis à aucune excitation externe (pas d'injection de porteurs, pas de flux lumineux incident...), on parle d'équilibre thermodynamique. La répartition des électrons dans les bandes d'énergie suit alors une distribution de Fermi-dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{E - E_F}{k_B T})} \tag{1.97}$$

où E_F est le niveau de Fermi du semi-conducteur. La position de ce niveau dépend de la densité de porteurs dans les bandes d'énergie.

On peut alors écrire la densité d'électrons dans la bande de conduction au niveau d'énergie E :

$$n(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} m_c^{*3/2} \sqrt{E - E_c}\, f(E) \tag{1.98}$$

et la densité totale d'électrons dans la bande de conduction :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} n(E)\, dE \simeq N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) \tag{1.99}$$

où N_c est la densité effective d'états dans la bande de conduction, définie par :

$$N_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_c^* k_B T}{\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \tag{1.100}$$

De même on peut définir une densité effective d'états dans la bande de valence, et on peut écrire pour la densité de trous dans la bande de valence :

$$p \simeq N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \tag{1.101}$$

Hors équilibre

Hors équilibre, on ne peut plus parler de niveau de Fermi, mais les électrons de la bande de conduction peuvent se retrouver dans un état d'équilibre

local. Il est en de même pour les trous dans la bande de valence. C'est pourquoi on parle de quasi-niveaux de Fermi qui représentent ces états d'équilibre locaux. On peut donc écrire la répartition des électrons comme suit :

$$f_c(E) = \frac{1}{1+\exp(\frac{E-E_{Fc}}{k_BT})} \quad \text{pour la bande de conduction} \tag{1.102}$$

$$f_v(E) = \frac{1}{1+\exp(\frac{E-E_{Fv}}{k_BT})} \quad \text{pour la bande de valence} \tag{1.103}$$

Les expressions donnant les densités de porteurs n et p sont les mêmes que précédemment en changeant le niveau de Fermi E_F par les quasi-niveaux de Fermi E_{Fc} pour les électrons de la bande de conduction et E_{Fv} pour les trous de la bande de valence.

On peut alors écrire le produit np en fonction des quasi-niveaux de Fermi :

$$np \simeq N_c N_v \exp\left(\frac{-E_g}{k_BT}\right) \exp\left(\frac{E_{Fc}-E_{Fv}}{k_BT}\right) \tag{1.104}$$

Absorption et émission de lumière

La transition radiative doit permettre un changement d'état énergétique de l'électron entre deux états autorisés du cristal. Ainsi, toute émission et absorption de lumière ne peuvent se faire que pour des photons d'énergie supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite. Pour l'absorption, en pratique, des photons d'énergie légèrement inférieure à celle de la bande interdite peuvent aussi être absorbés.

Cette transition doit permettre de conserver la quantité de mouvement : ainsi les transitions radiatives se font à vecteur d'onde k constant, puisque le vecteur d'onde du photon peut être négligé devant celui des fonctions d'onde électroniques.

Finalement, cela montre que les transitions radiatives ne peuvent se faire qu'entre des niveaux particuliers, les *états joints optiquement*. On peut alors démontrer la relation entre l'énergie du photon ($h\nu$) et les niveaux d'énergie E_2 et E_1 :

$$E_2 = E_c + \tfrac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} = E_c + \frac{m^*}{m_c^*}(h\nu - E_g) \tag{1.105}$$

$$E_1 = E_v - \tfrac{\hbar^2 k^2}{2m_v^*} = E_v - \frac{m^*}{m_v^*}(h\nu - E_g) \tag{1.106}$$

On définit le gain comme étant la différence entre les taux d'émission stimulée et d'absorption. Pour des photons d'énergie $h\nu$, il s'écrit alors :

$$g(h\nu) = g_o(h\nu)\sqrt{h\nu - E_g}\,[f_c(E_2) - f_v(E_1)] \tag{1.107}$$

Pour que ce gain soit positif, il faut que :

$$E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu \geq E_g \tag{1.108}$$

C'est la loi de Bernard-Duraffourg [Ber61]. Ainsi, seules les ondes dont l'énergie du photon vérifie cette équation sont amplifiées dans le milieu.

Maintenant que les généralités ont été décrites, on peut s'intéresser aux applications directes de telles structures : les lasers à semi-conducteurs.

Laser semi-conducteur

Il existe deux types de lasers à semi-conducteur : les lasers à émission par la tranche (laser ruban) et ceux à émission verticale (VCSEL, pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) (voir figure 1.3.5). Le pompage se fait principalement par injection d'un courant électrique. Les lasers de type VCSEL sont aussi pompés optiquement.

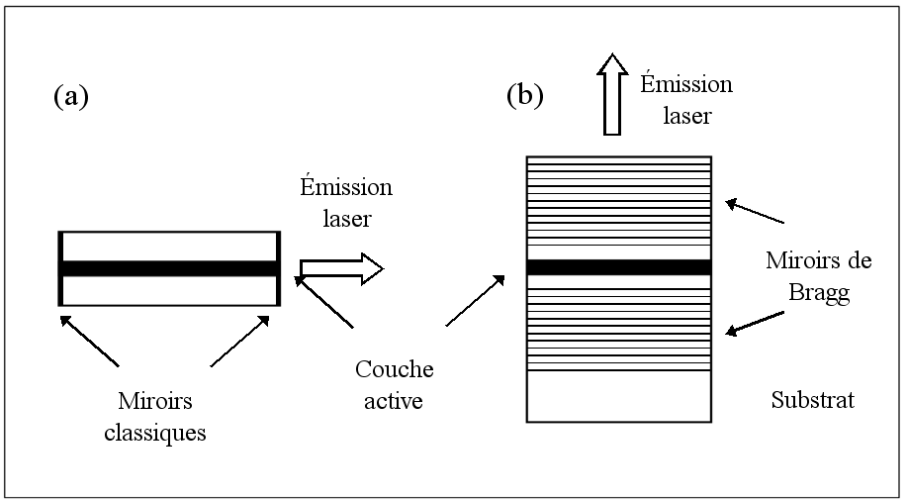


FIG. 1.3.5 – Lasers semi-conducteurs : (a) Laser à émission par la tranche et (b) Laser à émission verticale

La zone active du laser est créée à partir d'une homojonction, d'une hétérojonction ou de puits quantiques. Une homojonction est une juxtaposition de deux semi-conducteurs de même nature mais de dopages différents (on dope un milieu semi-conducteur en introduisant des impuretés de type accepteurs ou donneurs). Une hétérojonction est une juxtaposition de deux semi-conducteurs de nature et dopage différents. Les puits quantiques sont formés de deux hétérojonctions, avec la zone intermédiaire de petite taille (moins de 50 nm). Sur la figure 1.3.6, on a représenté schématiquement les

niveaux d'énergie pour une homojonction de type P-N polarisée (schéma (a)) et pour une double hétérojonction (schéma (b)). Les lasers à homojonction ont une densité de courant de seuil très élevée contrairement aux lasers à hétérojonction (respectivement de l'ordre de 50 à 100 kA/cm^2 et environ 2 kA/cm^2).

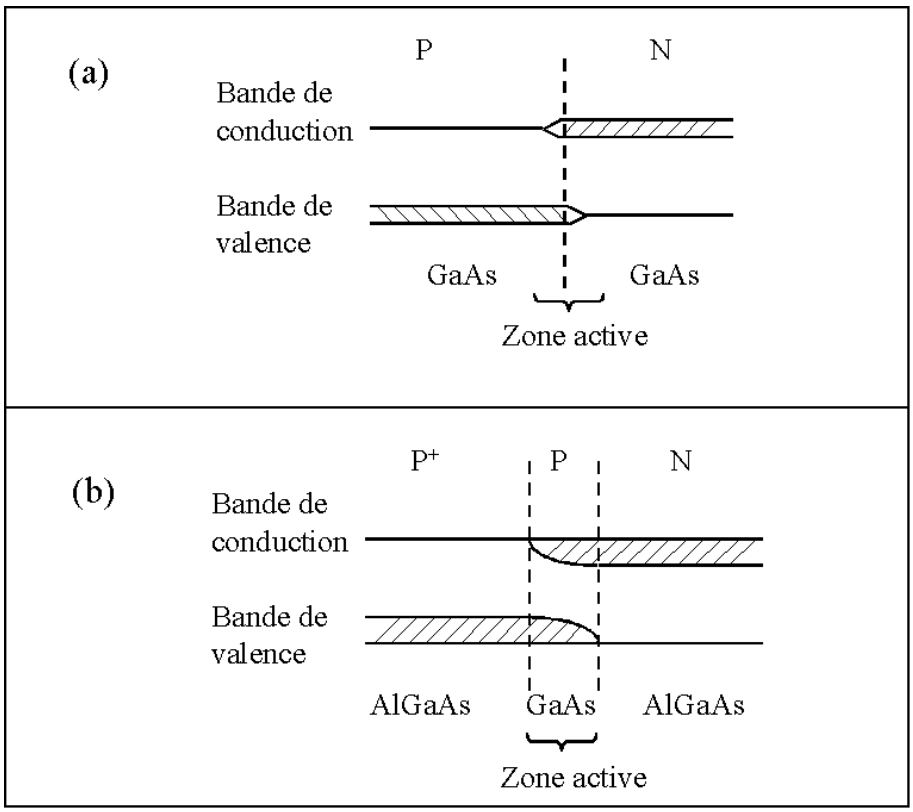


FIG. 1.3.6 – Niveaux d'énergie : (a) pour une jonction P-N polarisé et (b) pour une double hétérojonction AlGaAs/GaAs/AlGaAs. La densité de porteurs est proportionnelle à l'épaisseur de la zone hachurée.

Les lasers rubans sont commercialisés et présentent de grands intérêts, comme le fait d'avoir une large gamme de longueurs d'onde d'émission, des puissances de sortie élevées, et une grande fiabilité. Mais ils ont aussi des inconvénients : il faut choisir entre des lasers avec une grande qualité de faisceau en sortie mais de faible puissance (quelques centaines de mW) ou des lasers avec de grandes puissances de sortie (dizaines de Watt, voire plus de 100 W) mais avec une mauvaise qualité de faisceaux [Pas06].

Pour améliorer le profil du faisceau et obtenir un spectre plus étroit, la zone active est placée entre deux miroirs de Bragg : c'est le laser de type

VCSEL. Le courant de seuil est de l'ordre de 100 mA dans les matériaux massifs et inférieur à 15 mA dans les puits quantiques [Dup02]. La plage d'accordabilité en longueur d'onde est importante (de l'ordre de 20 nm). Des lasers de type VECSEL (pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) sont aussi largement étudiés [Tro06] : le miroir avant n'est pas un miroir de Bragg mais un miroir classique. Ce type de laser peut émettre plusieurs Watt avec une grande qualité de faisceau. Un record d'une puissance de sortie de 30 W a même été observé [Chi04].

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré l'importance actuelle de l'holographie de par ses applications en traitement de l'information et en télécommunications. Nous nous sommes attardés sur un cas particulier d'hologrammes, les réseaux sinusoïdaux de diffraction. Différents types de réseaux et leurs paramètres importants ont été définis. Enfin les milieux à gain intéressants pour la suite de ce manuscrit ont été présentés ainsi que leurs particularités. Ce sont, en fait, ceux qui ont été utilisés dans les expériences décrites aux chapitres 3 et 4.

Chapitre 2

Étude théorique des réseaux intracavité en milieu amplificateur

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à trois configurations possibles de réseau de diffraction inséré dans un résonateur, dans un milieu amplificateur. Nous étudions analytiquement les propriétés de tels réseaux. Dans un premier temps, nous regardons le cas d'un réseau épais inséré dans une cavité de même longueur. Puis nous développons un calcul matriciel pour étudier un réseau plan inséré dans une cavité. Enfin, nous abordons le cas intermédiaire, souvent plus réaliste, du réseau semi-épais en cavité étendue.

2.1 Réseau épais emplissant la cavité

Nous présentons ici une étude analytique de la diffraction par un réseau épais d'indice complexe inséré dans une cavité Fabry-Pérot de même épaisseur. Dans un premier temps, nous présentons le principe du dispositif et du calcul. Nous donnons ensuite les principales étapes du calcul qui conduisent aux expressions des efficacités de diffraction. Enfin, nous discuterons les résultats sur deux cas particuliers : les réseaux d'indice dans un milieu amplificateur et les réseaux de gain pur.

2.1.1 Principe

Le dispositif que nous étudions est représenté sur la figure 2.1.1. Il est constitué d'un réseau de Bragg de vecteur réseau $\mathbf{K}$, inséré dans une cavité Fabry-Pérot dont les miroirs avant M_1 et arrière M_2 ont respectivement pour coefficient de réflexion en amplitude r_1 et r_2. Ce réseau occupe tout l'espace intérieur de la cavité. L'indice complexe du réseau est égal à $n = n_0 +$

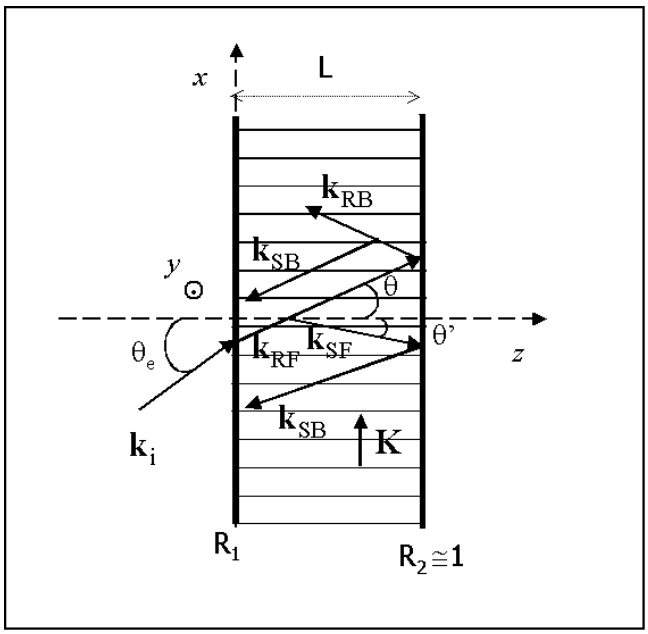


FIG. 2.1.1 – Schéma d'un réseau intracavité d'épaisseur L et de période $\Lambda = 2\pi/K$. $\mathbf{k_I}$ est le vecteur d'onde de l'onde incidente. $\mathbf{k_{RF}}$, $\mathbf{k_{RB}}$, $\mathbf{k_{SF}}$ et $\mathbf{k_{SB}}$ sont les vecteurs d'onde des ondes de lecture et diffractée avant (forward) et arrière (backward).

$\Delta n \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$, où Δn est l'amplitude (complexe elle aussi) de la modulation d'indice. Le vecteur d'onde du réseau est parallèle aux miroirs. Sa direction définit l'axe x et l'axe z est perpendiculaire aux miroirs.

Le dispositif est supposé infini dans les directions x et y. On étudie dans la section suivante la diffraction par le réseau intracavité d'une **onde plane** incidente de vecteur d'onde $\mathbf{k_I}$ et de longueur d'onde λ_0 dans le vide, en nous inspirant de la théorie des ondes couplées introduite par Kogelnik [Kog69], comme pour le calcul du réseau épais réalisé dans la section 1.2.2.

2.1.2 Calculs

Le réseau intracavité est éclairé par un faisceau incident d'amplitude $\mathcal{R}_\mathbf{I}(\mathbf{r})$ et de vecteur d'onde $\mathbf{k_I}$:

$$\mathcal{R}_\mathbf{I}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} R_I \exp(i\mathbf{k_I} \cdot \mathbf{r}) \tag{2.1}$$

avec

$$\mathbf{k_I} = k_0'(\sin\theta_e \hat{\mathbf{x}} + \cos\theta_e \hat{\mathbf{z}}) \tag{2.2}$$

Le champ intracavité total se décompose en quatre ondes :
- les ondes de lecture aller et retour d'amplitudes $\mathcal{R}_{\mathbf{F},\mathbf{B}}(\mathbf{r})$ (F pour "forward" et B pour "backward") ;
- les ondes diffractées aller et retour d'amplitudes $\mathcal{S}_{\mathbf{F},\mathbf{B}}(\mathbf{r})$.

Les autres ordres de diffraction sont négligeables dans l'hypothèse faite ici.

Ces différentes ondes s'expriment par les relations :

$$\mathcal{R}_{\mathbf{F},\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} R_{F,B}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_{\mathbf{RF},\mathbf{RB}} \cdot \mathbf{r}) \tag{2.3}$$

$$\mathcal{S}_{\mathbf{F},\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}} S^0_{F,B}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_{\mathbf{SF},\mathbf{SB}} \cdot \mathbf{r}) \tag{2.4}$$

Les vecteurs d'onde des différentes ondes s'écrivent :

$$\mathbf{k}_{RF} = k'(\sin\theta\hat{\mathbf{x}} + \cos\theta\hat{\mathbf{z}}) \tag{2.5}$$

$$\mathbf{k}_{RB} = k'(\sin\theta\hat{\mathbf{x}} - \cos\theta\hat{\mathbf{z}}) \tag{2.6}$$

$$\mathbf{k}_{SF} = k'(\sin\theta'\hat{\mathbf{x}} + \cos\theta'\hat{\mathbf{z}}) \tag{2.7}$$

$$\mathbf{k}_{SB} = k'(\sin\theta'\hat{\mathbf{x}} - \cos\theta'\hat{\mathbf{z}}) \tag{2.8}$$

où k' est la partie réelle de la constante de propagation k. On introduit la grandeur k'', partie imaginaire de k, pour décrire le gain (ou les pertes) dans le matériau. k est relié à l'indice complexe par la relation $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$.

Comme dans la section 1.2.2, la direction θ' des ondes diffractées est déterminée par le théorème de Floquet et par le fait que le module de $\mathbf{k}$ soit conservé dans la diffraction. On note $\Delta k = k'(\cos\theta' - \cos\theta)$ le désaccord des vecteurs d'onde (dirigé selon z, selon le théorème de Floquet). Lorsque la condition d'accord de Bragg est réalisée, $\Delta k = 0$. On se place proche de cette résonance, c'est-à-dire que Δk reste faible. On a représenté sur la figure 2.1.2 les vecteurs d'onde des différents faisceaux.

On peut écrire le champ intracavité total :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}_{\mathbf{F}}(\mathbf{r}) + \mathcal{R}_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) + \mathcal{S}_{\mathbf{F}}(\mathbf{r}) + \mathcal{S}_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) \tag{2.9}$$

Il vérifie l'équation de propagation :

$$\Delta\mathcal{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathcal{E}(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} P_{NL} \tag{2.10}$$

où P_{NL} représente la polarisation non linéaire :

$$P_{NL}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} n_0 \Delta n \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\, \mathcal{E}(\mathbf{r}) \tag{2.11}$$

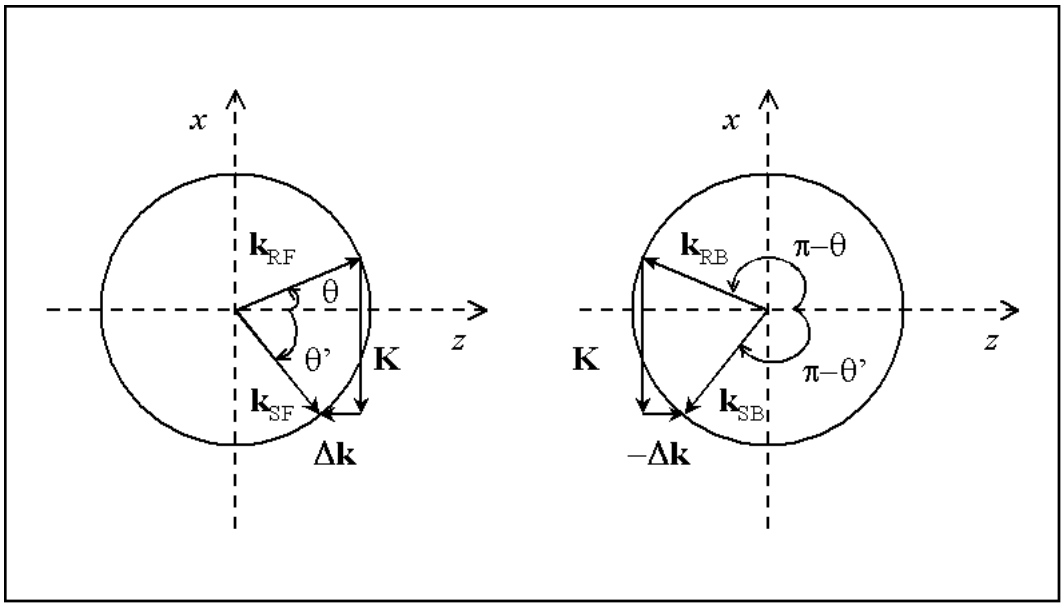


FIG. 2.1.2 – Conservation des vecteurs d'onde selon x et déphasage Δk selon z. Le cas représenté ici est hors accord de Bragg. On a donc $\theta \neq \theta_B$ et $\theta' \neq -\theta$.

La partie imaginaire de l'indice étant très faible devant la partie réelle, on peut la négliger dans le second membre. Ainsi l'équation 2.10 devient :

$$\Delta\mathcal{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathcal{E}(\mathbf{r}) = \left[\frac{-8\pi^2}{\lambda_0^2} n_0' \Delta n \cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})\right]\mathcal{E}(\mathbf{r}) \qquad (2.12)$$

On suppose, à cause de la symétrie du système, que les amplitudes complexes des quatre ondes présentes sont invariantes selon $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$. De plus, on utilise les mêmes approximations que celles du calcul sur le réseau seul (voir section 1.2.2) : approximation de l'enveloppe lentement variable, Δk faible (on est proche de la résonance de Bragg) et la partie imaginaire de k faible devant sa partie réelle. On obtient alors le système d'équations couplées suivant :

$$\frac{\partial R_F}{\partial z} + \frac{k''}{\cos\theta} R_F = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta} S_F \qquad (2.13)$$

$$\frac{\partial S_F}{\partial z} + \left(\frac{k''}{\cos\theta'} - i\Delta k\right) S_F = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta'} R_F \qquad (2.14)$$

$$-\frac{\partial R_B}{\partial z} + \frac{k''}{\cos\theta} R_B = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta} S_B \qquad (2.15)$$

$$-\frac{\partial S_B}{\partial z} + \left(\frac{k''}{\cos\theta'} - i\Delta k\right) S_B = \frac{i\pi\Delta n}{\lambda_0 \cos\theta'} R_B \qquad (2.16)$$

en faisant le changement de variables :

$$S_{F,B} = S^0_{F,B} \exp\left(\pm i\Delta k z\right) \tag{2.17}$$

À partir des équations 2.13 et 2.14, on obtient l'équation différentielle vérifiée par R_F :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 R_F}{\partial z^2} + \left(k''\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right) - i\Delta k\right)\frac{\partial R_F}{\partial z} \\ &+ \left(\frac{k''^2}{\cos\theta\cos\theta'} + \left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2 - \frac{ik''\Delta k}{\cos\theta}\right) R_F \;=\; 0. \end{aligned} \tag{2.18}$$

On en déduit que R_F est de la forme :

$$R_F \;=\; A_F^+ e^{r_F^+ z} + A_F^- e^{r_F^- z} \tag{2.19}$$

où $r_F^\pm$ sont les racines de l'équation caractéristique :

$$r_F^\pm \;=\; -\frac{k''}{2}\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right) + i\frac{\Delta k}{2} \pm i\Delta'^{1/2} \tag{2.20}$$

Δ' est lié au discriminant Δ de l'équation caractéristique :

$$\Delta \;=\; \left(k''\left(\frac{1}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\theta'}\right) + i\Delta k\right)^2 - 4\left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2 \tag{2.21}$$

$$\Delta' \;=\; -\frac{\Delta}{4}. \tag{2.22}$$

On utilise les équations 2.13 et 2.19 pour trouver la forme de l'amplitude de $\mathcal{S}_\mathbf{F}$:

$$S_F \;=\; -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(\left(r_F^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right)A_F^+ e^{r_F^+ z} + \left(r_F^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right)A_F^- e^{r_F^- z}\right) \tag{2.23}$$

On effectue les mêmes opérations pour les ondes retour. À partir des équations 2.15 et 2.16, on obtient :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 R_B}{\partial z^2} - \left(k''\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right) - i\Delta k\right)\frac{\partial R_B}{\partial z} \\ &+ \left(\frac{k''^2}{\cos\theta\cos\theta'} + \left(\frac{\pi\Delta n}{\lambda\sqrt{\cos\theta\cos\theta'}}\right)^2 - \frac{ik''\Delta k}{\cos\theta}\right) R_B \;=\; 0. \end{aligned} \tag{2.24}$$

La solution est de la forme :

$$R_B = A_B^+ e^{r_B^+ z} + A_B^- e^{r_B^- z} \tag{2.25}$$

avec

$$r_B^\pm = \frac{k''}{2}\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\theta'}\right) - i\frac{\Delta k}{2} \pm i\Delta'^{1/2} \tag{2.26}$$

Des équations 2.15 et 2.25, on déduit :

$$S_B = \frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(\left(r_B^+ - \frac{k''}{\cos\theta}\right)A_B^+ e^{r_B^+ z} + \left(r_B^- - \frac{k''}{\cos\theta}\right)A_B^- e^{r_B^- z}\right) \tag{2.27}$$

Par la suite on utilisera la notation $r^\pm = r_F^\pm = -r_B^\mp$ pour désigner les racines.

On regarde les conditions aux limites pour chaque onde plane, au niveau des miroirs M_1 et M_2 (de réflectivité en amplitude r_1 et r_2) situés respectivement en $z = 0$ et $z = L$:

$$\mathcal{R}_\mathbf{F}(x,y,0) = r_1\mathcal{R}_\mathbf{B}(x,y,0) + t_1\mathcal{R}_\mathbf{I}(x,y,0) \tag{2.28}$$
$$\mathcal{S}_\mathbf{F}(x,y,0) = r_1\mathcal{S}_\mathbf{B}(x,y,0) \tag{2.29}$$
$$\mathcal{R}_\mathbf{B}(x,y,L) = r_2\mathcal{R}_\mathbf{F}(x,y,L) \tag{2.30}$$
$$\mathcal{S}_\mathbf{B}(x,y,L) = r_2\mathcal{S}_\mathbf{F}(x,y,L) \tag{2.31}$$

Le champ incident en $z = 0$ s'écrit :

$$\mathcal{R}_\mathbf{I}(x,y,0) = \hat{\mathbf{y}} R_I \exp(ik_0' \sin\theta_e x) \tag{2.32}$$

Ces conditions aux limites permettent de déterminer les expressions des constantes $A_{F,B}^\pm$:

$$A_B^+ = -i\frac{t_1\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right)r_2' e^{2r^-L}}{2\Delta'^{1/2}\left(1 - r_1 r_2' e^{2r^-L}\right)}R_I \tag{2.33}$$

$$A_B^- = i\frac{t_1\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right)r_2' e^{2r^+L}}{2\Delta'^{1/2}\left(1 - r_1 r_2' e^{2r^+L}\right)}R_I \tag{2.34}$$

$$A_F^+ = i\frac{t_1\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right)}{2\Delta'^{1/2}\left(1 - r_1 r_2' e^{2r^+L}\right)}R_I \tag{2.35}$$

$$A_F^- = -i\frac{t_1\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right)}{2\Delta'^{1/2}\left(1 - r_1 r_2' e^{2r^-L}\right)}R_I \tag{2.36}$$

en posant :

$$r_2' = r_2 e^{2ik'L\cos\theta} \tag{2.37}$$

Des conditions aux limites, on peut aussi déduire les expressions des taux de lumière transmise ρ_T, réfléchie ρ_R, diffractée transmise ρ_{DT} et diffractée réfléchie ρ_{DR} :

$$\rho_T = (1-R_2)\left|\frac{R_F(L)}{R_I}\right|^2 \tag{2.38}$$

$$\rho_R = \left|\frac{R_B(0)}{R_I}\sqrt{1-R_1} - \sqrt{R_1}\right|^2 \tag{2.39}$$

$$\rho_{DT} = (1-R_2)\left|\frac{S_F(L)}{R_I}\right|^2 \tag{2.40}$$

$$\rho_{DR} = (1-R_1)\left|\frac{S_B(0)}{R_I}\right|^2 \tag{2.41}$$

On connaît donc analytiquement les propriétés d'un réseau de Bragg intracavité absorbant ou amplificateur, que la modulation soit d'indice ou de gain. Dans la suite, nous noterons $g = -2k''$ le coefficient de gain, et Δg la modulation du gain.

Nous allons maintenant nous intéresser à deux cas particuliers : les réseaux d'indice dans un milieu amplificateur et les réseaux de gain pur. Notre calcul permet aussi de connaître le comportement d'un réseau de Bragg intracavité dans le cas général. Ceci sera repris dans la partie 4.1.

Dans les simulations présentées dans les sections 2.1.3 et 2.1.4, les miroirs ont pour coefficient de réflexion $R_1 = 0{,}8$ et $R_2 = 1$, donc la finesse de la cavité est de 28. La longueur de la cavité est de l'ordre de 1 mm, le réseau a un pas $\Lambda = 14{,}6$ μm, ce qui correspond à un angle de Bragg $\theta_B = 16$ mrad. Ce pas de réseau est suffisamment petit pour justifier les hypothèses du calcul. Le milieu sur lequel est inscrit le réseau est amplificateur (de coefficient g) et a un indice de réfraction $n_0' = 2{,}14$. La cavité est accordée pour un faisceau de lecture à l'incidence de Bragg.

2.1.3 Réseaux d'indice dans un milieu amplificateur

Dans le cas de réseaux d'indice dans un milieu amplificateur, la modulation d'indice Δn est réelle. On peut écrire l'expression du taux de lumière diffractée réfléchie, lorsque les conditions de résonance de Bragg et de Fabry-

Pérot sont réalisées :

$$\rho_{DR} = (1-R_1)^2 R_2'' \frac{\sin^2(2\nu)}{(1+R_1R_2''-2\sqrt{R_1R_2''}\cos(2\nu))^2} \tag{2.42}$$

avec :

$$\begin{cases} \nu = \frac{\pi \Delta n' L}{\lambda_0 \cos(\theta_B)} \\ R_2'' = R_2 \exp\left(\frac{2gL}{\cos(\theta_B)}\right) \end{cases}$$

On remarque que l'expression 2.42 peut diverger, ce qui pourrait conduire à des efficacités de diffraction en réflexion "infinies". Le fonctionnement est toutefois limité par le seuil d'effet laser de la cavité Fabry-Pérot, défini par $R_1R_2'' = 1$, et l'on n'atteint pas ce régime de fonctionnement. On note x l'écart au seuil laser, il est défini par :

$$x = 1 - \frac{g}{g_s} \tag{2.43}$$

où g_s est la valeur de g au seuil laser ($g_s = -\frac{\ln(R_1R_2)}{2L}$ avec L la longueur de la cavité).

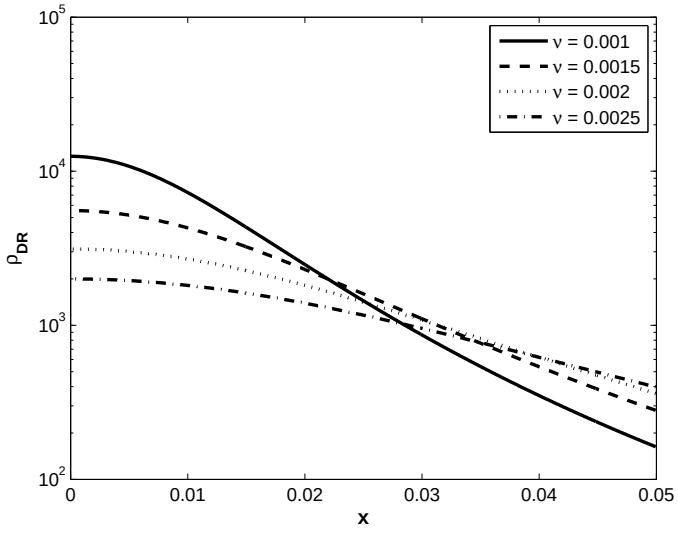


FIG. 2.1.3 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction de l'écart au seuil laser pour différentes valeurs du paramètre ν. Les miroirs ont pour coefficients de réflexion $R_1 = 0,8$ et $R_2 = 1$.

La figure 2.1.3 montre les variations de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction de l'écart au seuil laser, pour différentes valeurs du facteur ν, à la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot. On voit que plus on se rapproche du seuil laser ($x = 0$), plus l'efficacité augmente. De plus, pour une valeur de x fixée, il existe une valeur de ν optimum. On remarque aussi que pour des valeurs de Δn faible, il existe de très fortes efficacités de diffraction (toujours supérieures à 100 sur cette figure) même lorsqu'on s'éloigne un peu du seuil laser. Ces efficacités sont très largement supérieures à celles observées pour des réseaux identiques hors cavité, puisque pour les valeurs de ν choisies ici, elles ne dépassent pas 7.10^{-5}, ce qui fait une augmentation de l'efficacité de plus de 1 million ! Finalement, il est intéressant de remarquer qu'à proximité du seuil laser, les valeurs de ν les plus faibles donnent de meilleures efficacités.

Pour ce qui est de la sélectivité angulaire, le calcul est alors effectué en utilisant l'expression générale de ρ_{DR} donnée par l'équation 2.41. La figure 2.1.4 montre le taux de lumière diffractée réfléchie en fonction de l'écart $\Delta\theta$ à l'incidence de Bragg, pour différentes valeurs de l'écart au seuil x.

La valeur maximale de l'efficacité est obtenue pour un écart angulaire nul, c'est-à-dire lorsque le faisceau de lecture est à l'angle de Bragg. La sélectivité angulaire est grandement améliorée lorsque le point de fonctionnement de la cavité se rapproche du seuil laser, ainsi que la valeur maximale de l'efficacité, comme on a déjà pu le voir avec la figure 2.1.3. La sélectivité angulaire augmente d'un facteur 7 lorsqu'on passe de 80 % du seuil ($x = 0,2$) à 99 % ($x = 0,01$). L'écart angulaire reste néanmoins toujours inférieur à 0,1 mrad pour les valeurs de l'écart au seuil considérées ici.

Pour les réseaux d'indice en milieu amplificateur, il semble donc qu'il soit plus intéressant de se rapprocher du seuil laser pour obtenir de fortes efficacités et une grande sélectivité angulaire. Ce point sera contrebalancé par une augmentation importante de la fluorescence amplifiée au voisinage du seuil laser.

La figure 2.1.5 représente la variation angulaire de l'efficacité de diffraction par rapport à l'angle de Bragg pour différentes valeurs du paramètre ν. Comme nous l'avons mentionné précédemment, il existe une valeur de ν (et donc de $\Delta n'$) optimale pour cet écart au seuil, qui maximise l'efficacité de diffraction. Par contre, au niveau de la sélectivité angulaire, ce n'est pas le cas : celle-ci varie de façon monotone avec le paramètre ν. La meilleure sélectivité est obtenue pour des ν faibles.

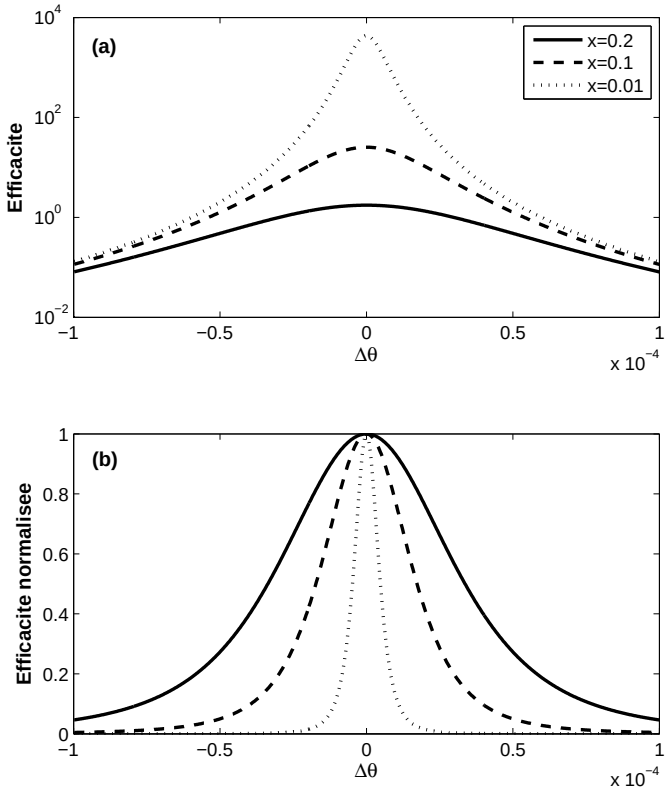


FIG. 2.1.4 – (a) Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion et (b) de l'efficacité normalisée en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg pour différentes valeurs du paramètre x. Le paramètre ν vaut 0,0015.

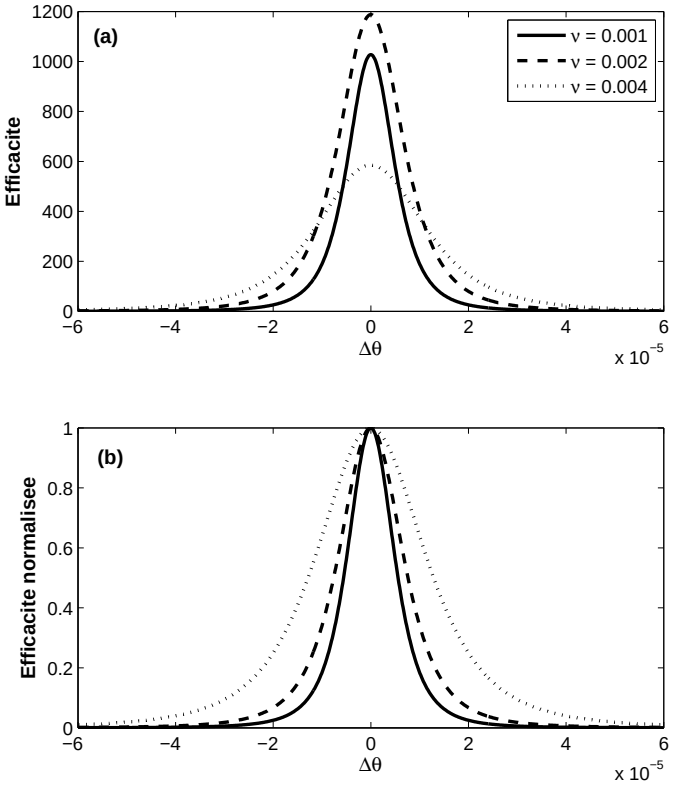


FIG. 2.1.5 – (a) Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion et (b) de l'efficacité normalisée, en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg pour différentes valeurs du paramètre ν. L'écart au seuil laser est de 2,8 %.

Ainsi, il convient de choisir entre une bonne efficacité et une bonne sélectivité suivant l'application visée, ou de faire un compromis entre les deux.

Nous allons maintenant nous intéresser aux réseaux de gain pur.

2.1.4 Réseaux de gain pur

Dans le cas de réseaux de gain pur, la modulation Δn est imaginaire pure. On peut écrire l'expression du taux de lumière diffractée réfléchie à la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot :

$$\rho_{DR} = (1-R_1)^2 R_2'' \frac{\sinh^2(2\gamma)}{(1+R_1R_2''-2\sqrt{R_1R_2''}\cosh(2\gamma))^2} \qquad (2.44)$$

avec :

$$\begin{cases} \gamma = \frac{\pi\Delta n'' L}{\lambda_0 \cos\theta_B} = -\frac{\Delta g L}{4\cos\theta_B} \\ R_2'' = R_2 \exp\left(\frac{2gL}{\cos\theta_B}\right) \end{cases}$$

Comme dans le cas des réseaux d'indice en milieu amplificateur, le dénominateur peut s'annuler, ce qui conduit à des efficacités de diffraction en réflexion infinies. Cependant, dans ce cas, même si on se place en dessous du seuil laser de la cavité Fabry-Pérot, il est possible d'accéder à ces performances ultimes du dispositif.

Ceci est illustré sur la figure 2.1.6 où nous avons reporté, en échelle logarithmique, la variation de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction de l'écart au seuil laser pour différentes valeurs de γ, à la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot. Ces valeurs ont volontairement été choisies petites afin de montrer l'augmentation de l'efficacité de diffraction par rapport au réseau hors cavité. Les efficacités de diffraction de ces mêmes réseaux hors cavité ne dépassent pas 4.10^{-6}. L'accroissement d'efficacité est toujours supérieur à 2 millions dans les cas décrits sur la figure 2.1.6.

Plus le paramètre γ est grand, plus la position de la divergence de l'efficacité de diffraction peut s'éloigner du seuil. Ce point est d'importance pour éviter la compétition de l'émission spontanée amplifiée. D'autre part, on voit que, comme pour les réseaux d'indice, il existe une valeur de γ optimale pour un écart au seuil donné.

Pour une valeur de γ donnée, on peut définir deux "côtés" de la courbe séparés par la valeur x_d de l'écart au seuil pour laquelle il y a divergence. Nous allons maintenant montrer que le comportement angulaire du système n'est pas le même suivant que x est inférieur ou supérieur à x_d.

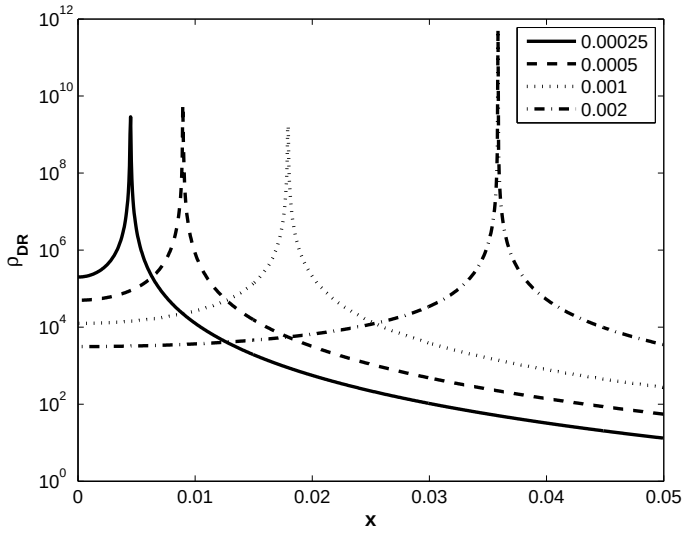


FIG. 2.1.6 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion pour un réseau de gain pur en fonction de l'écart au seuil laser pour différentes valeurs du paramètre γ. Les miroirs ont pour coefficients de réflexion $R_1 = 0,8$ et $R_2 = 1$.

La figure 2.1.7 montre la variation angulaire du taux de lumière diffractée réfléchie en fonction de l'écart à l'incidence de Bragg, pour différentes valeurs de l'écart au seuil laser. On a volontairement choisi une valeur de x supérieure à x_d.

Comme attendu, la valeur maximale du taux de lumière diffractée réfléchie est obtenue pour un faisceau à l'incidence de Bragg. La situation la plus favorable est celle où l'on est proche de la divergence : en effet, les meilleures valeurs de la sélectivité et de l'efficacité sont obtenues dans ce cas. La sélectivité est multipliée par un facteur supérieur à 20 lorsqu'on passe d'un écart au seuil de 20 % à un écart de 2 %. Nous pouvons maintenant regarder le comportement angulaire lorsque x est inférieur à x_d.

La figure 2.1.8 représente la variation angulaire pour des valeurs de x inférieures à celle mentionnée ci-dessus. La valeur maximale du taux de lumière diffractée réfléchie n'est plus obtenue pour l'angle de Bragg, mais pour deux valeurs symétriques par rapport à θ_B. Plus le seuil laser est proche, plus ces deux pics s'éloignent. Le fait d'avoir deux pics signifie qu'il existe deux incidences privilégiées. La valeur de x doit alors être choisie en fonction de l'angle de travail, pour optimiser l'efficacité. L'inconvénient est que la lumière ne revient plus en contra-propagation du faisceau incident (sauf pour l'angle de Bragg). On peut aussi choisir d'utiliser le dispositif autour de

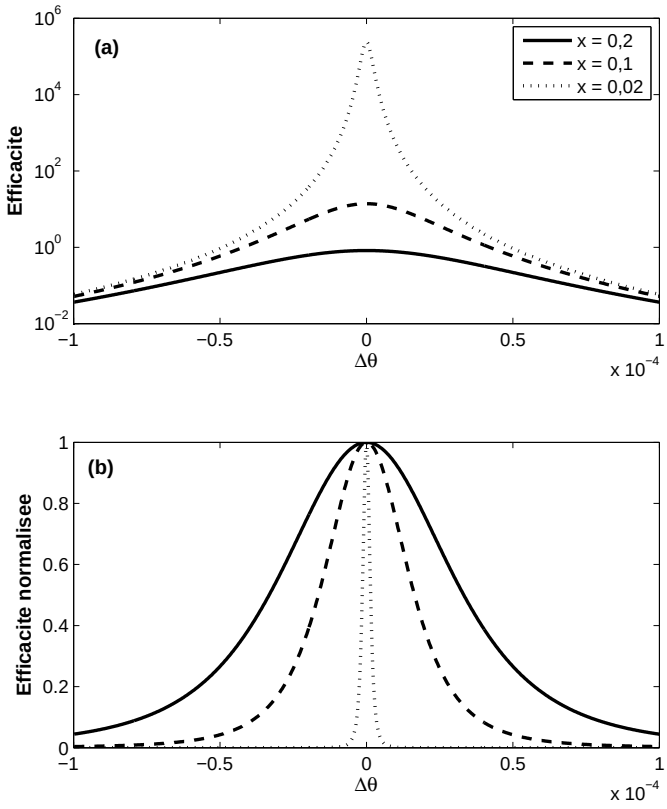


FIG. 2.1.7 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion (a) et de l'efficacité normalisée (b) en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg pour différentes valeurs du paramètre x. Le paramètre γ vaut 0,001.

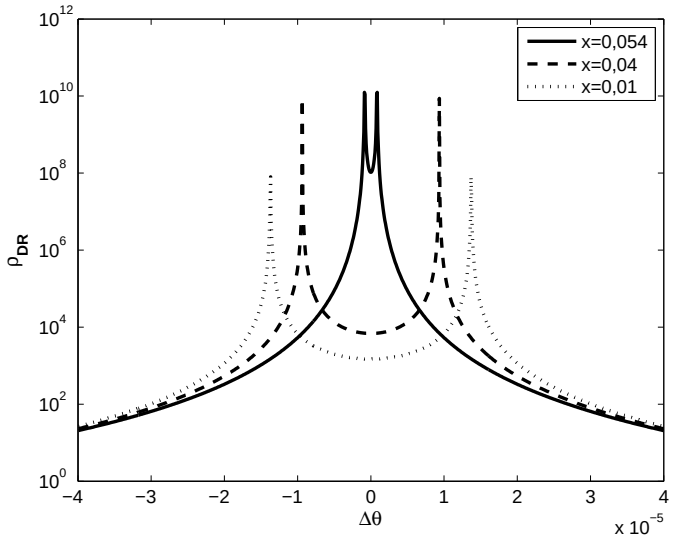


FIG. 2.1.8 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg pour différentes valeurs du paramètre x. Le paramètre γ vaut 0,002.

l'incidence de Bragg. On voit qu'il peut exister une gamme angulaire pour laquelle l'efficacité est à peu près constante ($\theta \in [\theta_B - 1.10^{-5}; \theta_B + 1.10^{-5}]$ pour $x = 0,01$ par exemple). L'optimisation des paramètres du système pour obtenir une efficacité à peu près plate sur une grande gamme angulaire est possible, ce qui permettrait de lire plusieurs réseaux de fréquences spatiales différentes avec le même faisceau incident.

On s'intéresse maintenant à la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de $\Delta\theta$ pour différentes valeurs de γ (figure 2.1.9). On a choisi des valeurs de γ plus petites que celle (notée γ_d) qui ferait diverger l'expression de l'efficacité, de manière à n'avoir qu'un seul pic, centré sur l'angle de Bragg. Pour $\gamma = 2.10^{-3}$, on est proche de la divergence. La sélectivité comme l'efficacité augmente d'autant plus rapidement que l'on se rapproche de γ_d (la largeur du pic est de l'ordre de 6.10^{-3} mrad pour la valeur de γ la plus grande).

2.1.5 Conclusion

Le modèle en ondes planes du réseau intracavité en milieu amplificateur met en évidence des efficacités de diffraction qui dépassent de plusieurs ordres

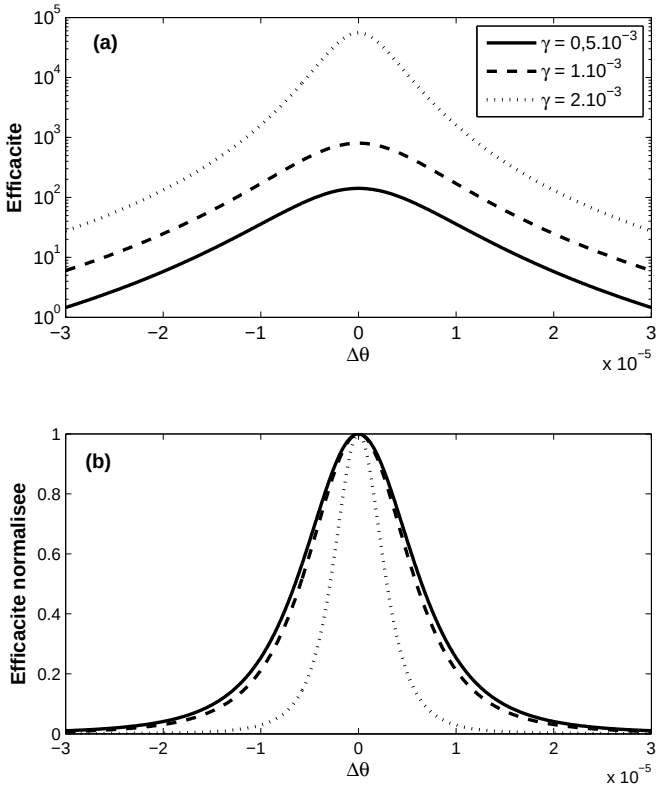


FIG. 2.1.9 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion (a) et de l'efficacité normalisée (b) en fonction de l'écart angulaire à l'incidence de Bragg pour différentes valeurs du paramètre γ. On est à 96 % du seuil laser.

de grandeur les valeurs correspondant au même milieu hors cavité. D'excellentes sélectivités angulaires sont également obtenues.

Dans le cas du réseau d'indice seul, le maximum d'efficacité est obtenu à l'incidence de Bragg, mais pour une valeur de la modulation d'indice qui dépend de la distance au seuil laser. Dans le cas du réseau de gain pur, l'efficacité diverge pour une distance au seuil qui dépend de la modulation de gain. Si on se place en dessus de cette valeur, le maximum d'efficacité est obtenu à l'incidence de Bragg, sinon il est obtenu pour deux valeurs symétriques de cette incidence. Ces deux incidences particulières pourraient être exploitées dans un dispositif de traitement optique du signal. Les valeurs d'efficacité de diffraction obtenues à l'incidence de Bragg restent toutefois très grandes devant celles correspondant au même milieu hors cavité.

La sélectivité, quant à elle, est d'autant plus forte quand on se rapproche du seuil laser pour les réseaux d'indice et quand on se rapproche du point de divergence pour les réseaux de gain pur. Une meilleure sélectivité est obtenue pour les réseaux d'indice de coefficient ν faible et pour les réseaux de gain de coefficient γ fort.

Notons que dans tous les cas étudiés dans cette section, l'efficacité de diffraction du dispositif promet d'être facilement supérieure à une centaine : ce point est d'une importance cruciale pour les applications au traitement de l'information optique nécessitant une forte sortance (une sortie servant d'entrée à un grand nombre de circuits optiques avals).

Il n'est sans doute pas toujours possible d'avoir un réseau emplissant la cavité Fabry-Pérot. Nous allons donc maintenant nous intéresser à une autre configuration, celle d'un réseau mince inséré dans une cavité Fabry-Pérot.

2.2 Réseau mince avec gain

Un réseau mince (épaisseur négligeable par rapport à la longueur de la cavité) d'efficacité ρ_g est inséré dans une cavité Fabry-Pérot de longueur L (voir figure 2.2.1 (a)), à la distance l_1 du miroir avant. Les miroirs de cette cavité ont pour coefficient de réflexion en intensité R_1 et R_2. Le second miroir est presque totalement réfléchissant ($R_2 \simeq 1$). Le milieu entre les miroirs est amplificateur, avec un coefficient de gain en intensité g.

2.2.1 Principe [Mor05]

On considère les ondes suivantes :
- l'onde incidente de vecteur d'onde $\mathbf{k_0^F}$;
- l'onde réfléchie de vecteur d'onde $\mathbf{k_0^B}$;

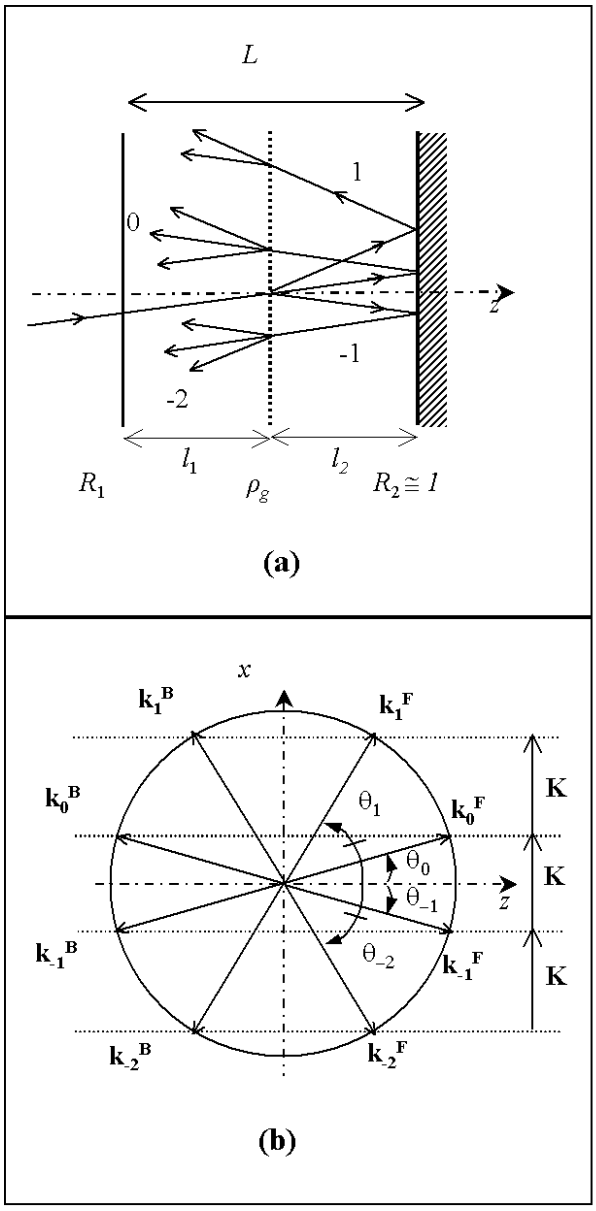


FIG. 2.2.1 – (a) Schéma de principe d'un réseau mince inséré dans une cavité de longueur L et (b) vecteurs d'onde de chacune des ondes considérées.

– les ondes diffractées d'ordre p de vecteurs d'onde $\mathbf{k_p^{F,B}}$.

L'angle de propagation de l'onde avant ou arrière de l'ordre p, $\theta_p = (\mathbf{z}, \mathbf{k_p^{F,B}})$, est donné par l'équation de Raman-Nath :

$$k'(\sin(\theta_p) - \sin(\theta_0)) = pK \tag{2.45}$$

où K est la norme du vecteur réseau et k' la partie réelle du vecteur de l'onde incidente. Ces différents vecteurs sont représentés sur la figure 2.2.1 (b).

Quand l'onde de lecture est à l'incidence de Bragg, l'ordre de diffraction -1 est symétrique de l'ordre 0 par rapport à l'axe z. On peut alors accorder la cavité Fabry-Pérot pour ces deux ondes.

Nous avons considéré que l'onde de diffraction d'ordre $+1$ n'était généralement pas résonnante, donc nous pouvons négliger les ordres de diffraction supérieurs à $+1$. Seul l'ordre -2, résultant de la diffraction de l'ordre -1 et symétrique de l'ordre $+1$, est pris en compte.

Les amplitudes des ondes diffractées et réfléchies des ordres 0, -1, $+1$ et -2 sont calculées à l'aide du produit de matrices décrivant les réflexions sur les miroirs, la propagation dans la cavité et la diffraction sur le réseau. Nous utilisons pour cela une méthode classique développée pour la description de milieux diélectriques multi-couches [Bor70].

2.2.2 Expression des matrices

On forme le vecteur de dimension 4 $\mathbf{F}$ (ou $\mathbf{B}$) avec les 4 amplitudes complexes S_p qui correspondent aux ordres de diffraction de $p = -2$ à $p = +1$ ($p = 0$ correspond à l'onde transmise ou réfléchie) :

$$\mathbf{F}, \mathbf{B} = \begin{pmatrix} S_{-2} \\ S_{-1} \\ S_0 \\ S_{+1} \end{pmatrix}_{\mathrm{F,B}} \tag{2.46}$$

On forme ensuite le vecteur $\begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}$ à l'aide des deux vecteurs précédents.

Si on considère le dispositif de la figure 2.2.1 (a), les amplitudes des ondes à l'entrée (pour $z = 0$) et à la sortie (pour $z = L$) sont reliées par l'expression suivante [Nev03] :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F_0} \\ \mathbf{B_0} \end{pmatrix} = M_1.P_1.D.P_2.M_2. \begin{pmatrix} \mathbf{F_L} \\ \mathbf{B_L} \end{pmatrix} \tag{2.47}$$

où $M_{1,2}$ décrivent respectivement les réflexions sur le miroir avant et sur le miroir arrière, $P_{1,2}$ décrivent les propagations entre le miroir M_1 et le réseau

d'une part, et entre le réseau et le miroir M_2 d'autre part. Enfin, la matrice D décrit la diffraction sur le réseau plan. Toutes ces matrices sont de dimension 8×8.

Les matrices de réflexion s'écrivent de la manière suivante :

$$M_j = \frac{1}{t_j} \begin{pmatrix} I_4 & -r_j I_4 \\ -r_j I_4 & I_4 \end{pmatrix} \quad \text{pour } j = (1,2) \tag{2.48}$$

où I_4 est la matrice identité de dimension 4, r_j et t_j sont les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude du miroir considéré.

Les matrices de propagation sont diagonales ; chaque terme représente la différence de phase et d'amplitude d'un faisceau de vecteur d'onde $\mathbf{k_p^{F,B}}$ se propageant sur une distance l. On considère la propagation sur la distance l_1 entre le miroir avant et le réseau et celle sur la distance l_2 ($l_2 = L - l_1$) entre le réseau et le miroir arrière. Ces matrices s'écrivent :

$$P_j = \begin{pmatrix} P_{j4}^{-1} & O_4 \\ O_4 & P_{j4} \end{pmatrix} \quad \text{pour } j = (1,2) \tag{2.49}$$

où O_4 est la matrice 0 de dimension 4 et P_{j4} est la matrice partielle :

$$P_{j4} = \begin{pmatrix} \exp(i\ a_{-2}\ l_j) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(i\ a_{-1}\ l_j) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(i\ a_0\ l_j) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(i\ a_1\ l_j) \end{pmatrix} \tag{2.50}$$

avec a_p défini par :

$$a_p = k' \cos(\theta_p) - i \frac{g}{2\cos(\theta_p)} \tag{2.51}$$

La matrice de diffraction D est construite à partir de la matrice partielle D_4 qui relie les amplitudes des ondes avant le réseau à celle après le réseau :

$$D = \begin{pmatrix} D_4^{-1} & O_4 \\ O_4 & D_4 \end{pmatrix} \tag{2.52}$$

Nous allons maintenant nous intéresser à un cas particulier, celui du réseau mince d'indice dans une cavité amplificatrice (cas d'un réseau gravé, par exemple).

2.2.3 Réseau mince d'indice inséré dans une cavité amplificatrice

Dans le cas d'un réseau d'indice, l'amplitude de l'ordre p après le réseau est la somme de trois contributions :
- la transmission par le réseau de l'amplitude de l'ordre p ;
- la diffraction de l'ordre $p+1$;
- la diffraction de l'ordre $p-1$.

Finalement, D_4 s'écrit :

$$D_4 = \begin{pmatrix} t_g & d_g & 0 & 0 \\ d_g & t_g & d_g & 0 \\ 0 & d_g & t_g & d_g \\ 0 & 0 & d_g & t_g \end{pmatrix} \tag{2.53}$$

où t_g est le coefficient de transmission en amplitude du réseau, et d_g est le coefficient de diffraction ($d_g = i\rho_g^{1/2}$ où ρ_g est l'efficacité du réseau seul). Ces deux coefficients sont reliés par l'équation $|t_g|^2 + 2|d_g|^2 = 1$ afin de rendre la matrice D_4 la plus unitaire possible. En effet, comme nous n'avons pas considéré tous les ordres de diffraction, cette matrice n'est pas unitaire.

Dans les simulations présentées dans cette section, les miroirs ont pour coefficient de réflexion $R_1 = 0{,}8$ et $R_2 \simeq 1$, donc la finesse de la cavité est de 28. L'indice de réfraction de la cavité est $n_0' = 2,8$, ce qui correspond à l'indice du CdMnTe. La longueur de la cavité est de l'ordre de 10 μm, le réseau a un pas $\Lambda = 2$ μm, ce qui correspond à un angle de Bragg $\theta_B = 5°$. Son efficacité hors cavité est $\rho_g = 10^{-4}$. Le réseau est placé au milieu de la cavité amplificatrice (de coefficient de gain g). La cavité est accordée pour un faisceau de lecture à l'incidence de Bragg, de longueur d'onde $\lambda_0 = 1$ μm. Dans toute l'étude qui suit, on s'intéresse aux faisceaux diffractés-réfléchis.

La figure 2.2.2 représente la variation des efficacités de diffraction en réflexion (rapport entre l'intensité diffractée-réfléchie et l'intensité incidente) des différents ordres de diffraction en fonction de l'écart au seuil laser $x = 1 - \frac{g}{g_s}$. Le faisceau incident est à la fois à l'incidence de Bragg et résonnant dans la cavité. Le cas $x = 1$ représente le cas où il n'y a pas de gain dans la cavité. On remarque que le rapport signal sur bruit, défini par le rapport entre l'intensité diffractée-réfléchie dans l'ordre -1 et celle diffractée-réfléchie dans les autres ordres, est toujours supérieur à 10^2, ce qui indique qu'il s'agit de diffraction en régime de Bragg. Lorsque le point de fonctionnement se rapproche du seuil laser, il y a augmentation du rapport signal sur bruit et de l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1. On remarque aussi que, pour

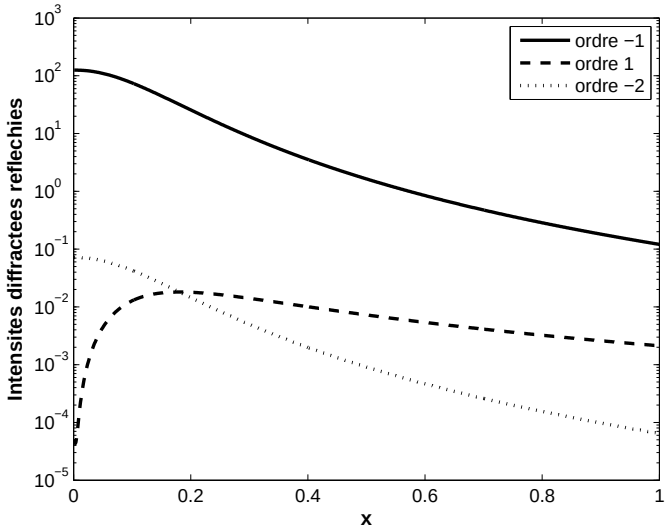


FIG. 2.2.2 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion des ordres -1 (trait plein), $+1$ (traits tiretés) et -2 (pointillés) en fonction de l'écart au seuil laser x.

une valeur de $x \simeq 0,2$, les efficacités de diffraction des ordres $+1$ et -2 s'inversent : l'ordre -2 devient plus fort que l'ordre $+1$ car son intensité est proportionnelle à celle de l'ordre -1 (il provient de la diffraction de l'ordre -1) et l'augmentation des efficacités des ordres -1 et -2 se fait au détriment de celle de l'ordre $+1$. Enfin, l'efficacité de diffraction en réflexion de l'ordre -1 est très largement augmentée par l'insertion du réseau dans la cavité : pour une cavité sans gain, elle vaut $0,1$ soit 1000 fois plus que pour le réseau seul, et lorsqu'on est à 95 % du seuil laser, elle vaut 10^2 soit une augmentation de 1 million par rapport au cas du réseau hors cavité. On a donc une amélioration d'un facteur 1000 due à la présence du gain dans la cavité par rapport au réseau intracavité sans gain.

On choisit maintenant d'utiliser cette cavité lorsque l'écart au seuil x égale $0,05$ (on est à 95 % du seuil laser). La figure 2.2.3 montre les variations des efficacités de diffraction des ordres -1, $+1$ et -2 en fonction de la position du réseau dans la cavité. L'efficacité de diffraction de l'ordre -1 est constante. Par contre, les ordres supérieurs présentent des minima qui sont dus à des variations de phases. Le rapport signal sur bruit est de plus de 10^3, donc le système est en régime de Bragg. Les résultats montrent que la position n'a quasiment aucune influence sur l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 et sur le régime de Bragg de la cavité.

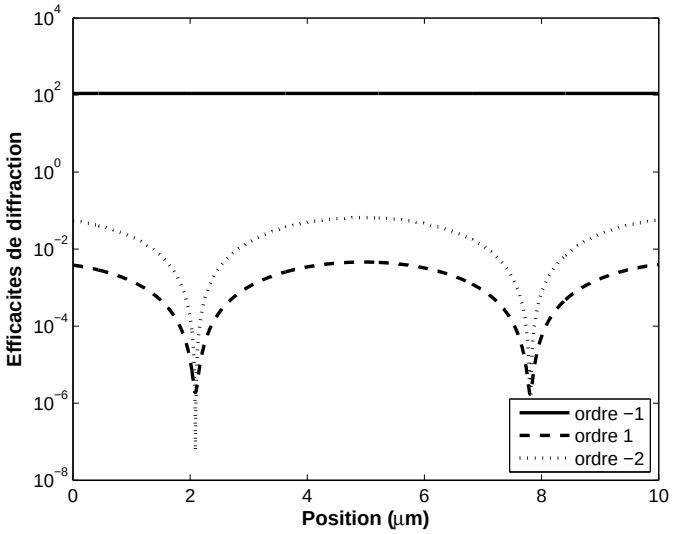


FIG. 2.2.3 – Variation de l'efficacité de diffraction des ordres -1 (trait plein), $+1$ (traits tiretés) et -2 (pointillés) en fonction de la position du réseau dans la cavité.

La figure 2.2.4 (a) montre la variation de l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 et on peut voir sur la figure 2.2.4 (b) les variations des rapports $\frac{\rho_{-1}}{\rho_{+1}}$ et $\frac{\rho_{-1}}{\rho_{-2}}$. On remarque qu'il existe une valeur de ρ_g pour laquelle on a un maximum d'efficacité de diffraction dans l'ordre -1. Le rapport entre l'ordre -1 et l'ordre $+1$ reste presque constant, car l'énergie est envoyée de la même façon par le réseau vers les ordres $+1$ et -1 et seul le Fabry-Pérot fait la différence. Le rapport entre les ordres -1 et -2 varie comme ρ_g car l'ordre -2 ne provient que de la diffraction de l'ordre -1.

La figure 2.2.5 représente les variations des efficacités de diffraction des ordres -1, $+1$ et -2 en fonction de l'angle incident. On remarque que pour certains angles, les efficacités des ordres $+1$ et -2 deviennent supérieures à l'ordre -1 : le système n'est plus en régime de Bragg. Les maxima correspondent aux résonances Fabry-Pérot des différents ordres. La largeur à mi-hauteur du pic de l'ordre -1 est de 0,28° (soit 4,8 mrad), et pour les angles compris entre 4,54° et 5,35°, le composant fonctionne en régime de Bragg. En terme d'applications, le dispositif reste utilisable avec ses énormes qualités d'efficacité de diffraction si on prend garde de ne pas inscrire d'autres hologrammes aux angles de résonance des ordres $+1$ et -2 de chaque hologramme. Bien sûr, cela complique la tâche, mais reste relativement facile car prédictible (il faut éviter les angles de résonance Fabry-Pérot pour les ordres $+1$ et -2 de chaque réseau).

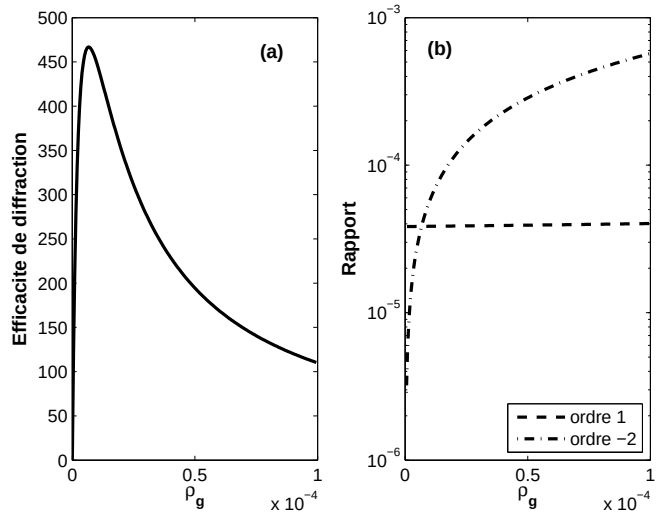


FIG. 2.2.4 – Variation de l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 (a) et rapport entre l'efficacité de l'ordre -1 et les ordres $+1$ (traits tiretés) et -2 (pointillés) (b), en fonction de l'efficacité du réseau hors cavité.

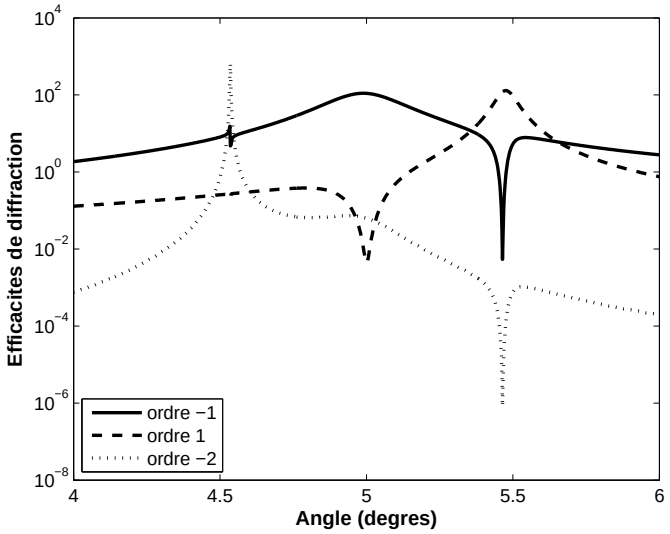


FIG. 2.2.5 – Variation de l'efficacité de diffraction des ordres -1 (traits pleins), $+1$ (traits tiretés) et -2 (pointillés) en fonction de l'angle incident.

Dans cette section, nous avons montré que les propriétés diffractives du réseau mince étaient grandement améliorées par son insertion dans une cavité Fabry-Pérot. De plus, on peut choisir les paramètres du réseau et de la cavité afin d'avoir un régime de Bragg (c'est-à-dire que les efficacités de diffraction des ordres supérieurs sont négligeables par rapport à l'ordre -1). Ces avantages sont très importants en vue d'applications au traitement de l'information optique. Toutefois, ce cas idéal d'un réseau infiniment mince ne saurait correspondre exactement à la réalité. Dans la section suivante, nous étudions le cas général d'un réseau d'épaisseur finie inséré dans une cavité étendue.

2.3 Réseau d'épaisseur finie en cavité étendue [Mor06b]

Dans cette section, nous considérons le cas d'un réseau d'épaisseur finie inséré dans une cavité Fabry-Pérot de longueur L supérieure à l'épaisseur L_g du réseau. Le réseau est placé à une distance l_1 du miroir avant et à une distance l_2 du miroir arrière ($l_2 = L - l_1 - L_g$). Les miroirs avant et arrière de la cavité ont pour coefficient de réflexion en intensité R_1 et R_2 respectivement. Le milieu inséré dans la cavité est amplificateur de coefficients de gain g dans les zones de longueurs l_1 et l_2 ne comportant pas de réseau et g' dans la zone de longueur L_g contenant le réseau. Le dispositif est représenté sur la figure 2.3.1. La longueur d'onde du faisceau incident est λ_0 dans le vide.

Le principe de calcul est le même que celui de la section précédente. Pour permettre une résolution analytique simple, on ne considère ici que les ordres 0 (onde transmise ou réfléchie) et -1 de diffraction (onde diffractée) supposant que le dispositif se comporte en régime de Bragg. Les matrices qui décrivent le système sont donc des matrices de dimension 4×4. Les matrices de réflexion et de propagation sont réalisées de la même façon que dans la section précédente. La matrice de diffraction, quant à elle, est déterminée à partir des équations de la partie 2.1.

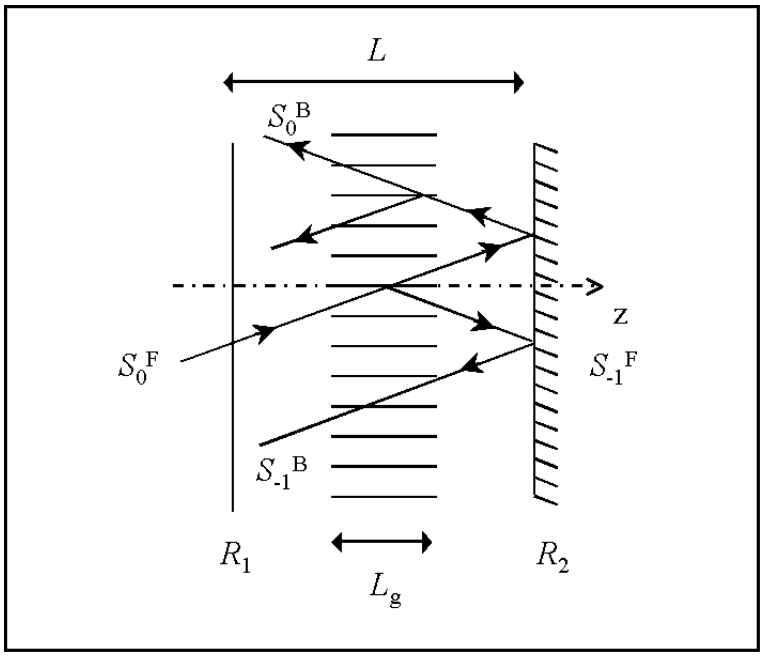


FIG. 2.3.1 – Schéma d'un réseau épais d'épaisseur L_g et de période $\Lambda = 2\pi/K$ inséré dans une cavité Fabry-Pérot de longueur L.

2.3.1 Matrice de diffraction

On cherche la matrice D telle que :

$$\begin{pmatrix} S_{-1}^F(0) \\ S_0^F(0) \\ S_{-1}^B(0) \\ S_0^B(0) \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} S_{-1}^F(L_g) \\ S_0^F(L_g) \\ S_{-1}^B(L_g) \\ S_0^B(L_g) \end{pmatrix} \tag{2.54}$$

D'après la partie 2.1 et en utilisant les mêmes notations, on peut écrire :

$$S_0^F(z) = \left(A_F^+ \exp(r^+ z) + A_F^- \exp(r^- z)\right) \exp(ik' \cos\theta z) \tag{2.55}$$

$$\begin{aligned} S_{-1}^F(z) = & -\frac{i\lambda \cos\theta}{\pi \Delta n} \left[\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A_F^+ e^{r^+ z} + \left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A_F^- e^{r^- z}\right] \\ & \times \exp(-i\Delta k z) \exp(ik' \cos\theta' z) \end{aligned} \tag{2.56}$$

$$S_0^B(z) = \left(A_B^+ \exp(-r^- z) + A_B^- \exp(-r^+ z)\right) \exp(-ik' \cos\theta z) \tag{2.57}$$

$$\begin{aligned} S_{-1}^B(z) = & -\frac{i\lambda \cos\theta}{\pi \Delta n} \left[\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A_B^+ e^{-r^- z} + \left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) A_B^- e^{-r^+ z}\right] \\ & \times \exp(i\Delta k z) \exp(-ik' \cos\theta' z) \end{aligned} \tag{2.58}$$

En notation matricielle, on a alors, pour les amplitudes des ondes en $z = 0$:

$$\begin{pmatrix} S_{-1}^F(0) \\ S_0^F(0) \\ S_{-1}^B(0) \\ S_0^B(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & a_{34} \\ 0 & 0 & a_{43} & a_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_F^+ \\ A_F^- \\ A_B^+ \\ A_B^- \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

où les coefficients de la matrice A sont donnés par :

$$a_{11} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) \tag{2.60}$$

$$a_{12} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) \tag{2.61}$$

$$a_{21} = a_{22} = 1 \tag{2.62}$$

$$a_{33} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) \tag{2.63}$$

$$a_{34} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) \tag{2.64}$$

$$a_{43} = a_{44} = 1 \tag{2.65}$$

De même, on a, pour les amplitudes des ondes en $z = L_g$:

$$\begin{pmatrix} S_{-1}^F(L_g) \\ S_0^F(L_g) \\ S_{-1}^B(L_g) \\ S_0^B(L_g) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} & b_{34} \\ 0 & 0 & b_{43} & b_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_F^+ \\ A_F^- \\ A_B^+ \\ A_B^- \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

où les coefficients de la matrice B sont donnés par :

$$b_{11} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) e^{r^+ L_g} e^{-i\Delta k L_g} e^{ik' L_g \cos\theta'} \tag{2.67}$$

$$b_{12} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) e^{r^- L_g} e^{-i\Delta k L_g} e^{ik' L_g \cos\theta'} \tag{2.68}$$

$$b_{21} = e^{r^+ L_g} e^{ik' L_g \cos\theta} \tag{2.69}$$

$$b_{22} = e^{r^- L_g} e^{ik' L_g \cos\theta} \tag{2.70}$$

$$b_{33} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^- + \frac{k''}{\cos\theta}\right) e^{-r^- L_g} e^{i\Delta k L_g} e^{-ik' L_g \cos\theta'} \tag{2.71}$$

$$b_{34} = -\frac{i\lambda\cos\theta}{\pi\Delta n}\left(r^+ + \frac{k''}{\cos\theta}\right) e^{-r^+ L_g} e^{i\Delta k L_g} e^{-ik' L_g \cos\theta'} \tag{2.72}$$

$$b_{43} = e^{-r^- L_g} e^{-ik' L_g \cos\theta} \tag{2.73}$$

$$b_{44} = e^{-r^+ L_g} e^{-ik' L_g \cos\theta} \tag{2.74}$$

Finalement, la matrice D est égale au produit $A.B^{-1}$.

Dans le cas d'un réseau d'indice infiniment mince, on a montré que le système se comportait en régime de Bragg. Pour le réseau d'indice épais occupant toute la cavité, on a défini un critère sur l'épaisseur (voir section 1.2.3) pour obtenir un régime de Bragg : il faut que la longueur soit supérieure à $\frac{1-r_1}{1+r_1}\frac{10n_0\Lambda^2}{2\pi\lambda_0}$. Nous appliquons ici ce critère aux cas des réseaux d'indice ou de gain d'épaisseurs intermédiaires dans des cavités amplificatrices. Il est vérifié dans le cas d'une cavité de longueur 10 μm, de coefficients de réflexion en intensité $R_1 = 0{,}8$ et $R_2 \simeq 1$, de pas de réseau $\Lambda = 2$ μm et pour un faisceau incident de longueur d'onde $\lambda_0 = 1$ μm. C'est ce cas que nous allons considérer dans les sections suivantes.

2.3.2 Réseau d'indice dans un milieu amplificateur

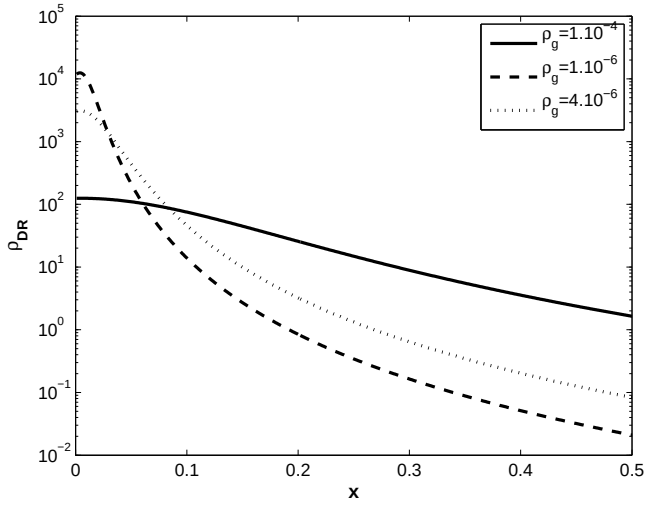


FIG. 2.3.2 – Variation de l'efficacité de diffraction d'un réseau d'épaisseur $L_g = 1$ μm inséré dans une cavité, en fonction de l'écart au seuil laser x pour différentes valeurs de l'efficacité de diffraction ρ_g du réseau seul.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au cas d'un réseau d'indice inséré dans un milieu amplificateur. Le coefficient de gain du milieu intracavité et celui du réseau sont égaux. Comme dans la partie 2.1, on définit le paramètre ν tel que :

$$\nu = \frac{\pi \Delta n' L_g}{\lambda_0 \cos\theta_B} \tag{2.75}$$

La figure 2.3.2 montre les variations de l'efficacité de diffraction en fonction de l'écart au seuil laser $x = 1 - \frac{g}{g_s}$, pour un réseau d'épaisseur $L_g = 1$ μm. On remarque qu'on obtient la même courbe que pour le cas du réseau infiniment mince : la courbe 2.2.2 et la courbe en trait plein de la figure 2.3.2 sont superposables. Ce résultat justifie l'approximation faite dans la partie 2.2. Mieux encore, les calculs montrent que, en ce qui concerne l'efficacité de diffraction, l'approximation "réseau mince" ou réseau emplissant complètement la cavité sont équivalentes. On obtient exactement les mêmes résultats quelle que soit l'épaisseur du réseau si on garde le paramètre ν (c'est-à-dire le produit $\Delta n' L$) constant. On a donc également le même comportement que pour un réseau épais remplissant la cavité : il existe une valeur de ρ_g optimum pour une valeur de x donné, le maximum d'efficacité est obtenu au seuil laser, et les valeurs de ρ_g les plus faibles donnent de meilleures efficacités à proximité du seuil laser.

Sur la figure 2.3.3 est représentée la variation angulaire de l'efficacité de diffraction en fonction de l'écart angulaire à la résonance de Bragg, pour différentes valeurs de L_g. On a choisi de prendre Δn constant et égal à $3{,}2.10^{-4}$, ce qui correspond à un réseau d'efficacité $\rho_g = 1.10^{-4}$ quand son épaisseur vaut L. L'écart au seuil laser est $x = 0,05$. On remarque que plus l'épaisseur du réseau est grande, plus le pic angulaire s'élargit : le dispositif est moins sélectif. Ceci est dû au fait que, quand on augmente l'épaisseur du réseau, on augmente le coefficient ν. On a le même comportement que pour la courbe 2.1.5.

Le résultat primordial est que, si le paramètre ν est constant, le réseau intracavité a le même comportement angulaire et par rapport au seuil laser quelle que soit son épaisseur (d'une épaisseur infiniment mince à la longueur de la cavité). Ce paramètre est donc très important pour l'étude de tels réseaux.

2.3.3 Réseau de gain dans un milieu amplificateur

Nous nous intéressons maintenant au cas d'un réseau de gain dans un milieu amplificateur. Le coefficient de gain de la cavité et celui du réseau sont égaux.

Comme dans la partie 2.1, on définit le paramètre γ tel que :

$$\gamma = \frac{\pi \Delta n'' L_g}{\lambda_0 \cos \theta_B} \tag{2.76}$$

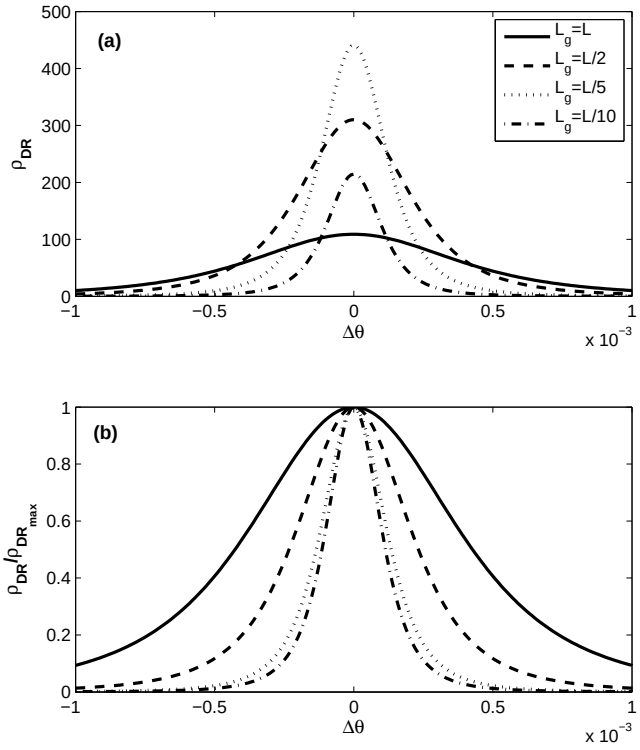


FIG. 2.3.3 – Variation de l'efficacité de diffraction (a) et de l'efficacité normalisée (b) d'un réseau d'épaisseur finie inséré dans une cavité, en fonction de l'écart à l'angle de Bragg pour différentes valeurs de l'épaisseur du réseau seul.

Comme pour le réseau d'indice, on obtient exactement les mêmes résultats quelle que soit l'épaisseur du réseau si on garde le paramètre γ (c'est-à-dire le produit $\Delta n'' L$) constant.

Sur la figure 2.3.4 nous avons reporté, en échelle logarithmique, la variation de l'efficacité en fonction de l'écart au seuil laser, à la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot, pour différentes valeurs de γ.

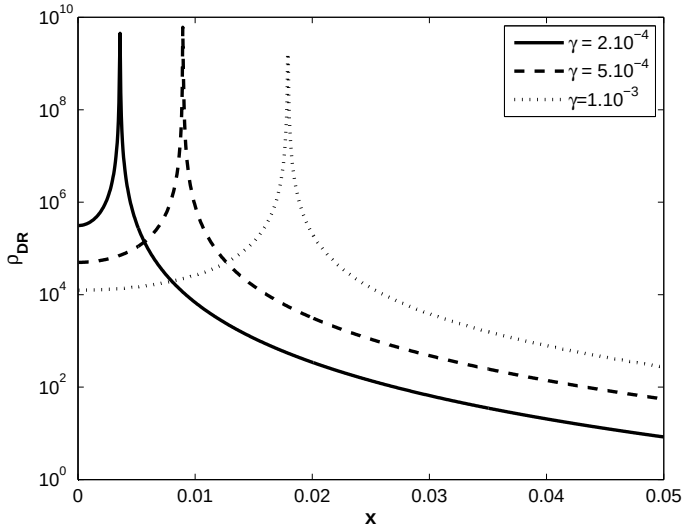


FIG. 2.3.4 – Variation de l'efficacité de diffraction d'un réseau d'épaisseur $L_g = 1$ μm inséré dans une cavité, en fonction de l'écart au seuil laser x pour différentes valeurs de γ.

On peut faire les mêmes remarques que pour le réseau remplissant la cavité : il existe une valeur de x pour laquelle l'efficacité de diffraction devient infinie. Plus γ est petit, plus la position de la divergence de l'efficacité de diffraction se rapproche du seuil laser. On a donc intérêt à choisir des valeurs de γ grandes afin de s'éloigner du seuil laser et d'éviter ainsi la compétition de l'émission spontanée amplifiée.

La figure 2.3.5 montre la variation angulaire de l'efficacité de diffraction par rapport à l'angle de Bragg, pour différentes valeurs de l'épaisseur du réseau. On a choisi de fixer $\Delta n'' = 6,3.10^{-5}$, ce qui correspond à $\gamma = 2.10^{-3}$ lorsque le réseau remplit la cavité. L'écart au seuil laser est $x = 0,05$. Comme attendu, la sélectivité et l'efficacité deviennent meilleures lorsqu'on augmente l'épaisseur du réseau, jusqu'à une efficacité de plus de 3200 lorsque le réseau occupe toute la cavité.

Comme dans le cas des réseaux d'indice, le résultat le plus intéressant est que le réseau intracavité a le même comportement angulaire et par rapport

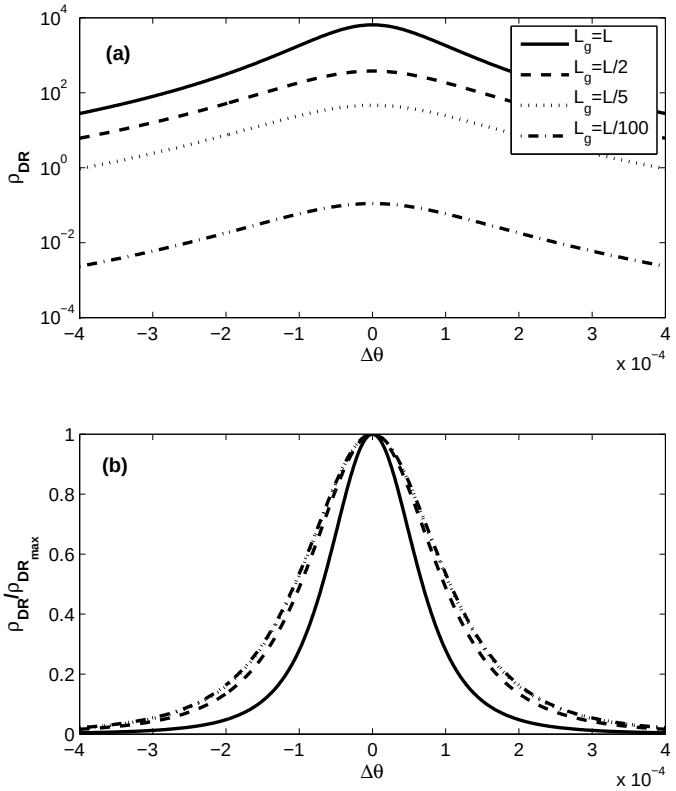


FIG. 2.3.5 – Variation de l'efficacité de diffraction (a) et de l'efficacité normalisée (b) d'un réseau d'épaisseur finie inséré dans une cavité, en fonction de l'écart à l'angle de Bragg pour différentes valeurs de l'épaisseur du réseau.

au seuil laser quelle que soit son épaisseur (d'une épaisseur infiniment mince à la longueur de la cavité) si le paramètre γ reste constant.

2.3.4 Réseau de gain dans un milieu transparent (cas des puits quantiques)

Nous allons maintenant nous intéresser au cas particulier des puits quantiques : le milieu intracavité n'est ni amplificateur ni absorbant ($g = 0$), la seule partie amplificatrice est celle où il y a le réseau ($g' \neq 0$). Si on considère une transition excitonique, le réseau est un réseau de gain pur ($\Delta n' = 0$). Pour des raisons simplificatrices, nous n'avons pas tenu compte des interfaces entre le réseau et le milieu intracavité. En toute rigueur, il faudrait rajouter des matrices qui modélisent les réflexions et transmissions à travers ces interfaces, puisqu'il n'y a pas le même indice complexe dans le réseau et dans le milieu intracavité. On a choisi de prendre la même partie réelle de l'indice pour ces deux milieux, ce qui fait que ces matrices de passage peuvent être considérées comme la matrice identité.

Les miroirs de la cavité ont pour coefficient en intensité $R_1 = 0,8$ et $R_2 \simeq 1$. L'indice du milieu est $n'_0 = 2,824$ et la longueur de la cavité est $L = 10$ μm. L'épaisseur du réseau est $L_g = 100$ Å. L'onde incidente a une longueur d'onde égale à 1 μm. On redéfinit la valeur de g_s comme étant celle pour laquelle $1 - R_1 R_2 \exp(2 g_s L_g) = 0$, puisque la seule partie amplificatrice est celle contenant le réseau. Cela permet d'avoir des valeurs de g' très importantes à proximité du seuil laser.

Nous avons représenté sur la figure 2.3.6 les variations de l'efficacité de diffraction, en échelle logarithmique, en fonction de l'écart au seuil laser, pour différentes valeurs du paramètre γ. On observe le même type de courbes que dans le cas d'un réseau de gain inséré dans une cavité amplificatrice : il existe une valeur x_d de x pour laquelle il y a des efficacités infinies pour un γ donné et cette valeur est d'autant plus élevée que γ est important. Il est très intéressant de pouvoir utiliser le système à proximité de cette divergence. Les courbes sont identiques lorsqu'on change l'épaisseur du réseau si on considère γ constant.

La figure 2.3.7 représente la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de l'écart à l'incidence de Bragg, pour différentes valeurs de l'écart au seuil laser x. Comme pour le cas d'un réseau remplissant la cavité, on observe que lorsqu'on diminue l'écart au seuil laser, la sélectivité et l'efficacité sont grandement améliorées, pour des valeurs de x supérieures à x_d (ici, $x_d \simeq 0,14$). Pour des valeurs inférieures à x_d, on a dédoublement du pic

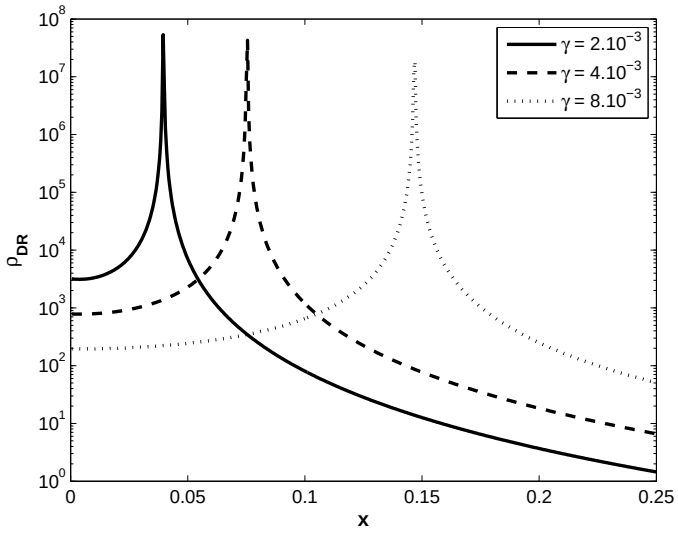


FIG. 2.3.6 – Variation de l'efficacité de diffraction d'un réseau d'épaisseur $L_g = 100$ Å inséré dans une cavité, en fonction de l'écart au seuil laser x pour différentes valeurs de γ.

de Bragg. On obtient donc exactement le même comportement que pour le réseau remplissant toute la cavité.

Le paramètre important ici est la valeur de $g(L - L_g) + g'L_g$, puisqu'on a vu que le réseau dans une cavité sans gain se comporte de la même façon qu'un réseau dans une cavité amplificatrice, si le produit $g'L_g$ du système étudié dans cette section est égal à gL (ou $g(L - L_g) + g'L_g$) dans le cas du gain réparti dans la cavité.

On a donc montré que dans le cas d'un réseau d'indice ou de gain, d'épaisseur finie, inséré dans une cavité amplificatrice de même coefficient de gain g, on a les mêmes résultats que pour un réseau remplissant toute la cavité. On peut donc exploiter un matériau non-linéaire d'épaisseur donnée en configuration intracavité et bénéficier de l'exaltation importante des propriétés diffractives, même si l'épaisseur de l'échantillon n'est pas résonnante, puisqu'il suffit alors d'ajuster l'épaisseur de la cavité.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé plusieurs calculs permettant de déterminer les propriétés d'un réseau intracavité. Nous avons montré que nous pouvions obtenir les mêmes résultats avec un réseau d'épaisseur finie

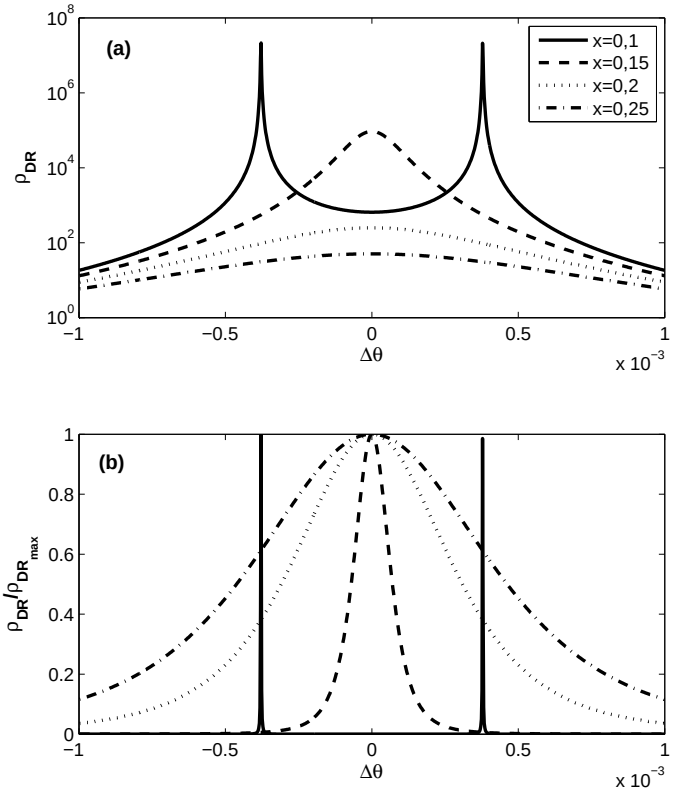


FIG. 2.3.7 – (a) Variation de l'efficacité de diffraction d'un réseau d'épaisseur $L_g = 100$ Å inséré dans une cavité de longueur 10 μm, en fonction de l'écart à l'angle de Bragg pour différentes valeurs de l'écart au seuil et (b) valeurs de cette efficacité normalisée. Le paramètre γ vaut 0,008 et $x_d \simeq 0,14$.

inséré dans une cavité de longueur supérieure à l'épaisseur du réseau, qu'avec le même réseau inséré dans une cavité de même longueur (mais toujours résonnante). Ceci permet donc plus de souplesse sur l'épaisseur de l'échantillon non linéaire contenant le réseau, seule la cavité devant être résonnante pour l'onde de lecture.

Dans le cas des réseaux d'indice pur, nous avons montré qu'on pouvait obtenir le maximum d'efficacité à l'incidence de Bragg, pour une valeur de la modulation d'indice qui dépend de la distance au seuil laser. Par contre, la sélectivité angulaire est d'autant plus grande que l'on s'approche du seuil. Un compromis doit donc être trouvé entre ces deux paramètres en fonction de l'application visée.

Dans le cas des réseaux de gain pur, l'efficacité de diffraction diverge pour une distance au seuil laser qui dépend de la modulation de gain. Si l'on se place à une distance au seuil supérieure à cette valeur, le maximum d'efficacité est obtenu à l'incidence de Bragg, il est d'autant plus grand que la modulation de gain est importante, ce qui correspond également aux conditions d'obtention des meilleures sélectivités angulaires. Si la distance au seuil est plus petite que celle donnant lieu à la divergence de l'efficacité de diffraction, apparaissent deux maxima qui correspondent à des incidences symétriques par rapport à l'angle de Bragg et qui sont d'autant plus éloignés que l'on s'approche du seuil laser.

Nous avons montré que les paramètres significatifs sont le produit de la modulation d'indice par l'épaisseur du réseau pour les réseaux d'indice, et le produit de la modulation de gain par l'épaisseur du réseau pour les réseaux de gain. Un troisième paramètre est le produit gL qui permet de situer le seuil laser : on obtient les mêmes résultats si le gain est réparti dans la cavité ou s'il est entièrement compris dans le réseau.

Enfin, nous avons montré que le régime de Bragg était possible pour des réseaux minces intracavité, aussi mince la cavité soit-elle. On sait qu'il est possible aussi pour des réseaux emplissant entièrement le Fabry-Pérot, mais pour une longueur suffisante de la cavité. Il reste donc à trouver le passage entre ces deux conditions en fonction de la longueur de la cavité.

Chapitre 3

Étude expérimentale des réseaux de gain intracavité

Dans ce chapitre, nous décrivons les expériences faites sur un échantillon de Nd:YVO_4, milieu amplificateur à quatre niveaux d'énergie. Nous commençons par donner les caractéristiques de l'échantillon utilisé. Nous explicitons la direction des ondes dans notre cas particulier, puis nous nous attardons sur le dispositif expérimental (les lasers, les dispositifs d'écriture et de lecture). Enfin nous décrivons les résultats obtenus et nous les comparons avec la théorie développée dans le chapitre 2.

3.1 Caractéristiques de l'échantillon de Nd:YVO_4

Les expériences décrites dans ce chapitre ont été effectuées avec un échantillon de Nd:YVO_4 (vanadate d'yttrium dopé néodyme) de surface 3x3 mm^2 et d'épaisseur 1 mm. Cet échantillon a un pourcentage de dopage de 1% en Néodyme et il est taillé en coupe a. L'indice ordinaire de réfraction du matériau vaut $n_o = 1{,}94$ et l'indice extraordinaire vaut $n_e = 2{,}14$. Les faces de l'échantillon ont un traitement réfléchissant : les coefficients de réflexion sont respectivement pour la face avant et la face arrière $R_1 = 95\%$ et $R_2 \geq 99,8\%$ pour la longueur d'onde laser $\lambda_s = 1064{,}3$ nm. La transmission des miroirs est supérieure à 95% pour la longueur d'onde d'excitation $\lambda_p = 810$ nm. La finesse théorique calculée à partir des valeurs R_1 et R_2 est de 118. La bande spectrale de gain est égale à 0,96 nm autour de 1064,3 nm. Un faisceau à une longueur d'onde proche de celle de l'émission laser nous servira de faisceau sonde (ou de lecture) tandis qu'un faisceau de longueur d'onde égale à celle d'excitation nous servira de faisceau pompe (ou d'écriture).

3.1.1 Étude de la cavité Fabry-Pérot

La première étape pour la caractérisation de cet échantillon est de déterminer les modes du Fabry-Pérot pour la longueur d'onde du faisceau de lecture. On cherche donc à observer ces modes en fonction de l'angle du faisceau. On utilise un laser YAG qui émet à 1064,15 nm, longueur d'onde assez proche de la longueur d'onde théorique d'émission laser.

Comme le cristal est biréfringent, il faut commencer par repérer ses axes propres. On place un polariseur en sortie du laser pour s'assurer de la polarisation du faisceau incident. Ensuite on place derrière l'échantillon un analyseur de direction de polarisation perpendiculaire à celle du polariseur et on cherche les positions de l'échantillon (en le tournant par rapport à l'axe du faisceau) pour lesquelles on a extinction de la transmission pour tous les angles d'incidence. On repère ainsi les deux axes propres du cristal, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre. Pour chacun de ces axes, on mesure la transmission en fonction de l'angle du faisceau incident. Pour changer l'angle d'incidence, on ne change pas la position du faisceau, mais on incline l'échantillon vers le plan horizontal. On obtient les figures 3.1.1 et 3.1.2, avec un faisceau incident focalisé sur l'échantillon sur un diamètre égal à 250 μm.

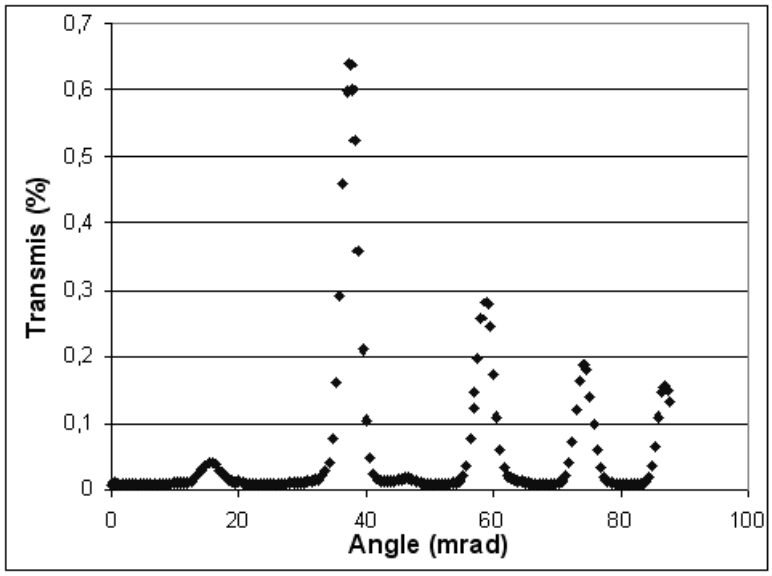


FIG. 3.1.1 – Transmission et modes du Fabry-Pérot sur l'axe ordinaire du cristal

À partir de la position des pics de transmission présents sur ces courbes, on peut déduire les valeurs expérimentales des indices et ainsi reconnaître

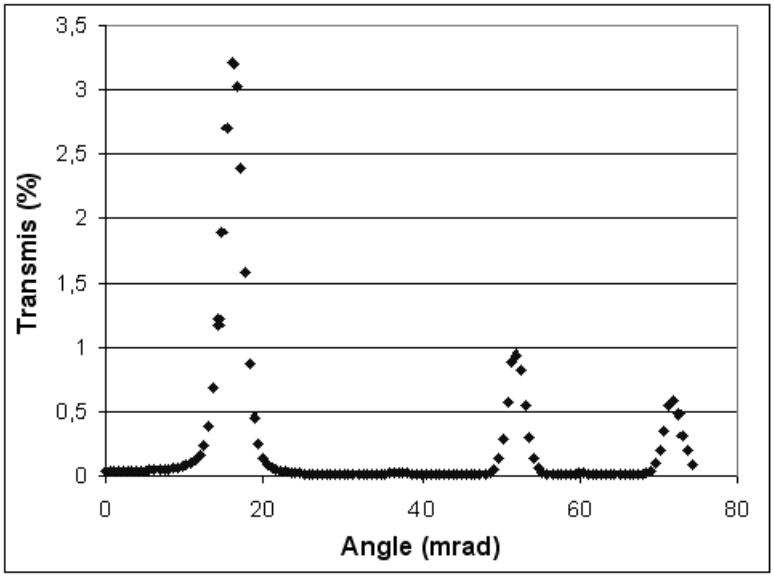


FIG. 3.1.2 – Transmission et modes du Fabry-Pérot sur l'axe extraordinaire du cristal

l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire. On trouve les valeurs suivantes : $n_o = 1,95$ et $n_e = 2,14$ ("o" pour ordinaire, "e" pour extra-ordinaire), la courbe de la figure 3.1.1 représentant le cas de l'axe ordinaire, et la courbe de la figure 3.1.2 représentant le cas de l'axe extra-ordinaire. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs théoriques données par le fabricant.

À partir de ces courbes de transmission, on peut évaluer une finesse effective de la cavité. En effet, on peut écrire la relation suivante sur la finesse $\mathcal{F}$:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\phi}{\delta\phi} \tag{3.1}$$

où $\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\, 2ne\cos\theta$ représente le déphasage entre deux rayons successifs (θ est l'angle d'incidence). $\Delta\phi$ représente l'écart en déphasage entre deux maxima de transmission et $\delta\phi$ la largeur à mi-hauteur des pics de résonance. On trouve une finesse de l'ordre de 15, ce qui est très inférieur à la valeur théorique calculée à partir des réflectivités des miroirs de la cavité ($\mathcal{F} = 118$). On explique cette différence par le fait que le faisceau est focalisé dans la cavité : la taille du faisceau, relativement petite, implique que le recouvrement des allers et retours successifs du faisceau dans la cavité n'est pas parfait. Pour un angle de 20 mrad par exemple, le décalage est d'environ 300 μm (soit 1,5

fois la taille du faisceau) pour quinze allers-retours dans la cavité. Notons que ce problème justifie aussi la décroissance de l'amplitude des maxima de transmission lorsque l'angle augmente. L'influence de la divergence du faisceau gaussien est, à cette échelle, totalement négligeable.

Un facteur important pour les modes du Fabry-Pérot est la température. En effet, on a pu remarquer une grande différence sur la position angulaire du mode suivant la température du laboratoire. D'après la dépendance en température donnée par la documentation, on obtient la courbe de la figure 3.1.3, où nous avons reporté, en fonction de la variation de la température, la variation de la position angulaire du mode du Fabry-Pérot pour des modes initiaux à 9 mrad et 16 mrad respectivement. On remarque qu'une variation de 2°C donne une variation supérieure à 1 mrad dans un cas et de l'ordre de 2 mrad dans l'autre. En fait, expérimentalement, on a pu obtenir un mode entre 9,8 et 16 mrad.

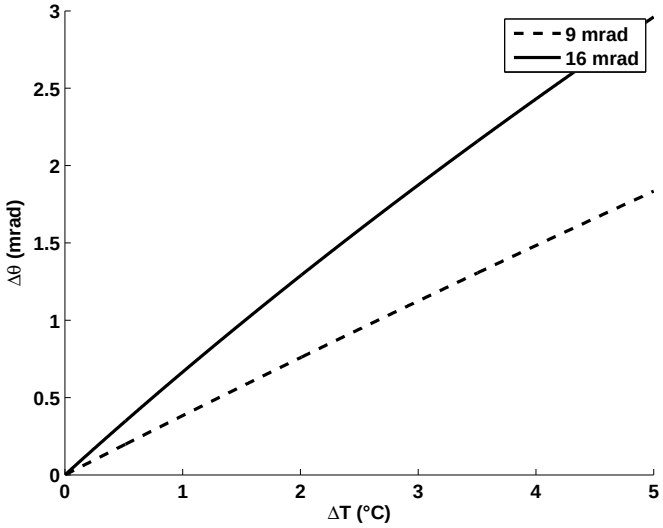


FIG. 3.1.3 – Variation angulaire du mode du Fabry-Pérot en fonction de la variation en température, pour un mode à 9 mrad (en trait plein) et un mode à 16 mrad (en trait pointillé)

Nous venons d'expliciter les caractéristiques de la cavité à la longueur d'onde de sonde, nous pouvons maintenant nous intéresser au pompage optique du matériau par une source lumineuse de longueur d'onde différente.

3.1.2 Pompage de la transition laser

On cherche tout d'abord à déterminer de façon précise la longueur d'onde d'excitation. On réalise la courbe de transmission de l'échantillon (voir figure 3.1.4) à l'aide d'un laser Titane-Saphir accordable en fréquence pompé par un laser YAG continu doublé en fréquence. On fait varier la longueur d'onde entre 795 nm et 825 nm.

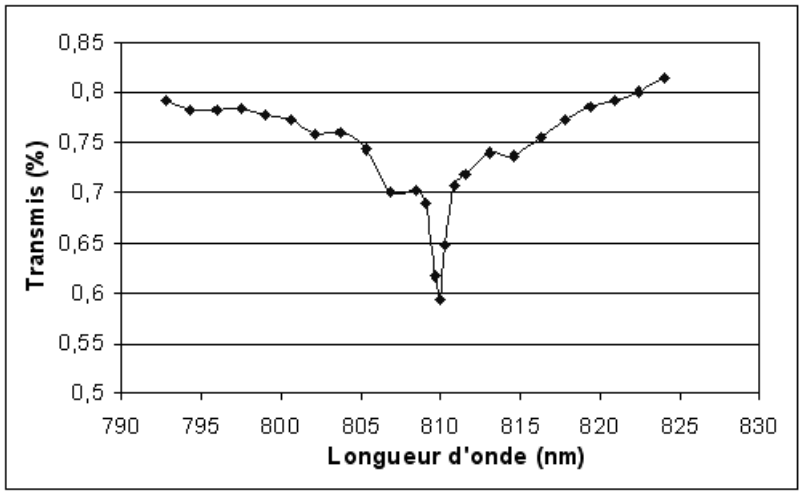


FIG. 3.1.4 – Courbe de transmission de l'échantillon de Nd:YVO_4

On observe sur la figure 3.1.4 que le minimum de transmission est obtenu à la longueur d'onde de 810 nm, ce qui est en accord avec les caractéristiques du fabricant. C'est cette valeur que nous utiliserons pour le faisceau pompe.

On cherche ensuite à obtenir un effet laser dans le cristal, en l'éclairant par le laser Titane-Saphir à la longueur d'onde de 810 nm, et à déterminer le seuil d'émission laser. Le diamètre du faisceau incident a été mesuré et est de l'ordre de 340 μm. On observe la courbe de la figure 3.1.5.

On observe très nettement un effet laser pour une puissance incidente supérieure à 200 mW. On peut définir l'intensité du seuil laser par le rapport entre la puissance incidente nécessaire à l'observation de l'effet laser et la surface de l'échantillon éclairée par le faisceau. Ici on obtient une intensité de 55 W/cm^2.

D'après la documentation du fabricant, l'échantillon émet un faisceau laser suivant une polarisation privilégiée : la polarisation extra-ordinaire. On vérifie

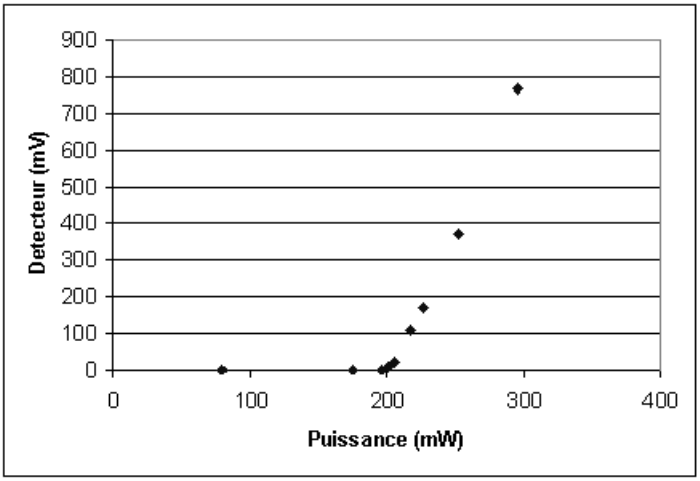


FIG. 3.1.5 – Effet laser dans le Nd:YVO_4 pour un faisceau incident de longueur d'onde $\lambda = 810$ nm et de diamètre 340 μm

que lorsque la polarisation de la sonde à 1064 nm est extra-ordinaire, on observe bien une amplification de celle-ci lorsqu'elle traverse l'échantillon. Par contre, lorsque la sonde est polarisée suivant l'axe ordinaire, on ne mesure aucune amplification.

Cette partie a permis de déterminer de façon précise la longueur d'onde de pompe, ainsi que l'orientation du cristal pour avoir amplification du faisceau de sonde. On va maintenant regarder la direction des différents vecteurs d'onde entrant en jeu dans le réseau de gain intracavité créé par l'interférence de deux faisceaux de pompe, dans une configuration plus générale que celle planaire du chapitre 2.

3.2 Direction des ondes dans la diffraction de Bragg intracavité non coplanaire

On appelle le faisceau qui est diffracté à l'aller et réfléchi sur le miroir arrière *le faisceau diffracté-réfléchi* et on appelle le faisceau diffracté par le réseau au retour, après réflexion du faisceau de lecture sur le miroir arrière, *le faisceau réfléchi-diffracté.* Dans le cas de la modélisation du chapitre 2, ces deux faisceaux sont confondus. Avant d'étudier les propriétés diffractives du réseau, il convient de déterminer si les directions du diffracté-réfléchi et du réfléchi-diffracté sont les mêmes. Nous allons donc déterminer les directions

des différents vecteurs d'onde, en explicitant la manière dont nous réalisons les divers accords.

On définit les différents vecteurs d'onde utilisés :

- Vecteurs d'onde extérieurs :
  - $\mathbf{k_{in}}$, pour le faisceau incident (lecture) ;
  - $\mathbf{k_{out}}$, pour le faisceau diffracté-réfléchi ;
- Vecteurs d'onde intérieurs :
  - $\mathbf{k_{RF}}$: onde incidente (lecture) ;
  - $\mathbf{k_{RB}}$: onde réfléchie ;
  - $\mathbf{k_{SF}}$: onde diffractée ;
  - $\mathbf{k_{SB}}$: onde diffractée-réfléchie.

Les indices F et B représentent les ondes dites "forward" et "backward" (aller et retour).

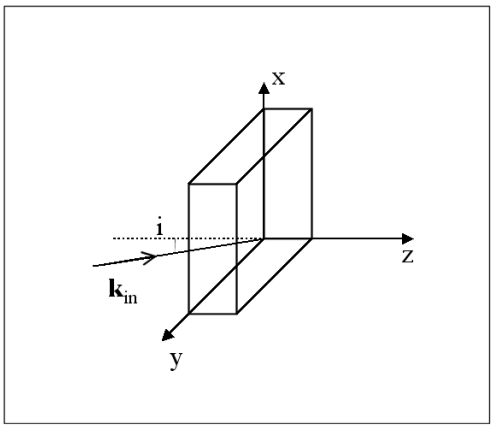


FIG. 3.2.1 – Position initiale de l'échantillon dans le repère du laboratoire

Au départ, l'échantillon est placé tel que sa face d'entrée soit parallèle au plan (xOy) (voir figure 3.2.1). On éclaire l'échantillon avec deux faisceaux dits de pompe, qui vont interférer entre eux et créer un réseau de diffraction de vecteur d'onde $\mathbf{K}$. Les deux faisceaux de pompe se trouvent dans le plan (yOz). L'onde de lecture du réseau est aussi dans le plan (yOz).

Pour réaliser l'accord de Fabry-Pérot, on tourne l'échantillon autour de l'axe y : dans la suite de ce chapitre, on appelera ce mouvement "**inclinaison**".

3.2.1 Écriture

Lorsqu'on incline l'échantillon, on modifie la propagation des ondes d'écriture dans celui-ci. On veut donc déterminer si le vecteur d'onde du réseau

créé est indépendant de l'inclinaison du cristal. Le vecteur $\mathbf{K}$ est défini par $\mathbf{K} = \mathbf{k_{e_2}} - \mathbf{k_{e_1}}$ où $\mathbf{k_{e_{1,2}}}$ sont les vecteurs d'onde des deux faisceaux d'écriture.

Les vecteurs d'onde d'écriture ont pour coordonnées dans le repère (xyz) :

$$\mathbf{k_{e_1}} = k_e \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin i_e \\ \cos i_e \end{pmatrix}_{(xyz)} \tag{3.2}$$

$$\mathbf{k_{e_2}} = k_e \begin{pmatrix} 0 \\ \sin i_e \\ \cos i_e \end{pmatrix}_{(xyz)} \tag{3.3}$$

On incline l'échantillon par rapport à l'axe y d'un angle ε, nommé "angle d'inclinaison". ε est défini comme étant l'angle entre la face avant de l'échantillon et l'axe x.

On définit le repère de l'échantillon (XYZ) tel que (voir figure 3.2.2) :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{X}} = \cos(\varepsilon)\hat{\mathbf{x}} - \sin(\varepsilon)\hat{\mathbf{z}} \\ \hat{\mathbf{Y}} = \hat{\mathbf{y}} \\ \hat{\mathbf{Z}} = \sin(\varepsilon)\hat{\mathbf{x}} + \cos(\varepsilon)\hat{\mathbf{z}} \end{cases}$$

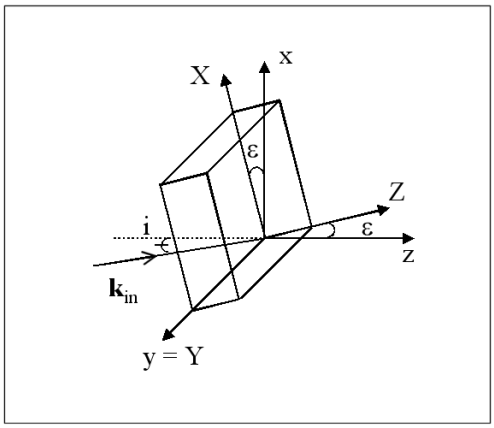


FIG. 3.2.2 – Position de l'échantillon après inclinaison

Dans ce repère, on a alors :

$$\mathbf{k_{e_{1,2}}} = k \begin{pmatrix} -\cos(i_e).\sin(\varepsilon) \\ \mp \sin i_e \\ \cos(i_e).\cos(\varepsilon) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.4}$$

Les angles $\alpha_{e_{1,2}}$ entre $\mathbf{k_{e_{1,2}}}$ et la normale à l'échantillon sont donnés par : $\cos(\alpha_{e_{1,2}}) = \cos(i_e).\cos(\varepsilon)$.

Réfraction entre l'extérieur et l'intérieur de l'échantillon : Pour déterminer la condition de réfraction à l'interface entre l'extérieur et l'échantillon, on doit encore changer de repère : on se place maintenant dans le plan $P_{1,2}$ contenant $\mathbf{k_{e_{1,2}}}$ et $\hat{\mathbf{Z}}$ (la normale à l'échantillon). On doit donc traiter séparément les deux vecteurs d'onde d'écriture.

Le plan P_1 a pour équation :$-\sin(i_e).X + \cos(i_e).\sin(\varepsilon).Y = 0$.
On change de repère, on prend le repère $(\hat{\mathbf{X}}'_{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{Y}}'_{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{Z}}'_{\mathbf{1}})$ tel que $\hat{\mathbf{Z}}'_{\mathbf{1}} = \hat{\mathbf{Z}}$, $\hat{\mathbf{X}}'_{\mathbf{1}} \in P$ et $\hat{\mathbf{Y}}'_{\mathbf{1}} = \hat{\mathbf{Z}}'_{\mathbf{1}} \wedge \hat{\mathbf{X}}'_{\mathbf{1}}$. On a :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{X}}'_{\mathbf{1}} &= \frac{1}{\sqrt{A_e}} \begin{pmatrix} \cos(i_e).\sin(\varepsilon) \\ \sin i_e \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \\ \hat{\mathbf{Y}}'_{\mathbf{1}} &= \frac{1}{\sqrt{A_e}} \begin{pmatrix} -\sin i_e \\ \cos(i_e).\sin(\varepsilon) \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \end{cases}$$

où $A_e = \cos {i_e}^2.\sin\varepsilon^2 + \sin {i_e}^2$
Dans ce repère,

$$\mathbf{k_{e_1}} = k_e \begin{pmatrix} \sin(\alpha_{e_1}) \\ 0 \\ \cos(\alpha_{e_1}) \end{pmatrix}_{(X'_1Y'_1Z'_1)} \tag{3.5}$$

avec α_{e1} défini par :

$$\begin{cases} \cos(\alpha_{e_1}) &= \cos(i_e).\cos(\varepsilon) \\ \sin(\alpha_{e_1}) &= -\sqrt{A} \end{cases} \tag{3.6}$$

Dans le repère $(\hat{\mathbf{X}}'_{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{Y}}'_{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{Z}}'_{\mathbf{1}})$, on a le réfracté :

$$\mathbf{k_{e_1R}} = k'_e \begin{pmatrix} \sin(\beta_{e_1}) \\ 0 \\ \cos(\beta_{e_1}) \end{pmatrix}_{(X'_1Y'_1Z'_1)} \tag{3.7}$$

avec $k'_e = k_e.n$ et $\sin(\beta_{e_1}) = \frac{1}{n}\sin(\alpha_{e_1})$
ce qui donne dans le repère de l'échantillon :

$$\mathbf{k_{e_1R}} = \frac{k'_e}{n} \begin{pmatrix} -\cos i_e.\sin(\varepsilon) \\ -\sin(i_e) \\ n.\cos(\beta_{e_1}) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.8}$$

De la même façon, on trouve le réfracté du deuxième faisceau de pompe :

$$\mathbf{k_{e_2R}} = \frac{k'_e}{n} \begin{pmatrix} -\cos i_e . \sin(\varepsilon) \\ \sin(i_e) \\ n . \cos(\beta_{e_2}) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.9}$$

avec $\cos(\beta_{e_2}) = \cos(\beta_{e_1})$.

Le vecteur d'onde du réseau est alors donné par :

$$\mathbf{K} = 2.k_e . \sin(i_e).\hat{\mathbf{Y}} \tag{3.10}$$

Les deux faisceaux de pompe créent donc bien un réseau de diffraction de vecteur d'onde $\mathbf{K}$ parallèle à l'axe y ($\hat{\mathbf{y}} = \hat{\mathbf{Y}}$), indépendamment de l'angle d'inclinaison de l'échantillon.

3.2.2 Lecture

On peut réaliser la condition d'accord de Bragg pour tout angle d'inclinaison. On réalise l'accord de Bragg pour l'onde de lecture en changeant l'angle i, angle défini comme étant l'angle entre le faisceau de lecture et l'axe z. Le faisceau de lecture voit un réseau de vecteur $\mathbf{K} = 2.k_e . \sin(i_e).\hat{\mathbf{y}}$. Ce vecteur est donc aussi égal à $\mathbf{K} = 2.k . \sin i.\hat{\mathbf{y}}$.

Le vecteur d'entrée du faisceau de lecture a pour coordonnées dans le repère (xyz) :

$$\mathbf{k_{in}} = k \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin i \\ \cos i \end{pmatrix}_{(xyz)} \tag{3.11}$$

On incline l'échantillon par rapport à l'axe y pour réaliser l'accord de Fabry-Pérot sur le faisceau de lecture. L'angle entre le vecteur du réseau $\mathbf{K}$ et le vecteur incident $\mathbf{k_{in}}$ est toujours le même, donc le faisceau incident réalise l'accord de Bragg.

Dans le repère de l'échantillon, on a :

$$\mathbf{k_{in}} = k \begin{pmatrix} -\cos(i) . \sin(\varepsilon) \\ -\sin i \\ \cos(i) . \cos(\varepsilon) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.12}$$

L'angle α entre $\mathbf{k_{in}}$ et la normale à l'échantillon est donné par :

$$\cos(\alpha) = \cos(i) . \cos(\varepsilon) \tag{3.13}$$

Réfraction entre l'extérieur et l'intérieur de l'échantillon : Pour déterminer la condition de réfraction à l'interface entre l'extérieur et l'échantillon, on utilise la même méthode que précédemment. On se place dans le plan P contenant $\mathbf{k_{in}}$ et $\hat{\mathbf{Z}}$.

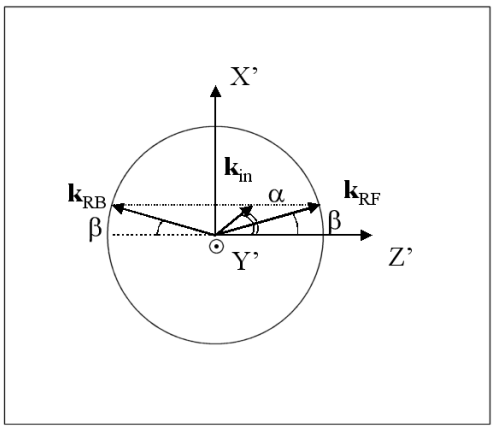


FIG. 3.2.3 – Plan P

Ce plan contient tous les faisceaux qui ne sont pas diffractés par le réseau (voir figure 3.2.3) : le faisceau incident, le faisceau réfracté de vecteur d'onde $\mathbf{k_{RF}}$, le faisceau réfléchi sur la face arrière de vecteur d'onde $\mathbf{k_{RB}}$. Ce plan a pour équation $-\sin(i).X + \cos(i).\sin(\varepsilon).Y = 0$.
On change de repère, on prend le repère $(\hat{\mathbf{X}}', \hat{\mathbf{Y}}', \hat{\mathbf{Z}}')$ tel que $\hat{\mathbf{Z}}' = \hat{\mathbf{Z}}$, $\hat{\mathbf{X}}' \in P$ et $\hat{\mathbf{Y}}' = \hat{\mathbf{Z}}' \wedge \hat{\mathbf{X}}'$. On a :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{X}}' = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{pmatrix} \cos(i).\sin(\varepsilon) \\ \sin i \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \\ \hat{\mathbf{Y}}' = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{pmatrix} -\sin i \\ \cos(i).\sin(\varepsilon) \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \end{cases}$$

où $A = \cos i^2.\sin\varepsilon^2 + \sin i^2$
Dans ce repère,

$$\mathbf{k_{in}} = k \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ 0 \\ \cos(\alpha) \end{pmatrix}_{(X'Y'Z')} \tag{3.14}$$

avec α défini par :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \cos(\alpha) & = & \cos(i).\cos(\varepsilon) \\ \sin(\alpha) & = & -\sqrt{A} \end{array} \right. \tag{3.15}$$

Dans le repère (X',Y',Z'), on a le réfracté :

$$\mathbf{k_{RF}} = k' \begin{pmatrix} \sin(\beta) \\ 0 \\ \cos(\beta) \end{pmatrix}_{(X'Y'Z')} \tag{3.16}$$

avec $k' = k.n$ et $\sin(\beta) = \frac{1}{n}\sin(\alpha)$
On a le réfléchi :

$$\mathbf{k_{RB}} = k' \begin{pmatrix} \sin(\beta) \\ 0 \\ -\cos(\beta) \end{pmatrix}_{(X'Y'Z')} \tag{3.17}$$

ce qui donne dans le repère de l'échantillon :

$$\mathbf{k_{RF}} = \frac{k'}{n} \begin{pmatrix} -\cos i.\sin(\varepsilon) \\ -\sin(i) \\ n.\cos(\beta) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.18}$$

$$\mathbf{k_{RB}} = \frac{-k'}{n} \begin{pmatrix} \cos i.\sin(\varepsilon) \\ \sin(i) \\ n.\cos(\beta) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.19}$$

Pour la diffraction, on utilise la condition du réseau sur les vecteurs d'onde.

Diffracté-réfléchi : On a la condition du réseau : $\mathbf{k_{SF}} = \mathbf{k_{RF}} + \mathbf{K}$, ce qui donne :

$$\mathbf{k_{SF}} = \frac{k'}{n} \begin{pmatrix} -\cos(i).\sin(\varepsilon) \\ \sin i \\ n.\cos\beta \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.20}$$

Après réflexion sur la face arrière, on trouve le diffracté-réfléchi :

$$\mathbf{k_{SB}} = \frac{k'}{n} \begin{pmatrix} -\cos(i).\sin(\varepsilon) \\ \sin i \\ -n.\cos\beta \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.21}$$

Réfléchi-Diffracté : On commence cette fois par la réflexion sur la face arrière, puis la diffraction. La condition de Bragg donne : $\mathbf{k_{SB2}} = \mathbf{k_{RB}} + \mathbf{K}$. On trouve alors la même chose que pour le diffracté-réfléchi : $\mathbf{k_{SB2}} = \mathbf{k_{SB}}$.

Réfraction entre l'intérieur et l'extérieur : À la sortie de l'échantillon, $\hat{\mathbf{Z}}$, $\mathbf{k_{SB}}$, $\mathbf{k_{out}}$ sont coplanaires. On se place dans le plan P' contenant $\hat{\mathbf{Z}}$ et $\mathbf{k_{SB}}$ d'équation $\sin(i).X + \cos(i).\sin(\varepsilon).Y = 0$. On change de repère : on prend le repère $(\hat{\mathbf{X}}'', \hat{\mathbf{Y}}'', \hat{\mathbf{Z}}'')$ tel que $\hat{\mathbf{Z}}'' = \hat{\mathbf{Z}}$, $\hat{\mathbf{X}}'' \in P'$ et $\hat{\mathbf{Y}}'' = \hat{\mathbf{Z}}'' \wedge \hat{\mathbf{X}}''$. On a :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{X}}'' &= \frac{1}{\sin(\alpha)} \begin{pmatrix} \cos(i).\sin(\varepsilon) \\ -\sin i \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \\ \hat{\mathbf{Y}}'' &= \frac{1}{\sin(\alpha)} \begin{pmatrix} \sin i \\ \cos(i).\sin(\varepsilon) \\ 0 \end{pmatrix}_{(XYZ)} \end{cases}$$

Dans ce repère,

$$\mathbf{k_{SB}} = k' \begin{pmatrix} \sin(\beta') \\ 0 \\ \cos(\beta') \end{pmatrix}_{(X''Y''Z'')} \tag{3.22}$$

avec β' défini par :

$$\begin{cases} \cos(\beta') &= -\cos(\beta) \\ \sin(\beta') &= -\sin(\beta) \end{cases} \tag{3.23}$$

Dans le repère (X",Y",Z"), on a le réfracté :

$$\mathbf{k_{out}} = k \begin{pmatrix} \sin(\alpha') \\ 0 \\ \cos(\alpha') \end{pmatrix}_{(X''Y''Z'')} \tag{3.24}$$

avec $k = k'/n$ et $\sin(\alpha') = n.\sin(\beta') = -\sin(\alpha)$
ce qui donne dans le repère de l'échantillon :

$$\mathbf{k_{out}} = k \begin{pmatrix} -\cos(i).\sin(\varepsilon) \\ \sin(i) \\ -\cos(\alpha) \end{pmatrix}_{(XYZ)} \tag{3.25}$$

On remarque que :

$$\mathbf{k_{out}}.\hat{\mathbf{X}} = \mathbf{k_{in}}.\hat{\mathbf{X}} \quad (3.26)$$
$$\mathbf{k_{out}}.\hat{\mathbf{Y}} = -\mathbf{k_{in}}.\hat{\mathbf{Y}} \quad (3.27)$$
$$\mathbf{k_{out}}.\hat{\mathbf{Z}} = -\mathbf{k_{in}}.\hat{\mathbf{Z}} \quad (3.28)$$

Quand on se replace dans le repère du laboratoire, on trouve :

$$\mathbf{k_{out}} = k \begin{pmatrix} -\cos(i).\sin(2.\varepsilon) \\ \sin(i) \\ -\cos(2.\varepsilon).\cos(i) \end{pmatrix}_{(xyz)} \quad (3.29)$$

On a donc montré que le diffracté-réfléchi et le réfléchi-diffracté étaient confondus lorsque le faisceau incident est en incidence de Bragg, mais que le diffracté-réfléchi ne revient pas exactement en contra-propagation du faisceau incident : il y a un décalage dû au fait qu'on incline l'échantillon.

Soulignons que l'angle i permet de réaliser l'accord de Bragg qui est conservé quand on change ε pour accorder le Fabry-Pérot.

3.3 Dispositif expérimental

Cette partie est consacrée à la description des dispositifs d'écriture et de lecture du réseau intracavité. Le dispositif de mesure est également détaillé, ainsi que la démarche adoptée pour réaliser l'expérience.

3.3.1 Lasers utilisés

Pour réaliser le montage d'inscription et de lecture du réseau de gain, nous avons utilisé des lasers différents pour l'écriture et pour la lecture. Le laser d'écriture est un laser continu Titane-Saphir avec une cavité en anneau, pompé par un laser YAG continu doublé en fréquence. Le laser Ti:Saphir est accordable en fréquence pour des longueurs d'onde comprises entre 700 et 1030 nm. Nous l'utilisons à une longueur d'onde proche de 810 nm pour avoir un maximum d'amplification dans la cavité. Comme nous l'avons vu précédemment, l'échantillon est sensible à la température. Pour éviter d'avoir des effets thermiques, nous avons donc rajouté sur le passage du faisceau un "*chopper*" : c'est une roue percée entraînée par un moteur, qui ne laisse passer le faisceau que pendant quelques instants. L'impulsion générée a une durée de 950 μs et une cadence de 25 Hz (soit une impulsion toutes les 40 ms). Cela permet de diminuer la quantité moyenne de lumière absorbée d'un facteur 44.

Le laser de lecture est un laser Nd:YAG continu en anneau. Sa largeur de raie, donnée par le constructeur, est de 10 kHz. Après vérification sur un spectroscope numérique, elle est inférieure à 0,7 Å (pouvoir de résolution de l'appareil). Il émet à la longueur d'onde de 1064,15 nm, ce qui se trouve dans la courbe de gain de l'échantillon (écart de 17% par rapport au centre de la courbe de gain de l'échantillon).

3.3.2 Écriture

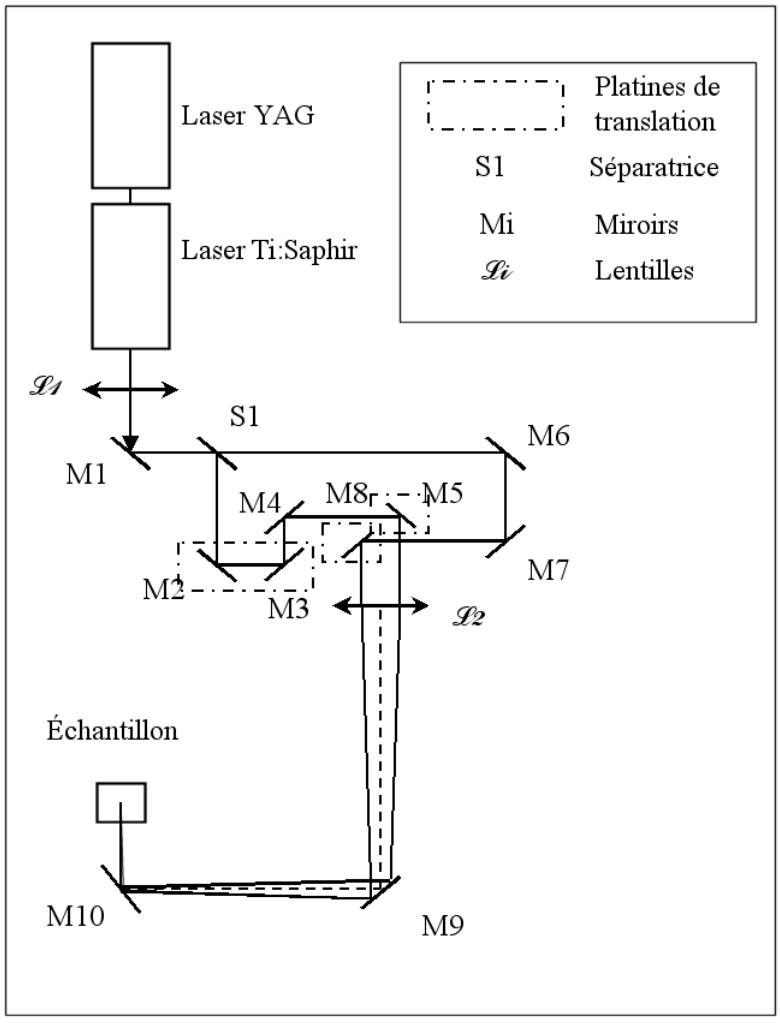


FIG. 3.3.1 – Schéma du dispositif d'écriture du réseau intracavité

La figure 3.3.1 présente un schéma de principe du dispositif qui génère les faisceaux d'écriture. Le faisceau qui sort du laser Ti:Saphir étant divergent, on a placé une lentille (de focale 1m) qui permet d'atténuer cette divergence (le waist du faisceau se trouve au foyer objet de la lentille). Ainsi, on garde un faisceau de taille pratiquement identique tout au long du trajet. Le faisceau est ensuite divisé en deux bras par une lame semi-réfléchissante S1. Cette lame transmet 90% du faisceau et en réfléchit 10%. Les faisceaux transmis et réfléchi de la lame constituent les deux bras d'écriture du réseau (respectivement appelés "voie forte" et "voie faible" dans la suite du manuscrit). On a choisi une lame avec un fort coefficient de transmission pour se rapprocher des conditions de modélisation.

Notons que le pompage est effectué par l'arrière (entrée par le miroir totalement réfléchissant à la longueur d'onde de lecture), afin de laisser la place libre au montage de lecture de l'hologramme effectué par le miroir avant de l'échantillon.

La longueur de cohérence du laser Ti:Saphir est de l'ordre de 5 cm. On doit donc avoir une précision de l'ordre du centimètre sur le chemin optique parcouru par les deux faisceaux. On place sur le chemin du faisceau de la voie faible un système de miroirs qui jouent le rôle de ligne à retard : les miroirs M2 et M3 de la figure 3.3.1 sont placés sur une platine de translation ; lorsque l'on bouge cette platine, la position du faisceau sur le miroir M4 ne varie pas. On peut ainsi régler la longueur du chemin optique de ce bras pour l'égaliser avec celui de la voie forte. On a vérifié que les deux faisceaux interféraient, en les envoyant sur un écran à une distance assez grande (de l'ordre de 2 mètres) et en les superposant spatialement : on a observé une figure d'interférences pour toute une plage de positions de la platine de translation. On place la platine à mi-course par rapport à cette plage.

Les deux faisceaux provenant de chacune des voies, après réflexion sur M5 et M8, sont parallèles. On les focalise ensuite, à l'aide de la même lentille ($f = 1$ m), sur l'échantillon. Le fait de n'utiliser qu'une seule lentille pour les deux faisceaux permet de s'assurer du fait qu'ils seront bien superposés spatialement sur l'échantillon et donc de réaliser un recouvrement maximum. On utilise pour cela la propriété bien connue des lentilles convergentes : tout faisceau parallèle à l'axe d'une lentille convergente est focalisé en son foyer image. De plus, cela signifie aussi qu'on peut changer l'angle d'incidence des faisceaux de pompe sur l'échantillon sans changer la position du point d'impact sur celui-ci.

Pour régler l'angle entre les faisceaux et la normale à l'échantillon, on a placé les miroirs M5 et M8 sur des platines de translation (voir figure 3.3.2). On choisit la position de ces platines de telle sorte que les deux faisceaux aient le même angle par rapport à la normale de l'échantillon. La tangente de l'angle entre un des faisceaux de pompe et la normale de l'échantillon est donnée par le rapport entre la distance parcourue sur la platine de translation par rapport à la position initiale centrée sur la lentille, et la focale de cette lentille. On peut avoir un angle compris entre 3 et 20 mrad environ. Cet angle fixe le pas du réseau optiquement inscrit ($\Lambda = \frac{\lambda_E}{2.\sin(\theta_E)}$).

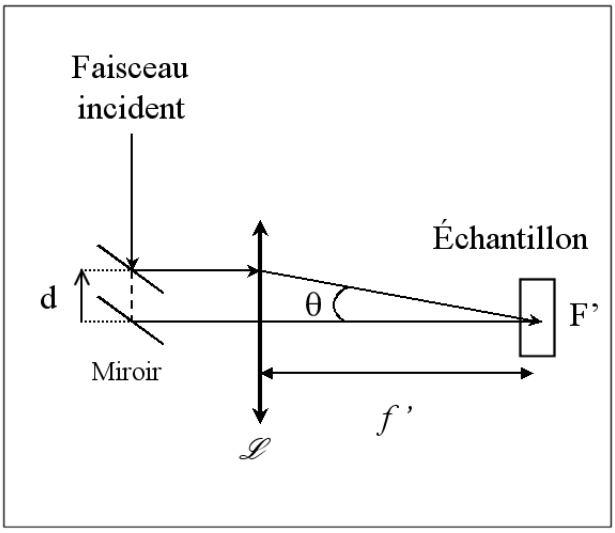


FIG. 3.3.2 – Schéma du dispositif permettant de faire varier l'angle d'incidence θ sans changer le point d'incidence

On a mesuré l'intensité des pompes juste avant l'échantillon :
- sur la voie forte : $I_1 = 125$ mW ;
- sur la voie faible : $I_2 = 13$ mW.

On en déduit le facteur de modulation de la figure d'interférence :

$$m = 2\frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = 0,5842$$

3.3.3 Lecture

Le schéma de la figure 3.3.3 montre le dispositif mis en place pour la phase de lecture. À la sortie du laser Nd:YAG, le faisceau est légèrement divergent.

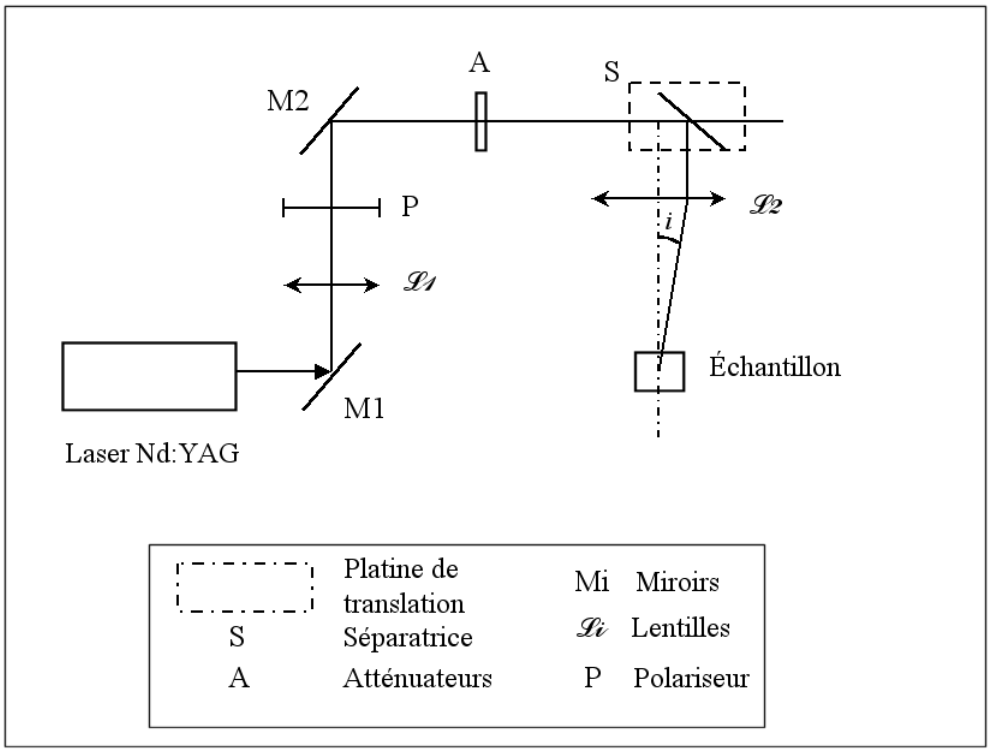


FIG. 3.3.3 – Schéma du dispositif de lecture du réseau intracavité

Comme pour le faisceau d'écriture, on a placé une lentille *L1* convergente ($1/f' = 5,5\ \delta$) de telle sorte que son foyer objet soit au niveau du waist du faisceau. Le faisceau reste ainsi de taille à peu près constante pendant son trajet vers l'échantillon. Le polariseur permet ensuite de s'assurer qu'on a une polarisation rectiligne avant l'échantillon. Le polariseur et l'échantillon sont tournés de manière à ce que le faisceau incident se propage suivant l'axe extraordinaire du cristal. Les atténuateurs (notés A sur la figure) permettent de faire varier la puissance du faisceau de lecture autour de 0,2 mW.

La séparatrice S a un double rôle : elle laisse passer 70 % du faisceau incident qui sert de référence en énergie de la sonde, 30 % du faisceau est envoyé sur l'échantillon. Elle permet également d'extraire 70 % du faisceau diffracté-réfléchi par le réseau intracavité, ce qui est commode pour la détection de ce signal.

La lentille *L2* convergente ($1/f' = 6,5\ \delta$) focalise le faisceau de lecture sur l'échantillon dans le volume de recouvrement des faisceaux d'écriture (voir figure 3.3.4). Son diamètre au cœur de la cavité est alors de 260 μm, ce qui est un peu plus petit que la taille des faisceaux d'écriture (340 μm).

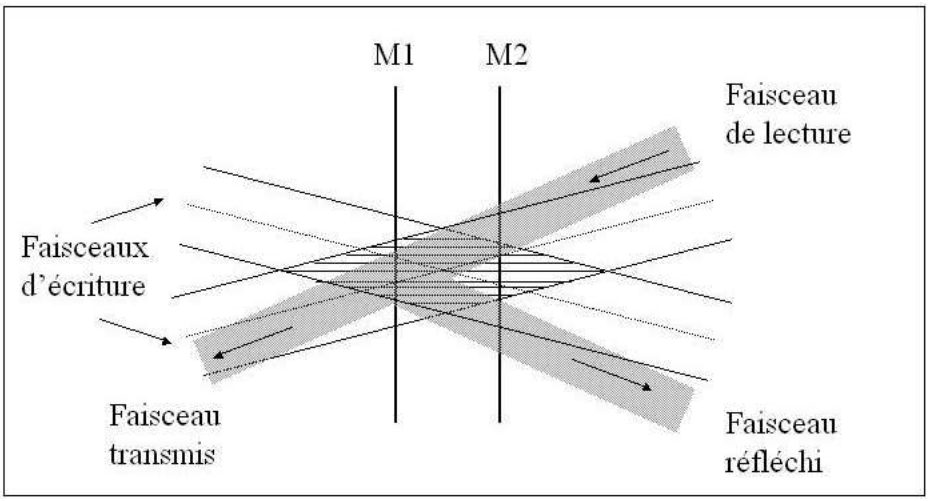


FIG. 3.3.4 – Schéma de superposition des faisceaux d'écriture et de lecture. Le domaine d'interférence des faisceaux d'écriture est hachuré horizontalement.

Pour régler finement l'angle d'incidence i sur l'échantillon, on a placé la séparatrice S sur une platine de translation dont l'axe de translation est

perpendiculaire à l'axe optique de la lentille. Le faisceau est réfléchi parallèlement à l'axe optique. On utilise le même principe que pour régler les angles d'écriture (voir figure 3.3.2). La platine de translation offre une précision de 0,01 mm, soit un écart angulaire de 6.10^{-2} mrad. On peut obtenir un angle entre 0 et 40 mrad (angle limité par le diamètre de la lentille).

On a ainsi montré qu'on pouvait changer facilement l'angle de lecture du réseau, ainsi que l'angle d'écriture (et donc le pas). De plus les trois faisceaux sont focalisés dans l'échantillon, ce qui assure un recouvrement optimal.

3.3.4 Porte-échantillon

Le porte-échantillon est constitué de 3 platines de translation pour régler la position de l'échantillon dans l'espace : la translation suivant z permet de régler la position de l'échantillon par rapport au foyer de la lentille du faisceau de lecture, les translations suivant x et y permettent de changer le point de focalisation sur l'échantillon.

L'échantillon est monté dans un support à pivot central Microcontrôle. Ainsi on peut régler à l'aide d'une vis micrométrique l'inclinaison de l'échantillon (angle ε). On a étalonné la variation de l'angle ε en fonction de la vis à l'aide d'un laser He:Ne : on a mesuré l'angle entre le faisceau incident et sa réflexion sur l'échantillon. L'angle d'inclinaison ε peut varier entre 0 et 100 mrad avec un pas de 0,6 mrad.

Maintenant que tous les éléments sont en place, il s'agit de détecter et de traiter correctement les différents signaux.

3.3.5 Acquisition

L'inscription du réseau se faisant sur un temps limité, il est nécessaire d'utiliser un traitement particulier des informations. La figure 3.3.5 récapitule l'ensemble du dispositif et montre où interviennent les instruments de mesure des signaux étudiés.

On a besoin de mesurer différents signaux :
- les références des signaux de lecture et d'écriture ;
- le faisceau sonde transmis ;
- le faisceau diffracté-réfléchi ;
- un signal qui permet de détecter l'émission laser.

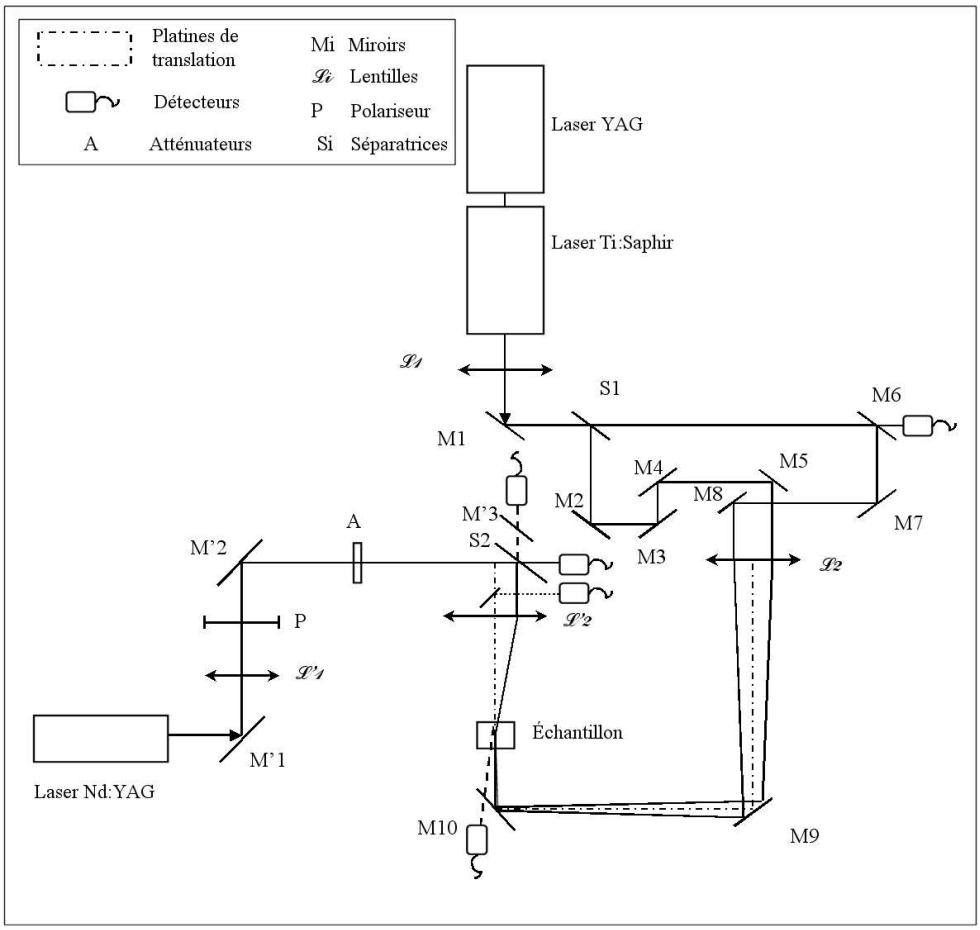


FIG. 3.3.5 – Schéma du dispositif expérimental

On utilise pour cela des photodiodes judicieusement placées. Un des miroirs (M6) utilisés pour la voie forte d'écriture n'est pas complètement réfléchissant, il laisse passer une fuite qu'on utilise comme référence pour les voies d'écriture. Le dernier miroir de renvoi de l'écriture sur l'échantillon est totalement réfléchissant à 810 nm mais transparent à 1064 nm : on peut donc récupérer le faisceau de lecture transmis. La séparatrice S2, sur le chemin du faisceau de lecture, permet, comme on l'a déjà vu, de laisser passer 70 % du faisceau de lecture qui sert de référence, et 70 % du faisceau diffracté qu'on détecte ensuite. Comme on cherche le diffracté-réfléchi en quasi contrapropagation du faisceau incident, on a placé le détecteur de ce signal sur une platine de translation identique à celle sur laquelle est placée la séparatrice S2, et on déplace les deux platines dans le même sens de la même quantité. Pour éviter de récupérer un signal de pompe sur ce détecteur, on a placé un miroir 100 % pour le 810 nm qui renvoie dans une autre direction une trace éventuelle des faisceaux de pompe (miroir M'3). Enfin, on a placé un miroir qui permet d'envoyer sur un $5^{\text{ième}}$ détecteur le faisceau créé quand l'échantillon émet un faisceau laser. Tous les détecteurs qui sont utilisés pour la sonde ont des filtres de type RG 1000 pour limiter le bruit de la pompe.

Seul le signal provenant de la référence de sonde est continu. On a donc besoin d'acquérir les autres signaux à des moments particuliers. Pour cela, on utilise la chaîne d'acquisition suivante :

- un intégrateur à porte (*boxcar*) qui transforme les signaux des diodes en signaux créneau ;
- une carte d'acquisition qui permet la numérisation des signaux générés par l'intégrateur à porte ;
- un programme informatique en LabVIEW qui stocke les données sur l'ordinateur.

Un laser He:Ne permet de synchroniser l'acquisition des différents signaux : au niveau du *chopper*, il y a une photodiode qui n'est éclairée par le laser He:Ne que pendant le temps où le trou passe devant ce faisceau. On utilise ce signal pour déclencher l'intégrateur à porte et la carte d'acquisition.

Lors du dépouillement des données, on retranche le bruit sur les différents détecteurs : c'est surtout critique pour la mesure du diffracté-réfléchi, car le détecteur reçoit aussi une partie de la fluorescence créée par les faisceaux de pompe dans l'échantillon, fluorescence à la même longueur d'onde que le signal. On calcule ensuite l'efficacité de diffraction en rapportant l'intensité diffractée-réfléchie à celle du faisceau de lecture.

3.3.6 Démarche expérimentale

Avant la réalisation de chacune des expériences, on vérifie la longueur d'onde de pompe en observant l'émission laser de l'échantillon : on modifie légèrement la longueur d'onde pour se placer à celle qui permet d'obtenir l'effet laser pour des énergies les plus faibles. On repère ainsi le seuil laser avant chaque expérience (il change un peu en fonction de la position sur l'échantillon et de la température du laboratoire).

Pour choisir l'angle des faisceaux d'écriture, on doit prendre en compte plusieurs contraintes :

- On doit pouvoir se placer à la fois à l'incidence de Bragg et à la résonance de Fabry-Pérot.
- On souhaite travailler à un angle i le plus faible possible pour maximiser le recouvrement entre les réflexions successives du faisceau dans l'échantillon. On va donc choisir la première résonance angulaire du Fabry-Pérot.
- L'angle maximum (i_{max}) permettant d'obtenir le premier mode du Fabry-Pérot est obtenu pour $\varepsilon = 0$. Donc l'angle i qui donne l'incidence de Bragg doit obligatoirement être inférieur à cet angle et cela définit aussi un pas minimum du réseau (typiquement entre 40 et 70 μm).
- La position angulaire des modes du Fabry-Pérot dépend de la température du laboratoire.

Le pas du réseau est grand par rapport à la taille du faisceau de lecture : celui-ci ne "voit" qu'un nombre très limité de périodes (entre 4 et 7). Or la taille des faisceaux d'écriture est fixée par rapport à la densité d'énergie qu'on veut apporter au milieu (et donc par rapport à la puissance du laser Ti:Saphir), ce qui limite aussi la taille du faisceau de lecture. Il faut donc faire un compromis entre la quantité d'énergie apportée au milieu et le nombre de périodes vues par le faisceau de lecture. On a choisi de travailler proche du seuil laser.

Le protocole expérimental est donc le suivant :

1. Déterminer l'angle du premier mode du Fabry-Pérot.
2. Choisir un angle d'écriture qui donne une incidence de Bragg inférieure à i_{max}.
3. Vérifier la superposition des faisceaux à l'aide d'une caméra qui image l'avant de l'échantillon : on voit la diffusion des deux pompes et de la

sonde. On règle, si besoin est, la position des faisceaux, pour voir un recouvrement sur la caméra.

4. Accorder la cavité de Fabry-Pérot en inclinant l'échantillon et en maximisant l'amplification par ajustement de la position des pompes.
5. Régler l'incidence du faisceau de lecture à l'incidence de Bragg en maximisant le diffracté.

3.4 Résultats expérimentaux [Mor06a]

Dans cette section, nous exposons le détail des résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif précédemment décrit. Nous nous sommes intéressés à l'efficacité diffractée par le réseau de gain intracavité en réflexion, et aux variations induites par un écart aux résonances de Bragg et de Fabry-Pérot. Nous avons aussi étudié l'influence de la puissance de pompe sur l'efficacité de diffraction.

On définit l'écart au seuil par la valeur x telle que :

$$x = 1 - \frac{I}{I_{laser}} \tag{3.30}$$

où I_{laser} est l'intensité de pompe nécessaire pour obtenir l'effet laser dans l'échantillon, et I est l'intensité à laquelle on fait la mesure. Le seuil laser est obtenu pour $x = 0$. Cette grandeur x correspond aussi à l'écart au seuil défini dans la partie 2.1 : $x = 1 - \frac{g}{g_s}$ où g_s est la valeur du gain au seuil laser et g sa valeur au cours de la mesure. En effet, comme on l'a vu dans la partie 1.3, le gain est proportionnel à l'énergie incidente dans le cas d'un système à quatre niveaux d'énergie.

Comme nous l'avons dit précédemment, une part non négligeable de la fluorescence est renvoyée sur le détecteur du diffracté-réfléchi. En effet, les angles étant petits, l'écart entre les directions supposées de l'émission laser et du diffracté-réfléchi n'est que de 1 à 3 mm au niveau du détecteur. On mesure donc toujours une part de la fluorescence. Il faut cependant que ce bruit optique ne soit pas trop important par rapport au signal qu'on cherche à mesurer. On peut donc augmenter la puissance de sonde pour avoir un signal diffracté-réfléchi largement supérieur à la fluorescence. Or, quand on augmente la puissance de la sonde, on risque de saturer le gain (il n'y a plus assez d'ions Néodyme excités par rapport aux photons de sonde incidents). Pour vérifier qu'on ne sature pas le gain, on a deux méthodes : mesurer la

valeur du diffracté-réfléchi (et de l'amplification en transmission) en fonction de l'intensité de sonde incidente, ou mesurer la réponse temporelle des faisceaux diffracté-réfléchi et fluorescence.

Lorsque l'on fait varier l'intensité du faisceau de sonde jusqu'à la puissance maximale qu'on peut obtenir, l'efficacité de diffraction reste la même. Il n'y a donc pas de saturation du gain. On regarde quand même l'évolution temporelle du signal diffracté-réfléchi : on obtient la courbe de la figure 3.4.1.

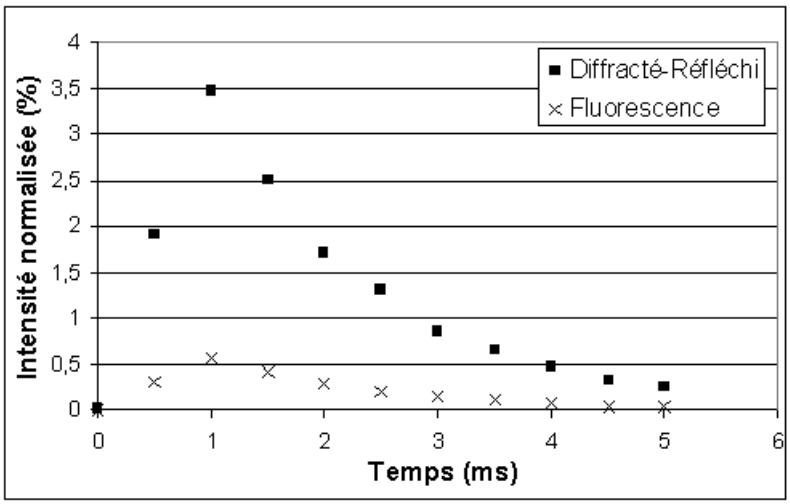


FIG. 3.4.1 – Variation de l'efficacité de diffraction et de la fluorescence en fonction du temps : on a tracé le rapport en % entre les intensités mesurées et l'intensité de sonde incidente. Le pas du réseau est de 40,5 μm.

Sur cette courbe, on remarque que le signal utile est presque 4 fois plus fort que la fluorescence (mais ici, l'efficacité de diffraction, de l'ordre de 2 %, est assez faible par rapport aux futures mesures). Les deux signaux ont une réponse temporelle sensiblement identique, ce qui montre bien qu'on n'est pas en régime de saturation. Après le maximum, la forme de la courbe est de type exponentielle. Le temps de vie mesuré (sur une durée de trois constantes de temps) est de 1,50 ms et de 1,36 ms respectivement pour le signal du diffracté-réfléchi et pour la fluorescence. Ces temps ne sont pas limités par la constante de temps du détecteur (de l'ordre de 5 μs) et sont très largement supérieurs au temps de vie de la fluorescence dans un milieu tel que le Nd:YVO_4, qui est de 90 μs (d'après le fabricant). Nous n'avons pour l'instant pas trouvé d'explication à l'allongement de ce temps de vie.

Nous allons maintenant étudier les variations induites par un écart aux résonances. Nous donnons ci-dessous les résultats bruts et leur interprétation par la théorie développée dans la partie 2.1, une analyse plus fine de ces résultats est donnée dans la partie 3.5.

3.4.1 Influence du désaccord de Bragg avec cavité accordée

Tout d'abord, on regarde comment se comporte le réseau de gain intracavité lorsqu'on change l'angle d'incidence i en gardant la cavité de Fabry-Pérot accordée en modifiant l'angle ε. Les résultats portés sur la figure 3.4.2 correspondent à un écart au seuil d'émission laser d'environ 10 %. Sur cette figure, l'angle de la première résonance de Fabry-Pérot est 13,9 mrad : on ne peut donc pas aller plus loin en angle, sinon on perd la résonance. Les pompes font un angle de 9,98 mrad avec l'axe z, donc le pas du réseau est de 40,5 μm. L'angle théorique de Bragg se situe alors à 13,11 mrad. Ici, on observe que le maximum d'efficacité de diffraction est obtenu pour 13,3 mrad, ce qui est assez proche de la valeur théorique.

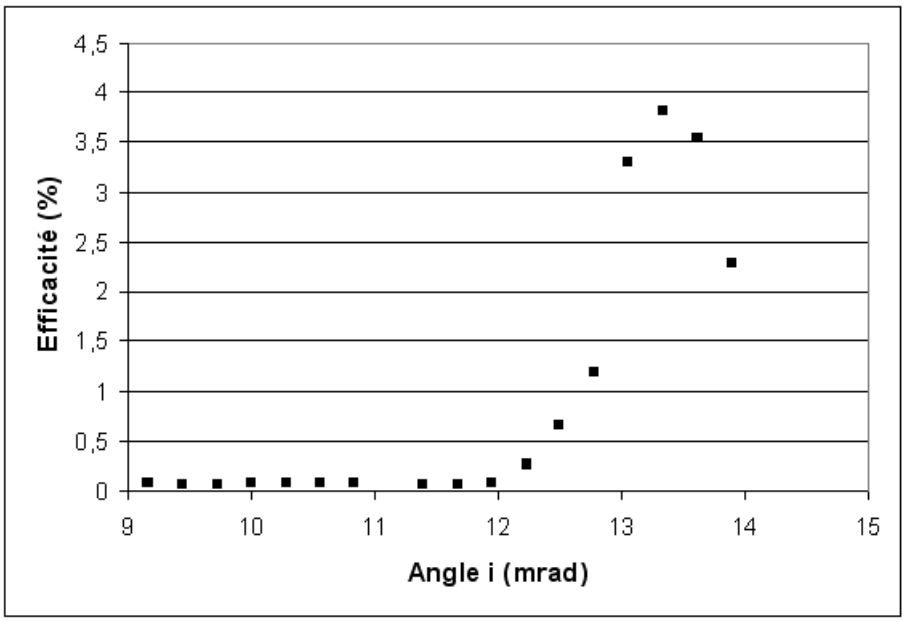


FIG. 3.4.2 – Variation de l'efficacité de diffraction pour une cavité résonnante. Le pas du réseau est 40,5 μm.

On cherche à refaire cette courbe pour voir l'évolution du côté des angles plus grands. On choisit donc un pas de réseau plus grand (ce qui est moins favorable par rapport à la taille du faisceau) mais on choisit aussi des énergies de pompes incidentes plus importantes (on est à 95 % du seuil laser i.e. $x = 5\%$). On obtient la courbe de la figure 3.4.3. Le pas du réseau est de 50,4 μm, l'angle supposé de la résonance de Bragg est 10,56 mrad. Le maximum d'efficacité est obtenu pour un angle de 10,44 mrad.

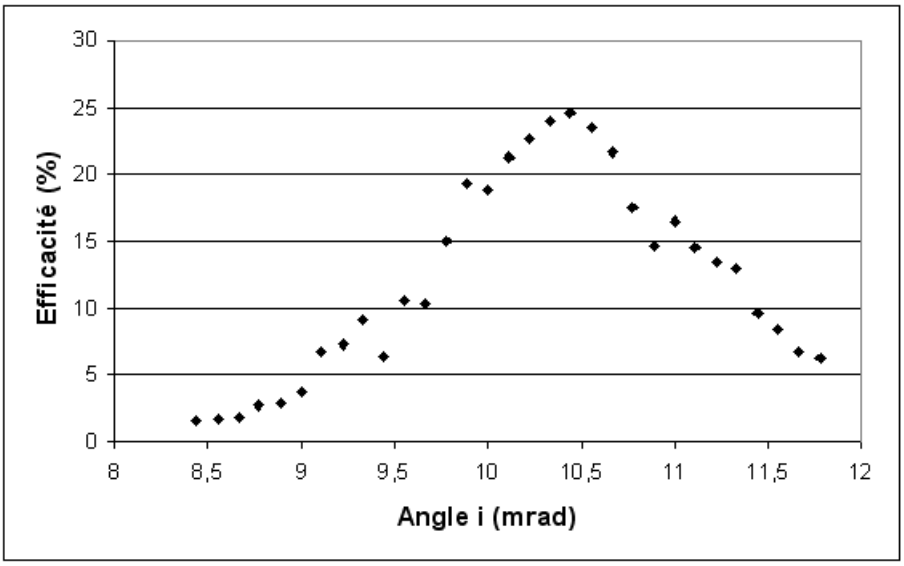


FIG. 3.4.3 – Variation de l'efficacité de diffraction pour une cavité résonnante. Le pas du réseau est 50,4 μm.

Cette courbe est assez symétrique par rapport à la résonance de Bragg et présente une largeur à mi-hauteur :

$$\Delta i_{1/2} = 1,45 \text{ mrad}$$

Pour la courbe 3.4.2, on peut extrapoler la partie vers les angles plus grands et en déduire la largeur à mi-hauteur. On trouve aussi une valeur de l'ordre de 1,5 mrad.

On peut comparer ces résultats à ceux donnés par la théorie (voir chapitre 2). On simule à l'aide de Matlab un réseau intracavité de gain pur, à 10 % du seuil laser, de pas de réseau $\Lambda = 40,5$ μm. On obtient la figure 3.4.4. Ces valeurs correspondent à celles de la figure 3.4.2.

La figure 3.4.5 représente les résultats de simulation correspondants aux points expérimentaux de la figure 3.4.3.

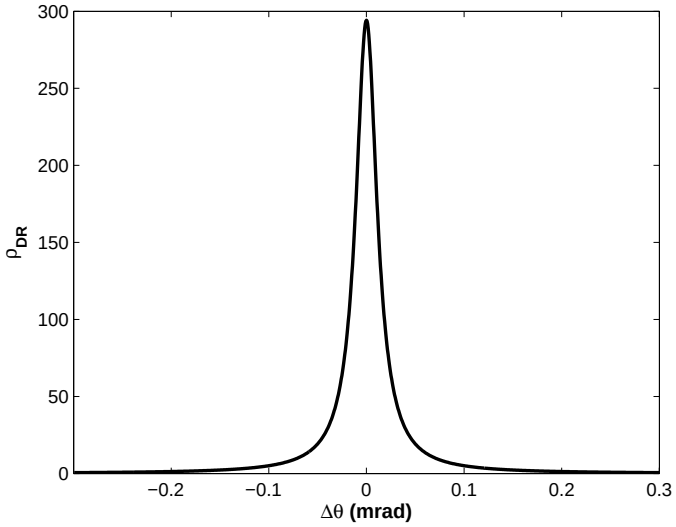


FIG. 3.4.4 – Variation théorique de l'efficacité de diffraction pour une cavité résonnante. Le pas du réseau est 40,5 μm, l'écart au seuil de 10%. Le coefficient $g = 22$ m^{-1} et la variation de g vaut $\Delta g = 12{,}8$ m^{-1}.

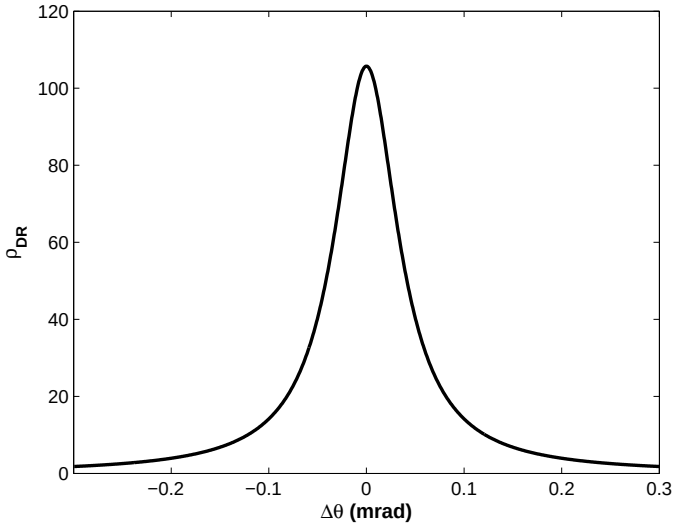


FIG. 3.4.5 – Variation théorique de l'efficacité de diffraction pour une cavité résonnante. Le pas du réseau est 50,4 μm, l'écart au seuil de 5%. Le coefficient $g = 23$ m^{-1} et la variation de g vaut $\Delta g = 13{,}5$ m^{-1}.

Tout d'abord, on remarque de grandes différences avec les courbes expérimentales. La valeur maximale d'efficacité de diffraction est très largement supérieure à 1, alors qu'en pratique elle atteint au maximum 25 %. Ensuite, la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0,03 mrad pour la première courbe, et de 0,08 pour la deuxième, ce qui est presque 20 fois plus petit qu'expérimentalement.

Ceci peut s'expliquer de plusieurs façons. Tout d'abord, la méthode pour garder la cavité accordée est d'incliner l'échantillon, ce qui n'est pas pris en compte dans les calculs (pour ceux-ci, on change la valeur de la longueur de la cavité pour garder l'accord du Fabry-Pérot). Le fait d'incliner l'échantillon a plusieurs inconvénients. Le plus important est celui de modifier le recouvrement des faisceaux d'écriture et de lecture. Un autre inconvénient est, comme on l'a vu plus haut, que le faisceau diffracté-réfléchi ne revient pas en contra-propagation du faisceau incident. Donc le fait de choisir le meilleur recouvrement entre le faisceau de lecture et les faisceaux d'écriture n'est pas toujours la méthode optimale pour maximiser le recouvrement entre le faisceau diffracté-réfléchi et les faisceaux d'écriture.

Une deuxième explication est que la finesse effective de la cavité est grandement diminuée à cause du petit diamètre du faisceau de lecture. Donc l'apport de la cavité est beaucoup moins important que ce qu'il pourrait être.

Enfin, le diamètre du faisceau de lecture n'est que 5 à 6 fois plus grand que le pas du réseau. Ainsi, ce faisceau ne voit qu'un nombre très limité de périodes, et l'efficacité du réseau s'en trouve réduite.

Toutes ces raisons font que l'expérience semble assez éloignée de la théorie. On peut néanmoins remarquer que si on compare les valeurs théoriques d'un même réseau de diffraction hors cavité avec les valeurs expérimentales obtenues, les propriétés de ce réseau sont largement améliorées (malgré les limitations de notre expérience). En effet, l'efficacité de diffraction d'un réseau de gain avec $g = 23$ m^{-1} et de variation de g $\Delta g = 13{,}5$ m^{-1} est de l'ordre de 5.10^{-5} et la largeur à mi-hauteur est de 35 mrad. On a donc ici une augmentation de l'efficacité de plus de 5 000 et une réduction de la largeur à mi-hauteur de plus de 20. Ces résultats sont très encourageants pour une application de ce type de dispositif au traitement du signal optique de l'information.

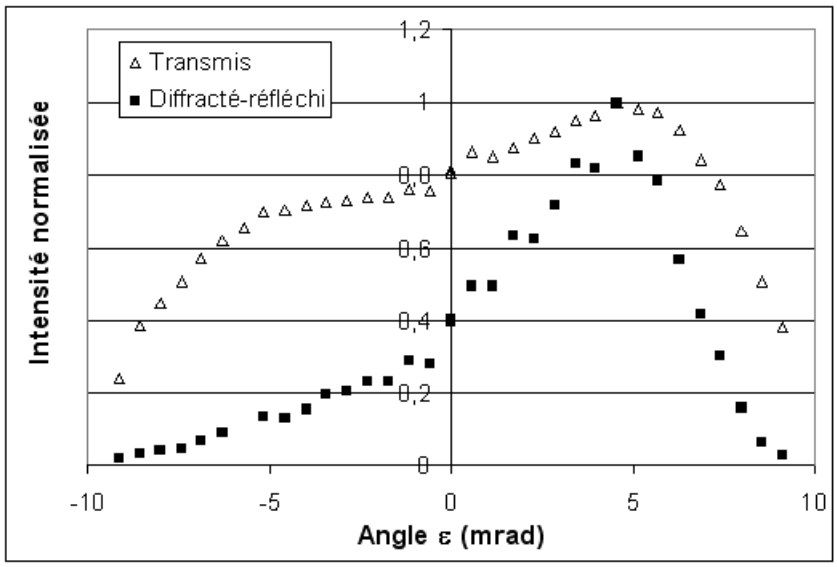


FIG. 3.4.6 – Valeurs expérimentales des variations normalisées à 1 de la transmission de la cavité et de l'efficacité de diffraction intracavité, centrées sur une inclinaison nulle. Le pas du réseau est $\Lambda = 40,5$ μm et l'écart au seuil laser est de 10 %.

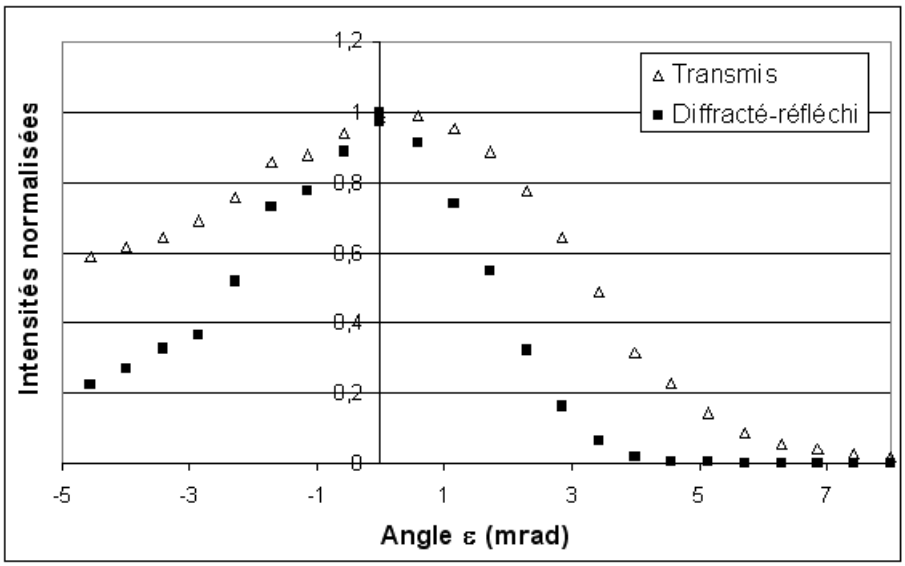


FIG. 3.4.7 – Valeurs expérimentales des variations normalisées à 1 de la transmission de la cavité et de l'efficacité de diffraction intracavité, centrées sur le maximum de transmission, lorsqu'on s'écarte de la résonance de Fabry-Pérot. Le pas du réseau est $\Lambda = 40$ μm et l'écart au seuil laser est de 10 %.

3.4.2 Influence du désaccord de la cavité avec accord de Bragg

On s'intéresse maintenant à la variation de l'efficacité de diffraction quand on s'écarte de la résonance de Fabry-Pérot en gardant la résonance de Bragg. Pour cela, il suffit de se placer sur le pic de diffraction et de changer ε. En effet, on a vu que seul l'angle i intervient pour la résonance de Bragg. Les figures 3.4.6 et 3.4.7 montrent les valeurs expérimentales de l'efficacité de diffraction et de la transmission du réseau de gain intracavité, mesurées simultanément, en fonction de l'angle ε. Ces valeurs sont normalisées à leur maximum de façon à pouvoir les comparer :

$$\begin{aligned} \rho_{DR\ norm} &= \frac{\rho_{DR}}{\rho_{DR\ max}} \\ T_{norm} &= \frac{T}{T_{max}} \end{aligned}$$

Ces figures nous permettent de constater le comportement similaire de la transmission de Fabry-Pérot et de l'efficacité de diffraction intracavité lorsqu'on s'éloigne de la résonance de la cavité. La première courbe (figure 3.4.6) nous montre les deux pics de Fabry-Pérot à peu près symétriques pour la transmission. On n'a pas observé de diffracté-réfléchi important pour le pic des ε négatifs. Cela peut s'expliquer de plusieurs façons :

- le pic des ε négatifs est toujours plus faible en intensité, donc la diffraction est forcément plus faible ;
- le recouvrement avec les faisceaux d'écriture est moins bon, puisqu'on l'a optimisé pour l'autre sommet.

La deuxième courbe (figure 3.4.7) montre les variations lorsqu'on centre la courbe sur le maximum de diffraction (qui est aussi le maximum de transmission). On observe très clairement sur ces deux courbes que le résonateur influence la diffraction sur le réseau de Bragg, et que la sélectivité angulaire est plus importante pour le diffracté-réfléchi que pour le transmis.

De la même façon que pour la section précédente, on peut comparer ces résultats à ceux obtenus à l'aide de la simulation en ondes planes (voir figure 3.4.8).

On a là-aussi un comportement similaire entre le faisceau transmis et le faisceau diffracté-réfléchi. Les mêmes limitations que précédemment s'appliquent, ce qui explique que la largeur à mi-hauteur observée (4 mrad pour le diffracté-réfléchi et 6,6 mrad pour le transmis) est largement plus grande que théoriquement (0,03 mrad et 0,04 mrad pour le diffracté-réfléchi et le transmis respectivement). Néanmoins la configuration du réseau intracavité de notre expérience améliore grandement les propriétés du réseau seul.

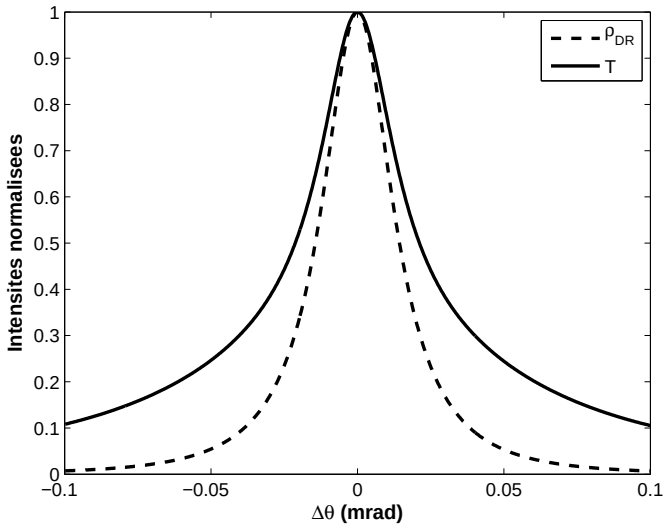


FIG. 3.4.8 – Variation théorique de l'efficacité de diffraction et de la transmission de la cavité, normalisées à 1, lorsqu'on s'écarte de la résonance de la cavité. Le pas du réseau est 40 μm, l'écart au seuil de 8%. Le coefficient $g = 22{,}5$ m^{-1} et la variation de g vaut $\Delta g = 13$ m^{-1}.

3.4.3 Influence du désaccord de la cavité et de Bragg

On peut maintenant s'intéresser au cas où on s'écarte à la fois de la résonance de Bragg et de la résonance de Fabry-Pérot. Pour cela, il suffit de changer l'angle i sans changer l'angle d'inclinaison. On obtient la courbe de la figure 3.4.9.

Celle-ci montre que le transmis et le diffracté-réfléchi se comportent de façon similaire, même si la sélectivité angulaire semble meilleure pour le diffracté-réfléchi. La largeur à mi-hauteur est :

- Pour le diffracté-réfléchi : $\Delta i_{1/2} = 2,06$ mrad ;
- Pour le transmis : $\Delta i_{1/2} = 2,70$ mrad.

Cette fois-ci, la comparaison avec l'étude théorique n'est pas utilisable. En effet, on se trouve théoriquement dans une zone où il y a deux pics de résonance de Bragg dus à la trop grande finesse de la cavité. Une étude plus réaliste, tenant compte de la réduction de la finesse, est développée dans la partie 3.5.

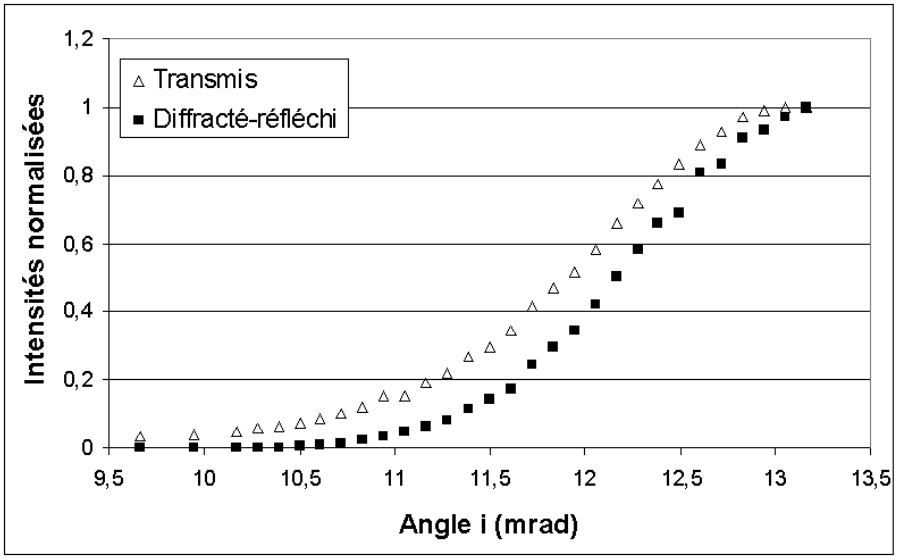


FIG. 3.4.9 – Valeurs expérimentales des variations normalisées à 1 de la transmission de la cavité et de l'efficacité de diffraction intracavité lorsqu'on s'écarte des deux résonances. Le pas du réseau est $\Lambda = 40$ μm et l'écart au seuil laser est de 10 %.

3.4.4 Influence de la puissance de pompe

Un paramètre important pour l'efficacité de diffraction est la puissance de pompe. En effet, celle-ci va jouer un rôle sur le gain intracavité et donc sur la variation de l'indice complexe. On change la puissance de pompe pour se rapprocher du seuil laser. On obtient la courbe de la figure 3.4.10 qui représente la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie de pompe (pour chaque point, on a dû retrouver le maximum de diffracté en changeant les angles i et ε) ; on a aussi tracé la courbe de la figure 3.4.11 qui représente, toujours en fonction de l'énergie de pompe, l'amplification de la transmission (définie par le rapport entre la valeur du maximum de transmission lorsqu'il y a les pompes et le maximum de transmission sans pompe).

On observe une variation quasi-linéaire de ces deux quantités lorsqu'on augmente l'énergie des faisceaux de pompe. On peut difficilement se rapprocher davantage du seuil laser, en effet, le "bruit" optique (la fluorescence) devient de plus en plus fort et perturbe les mesures.

Si on regarde les variations théoriques de ces deux grandeurs en fonction de l'énergie de pompe, on obtient les figures 3.4.12. On remarque qu'il y a une discontinuité à cause du dénominateur, ce qui conduit à un faisceau

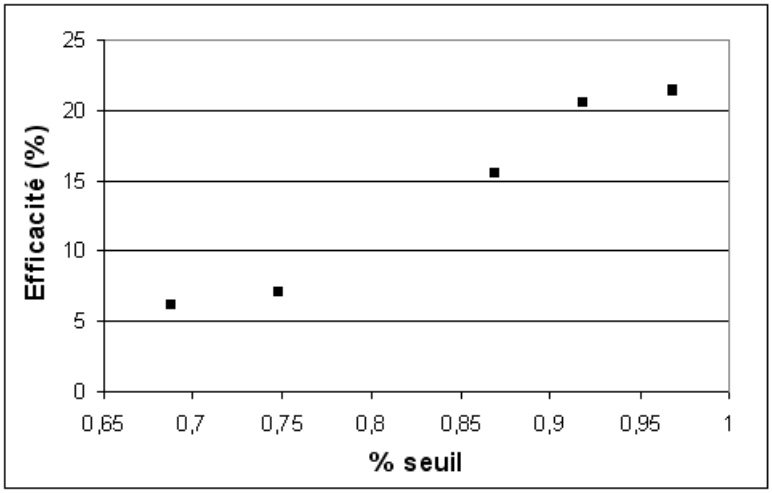


FIG. 3.4.10 – Variation de l'efficacité de diffraction en fonction de la distance au seuil laser. Le pas du réseau est $\Lambda = 50,4$ μm.

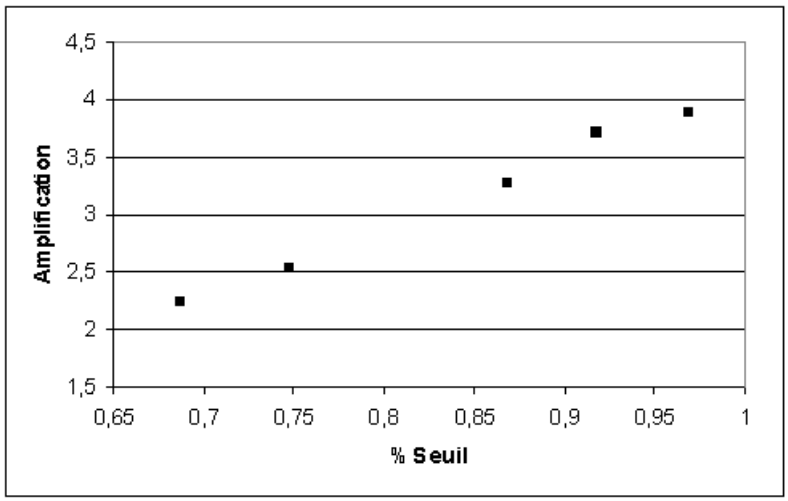


FIG. 3.4.11 – Variation de l'amplification en transmission en fonction de la distance au seuil laser. Le pas du réseau est $\Lambda = 50,4$ μm.

diffracté-réfléchi qui tend vers l'infini, et à une amplification infinie aussi pour la même valeur de x.

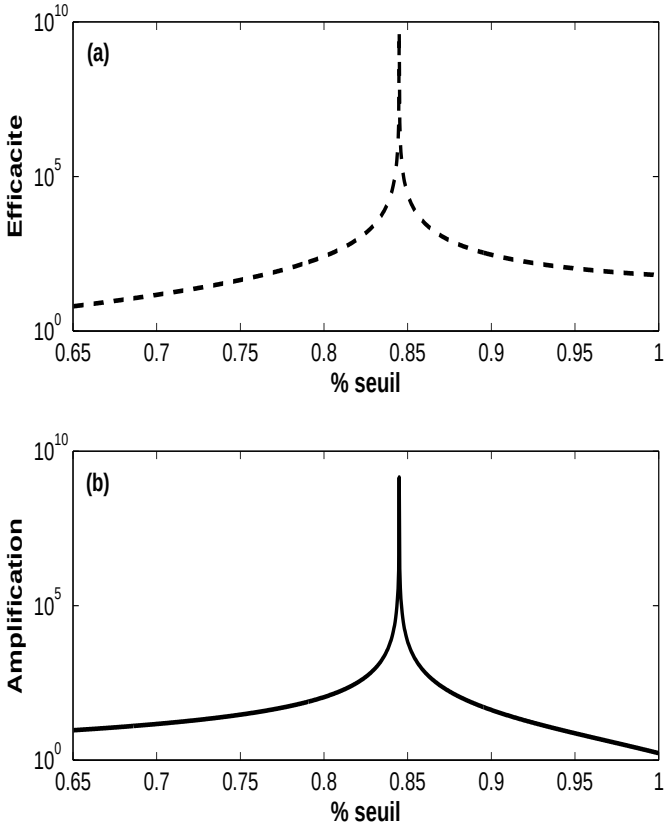


FIG. 3.4.12 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion (a) et de l'amplification en transmission (b) en fonction de la distance au seuil laser. Le pas du réseau est $\Lambda = 50,4\ \mu$m.

Comme on le voit ici, la réduction de la finesse de la cavité est un facteur important puisqu'il empêche d'obtenir des efficacités de diffraction et des amplifications très élevées. On revient sur ce phénomène dans la partie 3.5.

3.4.5 Avec une lame 50/50

Après avoir travaillé dans des conditions proches de la théorie, on change le coefficient de modulation en intensité des deux faisceaux de pompe. Pour cela, on change la lame semi-réfléchissante qui permet de séparer les deux

faisceaux par une lame 50/50. Devant l'échantillon, on a mesuré les intensités suivantes :

- sur la voie 1 (ex voie forte) : $I_1 = 215$ mW ;
- sur la voie 2 (ex voie faible) : $I_2 = 145$ mW.

On en déduit le facteur de modulation de la figure d'interférence :
$m = 0,9809$.

On regarde les variations de l'efficacité de diffraction lorsque la cavité est résonnante (on change donc à la fois i et ε). On observe la courbe de la figure 3.4.13. Sur cette courbe on observe un phénomène d'instabilité : on a pris un grand nombre de mesures pour chaque angle et cela donne des valeurs différentes. Ce phénomène reste pour l'instant inexpliqué. Le point remarquable est tout de même qu'on arrive à obtenir des efficacités de diffractions supérieures à l'unité, ce qui permettrait une sortance plus importante pour un dispositif de traitement de l'information fondé sur ce principe.

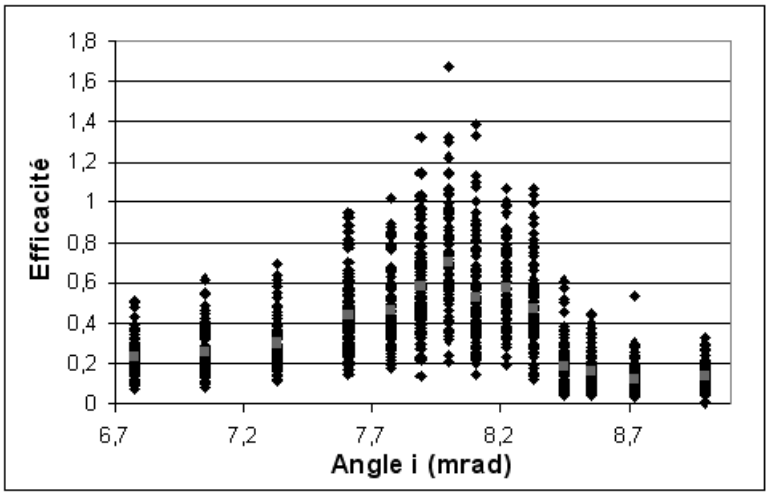


FIG. 3.4.13 – Variation de l'efficacité de diffraction pour une cavité résonnante. Le pas du réseau est $\Lambda = 65$ μm et l'écart au seuil laser est de 2 %.

3.5 Comparaison avec la théorie

Comme on l'a vu précédemment, la réduction de la finesse est un phénomène important pour notre expérience. Nous allons le prendre en compte en introduisant une finesse réduite, sous la forme d'une modification du coeffi-

cient de réflexion du miroir M_1, seulement lorsqu'il intervient au dénominateur de nos expressions (noté R_1').

Ce facteur correctif dépend légèrement de la position angulaire de la première résonance du Fabry-Pérot. En effet, on a vu sur la courbe 3.1.2 que la finesse effective est d'autant plus réduite que l'angle de la résonance est plus grand. Expérimentalement, on a choisi un pas de réseau tel que l'angle de Bragg soit inférieur ou égal à l'angle de la première résonance de la cavité, donc le facteur correctif dépend implicitement du pas du réseau.

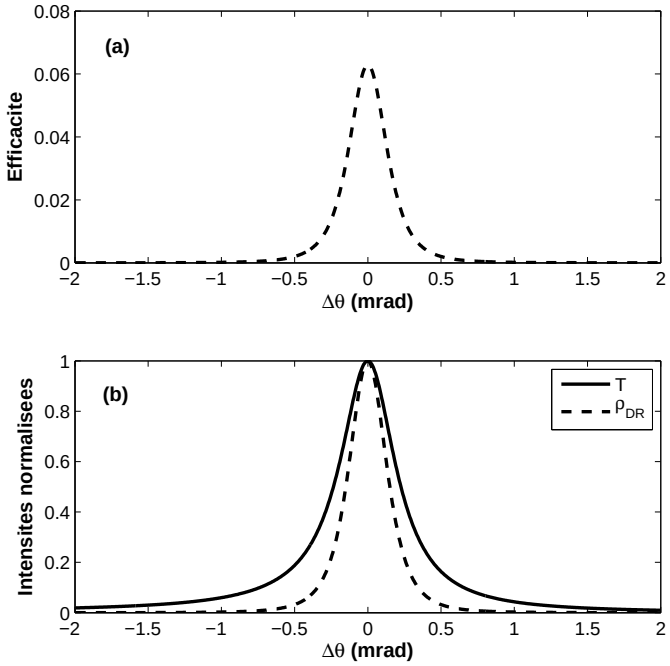


FIG. 3.5.1 – (a) Variation angulaire de l'efficacité de diffraction et (b) intensités normalisées du diffracté-réfléchi et de la transmission. Le pas du réseau est $\Lambda = 40$ μm et l'écart au seuil laser est de 10 %. $R_1' = 89$ %.

On modélise sur la figure 3.5.1 la variation angulaire de l'efficacité de diffraction et de la transmission. On a choisi le paramètre R_1' de manière à obtenir la même valeur de l'efficacité de diffraction en réflexion que celle obtenue expérimentalement. On remarque que cette modélisation n'est pas complète puisque l'élargissement (d'un facteur 10) du pic d'efficacité de diffraction reste, même s'il est important, encore insuffisant. Mais on a toujours

des valeurs théoriques de largeur à mi-hauteur plus faibles, d'un facteur environ 7, que celles obtenues expérimentalement. Toutefois, cette modélisation permet de ne faire apparaître qu'un seul pic de diffraction, ce qui n'était pas le cas lorsqu'on modélisait avec les paramètres idylliques de l'échantillon.

On modélise ensuite la courbe qui décrit la variation de l'efficacité en fonction de la puissance de pompe. On obtient la figure 3.5.2 qui représente la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de la distance au seuil et la figure 3.5.3 sur laquelle est représentée la variation de l'amplification en transmission en fonction du même paramètre. Le paramètre R_1' a été choisi de manière à obtenir la courbe la plus proche. Il vaut 90,5 %. Le pas du réseau est $\Lambda = 50,4\ \mu$m.

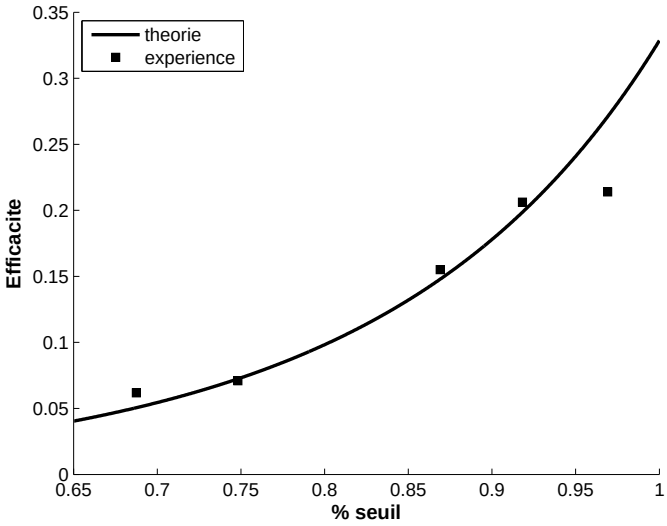


FIG. 3.5.2 – Variation de l'efficacité de diffraction en fonction de la distance au seuil laser. Les valeurs expérimentales sont représentées sous forme de carrés.

On observe une bonne corrélation entre les valeurs théoriques et expérimentales, ce qui laisse supposer que c'est bien une réduction de la finesse qui nous empêche d'observer de très grandes efficacités de diffraction.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à un cristal de Nd:YVO_4, d'épaisseur relativement grande (1 mm). Nous avons montré que de bons

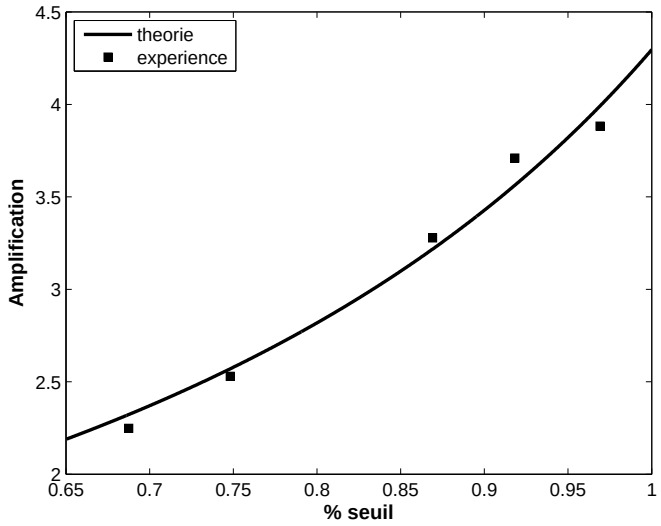


FIG. 3.5.3 – Variation de l'amplification en transmission en fonction de la distance au seuil laser. Les valeurs expérimentales sont représentées sous forme de carrés.

résultats pouvaient être obtenus avec des réseaux de gain inscrits dans une cavité Fabry-Pérot. Ces résultats ne sont pas parfaitement en adéquation avec l'étude théorique menée au chapitre 2, pour plusieurs raisons pratiques que nous avons énoncées plus haut. Expérimentalement, l'utilisation de faisceaux de diamètres plus importants ou d'une cavité de longueur plus petite donneraient sans doute des résultats plus proches de la théorie. De plus, une étude plus poussée en faisceaux gaussiens permettrait d'obtenir une meilleure modélisation du dispositif.

Chapitre 4

Étude de réseaux d'indice et de gain inscrits dans des VCSEL

Dans l'étude du chapitre précédent, on a vu que la finesse effective de la cavité Fabry-Pérot était limitée par la relativement grande épaisseur de cette cavité. Bien entendu, cet inconvénient est levé avec un laser à semi-conducteur à émission par la surface comme les VCSEL (pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser* ou laser à émission verticale). Ce chapitre décrit l'étude préliminaire menée lors de ce travail sur ce type de cavités ultra-courtes.

Nous commençons donc par décrire les résultats attendus pour des réseaux d'indice inscrits dans une cavité amplificatrice de type VCSEL. Ensuite nous donnons le principe de l'expérience d'écriture et de lecture dans de tels matériaux, puis nous décrivons le montage expérimental utilisé. Dans un troisième temps, nous nous concentrons sur le cas d'un semi-conducteur de type II-VI (CdZnTe) puis finalement nous abordons le cas d'un semi-conducteur de type III-V (GaAs).

4.1 Prévision de la théorie

Dans cette partie, nous utilisons la théorie développée dans la partie 2.1 pour décrire le dispositif. On étudie ici un réseau mixte de gain et d'indice emplissant une cavité Fabry-Pérot, cas qui n'avait pas été développé dans les simulations. Les paramètres retenus pour ce calcul correspondent au VCSEL décrit dans la partie 4.5.

Dans les simulations suivantes, les miroirs ont pour coefficients de réflexion $R_1 = 0,9987$ et $R_2 = 1$. La cavité a une longueur choisie afin d'être résonante pour le faisceau incident et la plus proche possible de 2632 Å. L'in-

dice du matériau est $n_0 = 3,42$ et le milieu est amplificateur de coefficient de gain g. Le réseau a un pas de 13 μm, ce qui correspond à un angle intérieur de Bragg de 10 mrad. On éclaire ce réseau intracavité à l'aide d'une onde plane de longueur d'onde $\lambda_0 = 900$ nm.

La modulation de l'indice est complexe : $\Delta n = \Delta n' + i\Delta n''$ avec $\frac{\Delta n'}{\Delta n''} = cte$ [Pro89]. Dans les simulations, on a choisi de prendre $\Delta n' = 3\Delta n''$.

À la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot, l'efficacité de diffraction s'écrit (voir partie 2.1) :

$$\rho_{DR} = \frac{(1-R_1)^2 R_2''(\sin^2(2\nu)+\sinh^2(2\gamma))}{[1+R_1R_2'' - 2\sqrt{R_1R_2''}\cos(2\nu)\cosh(2\gamma)]^2 + 4R_1R_2''\sin^2(2\nu)\sinh^2(2\gamma)} \tag{4.1}$$

avec :

$$\begin{cases} \nu = \frac{\pi\Delta n' L}{\lambda_0 \cos\theta_B} \\ \gamma = \frac{\pi\Delta n'' L}{\lambda_0 \cos\theta_B} \\ R_2'' = R_2 \exp\left(\frac{2gL}{\cos\theta_B}\right) \end{cases} \tag{4.2}$$

et $\nu = 3\gamma$.

On définit l'écart au seuil laser par la variable x telle que $x = 1 - \frac{g}{g_s}$ où g_s est la valeur de g pour laquelle il y a émission laser. g_s se déduit de l'expression $1 - R_1R_2'' = 0$.

Nous avons représenté sur la figure 4.1.1 la variation de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction de l'écart au seuil laser. On peut remarquer que, contrairement aux réseaux de gain pur, il n'y a pas de valeur de x pour laquelle l'efficacité devient infinie. Par contre, le réseau se comporte comme un réseau d'indice : plus la valeur de ν est petite, plus l'efficacité croît rapidement à proximité du seuil laser. On voit sur cette courbe qu'on peut atteindre des valeurs de l'efficacité supérieure à 1 avec une modulation forte ($\nu = 1.10^{-4}$) et entre 50 et 100 % du seuil laser, mais on peut aussi espérer atteindre des efficacités supérieures à 10^4 avec une modulation faible ($\nu = 1.10^{-6}$) pour des écarts au seuil inférieurs à 0,008. Bien sûr, si près du seuil laser, le bruit de l'émission spontanée amplifiée peut devenir gênant.

On peut remarquer aussi que, comme pour les réseaux d'indice pur, pour un écart au seuil donné, il existe une valeur de ν optimale. Ceci est illustré sur la figure 4.1.2 qui représente la variation de l'efficacité de diffraction en réflexion en fonction du paramètre ν, pour différentes valeurs de l'écart au seuil x. Cette courbe présente un maximum dépendant de l'écart au seuil. Il est intéressant de remarquer que, pour un écart de 0,2, on atteint des efficacités supérieures à 10 pour une grande gamme de la modulation d'indice.

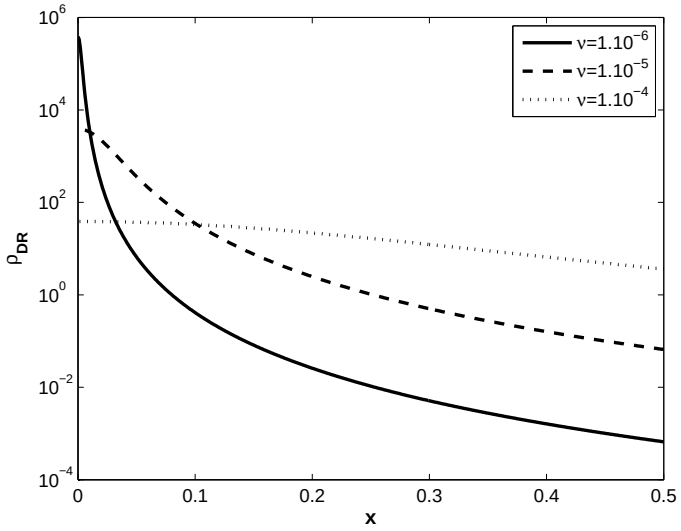


FIG. 4.1.1 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion du réseau intracavité, en fonction de l'écart au seuil laser x pour différentes valeurs du paramètre ν.

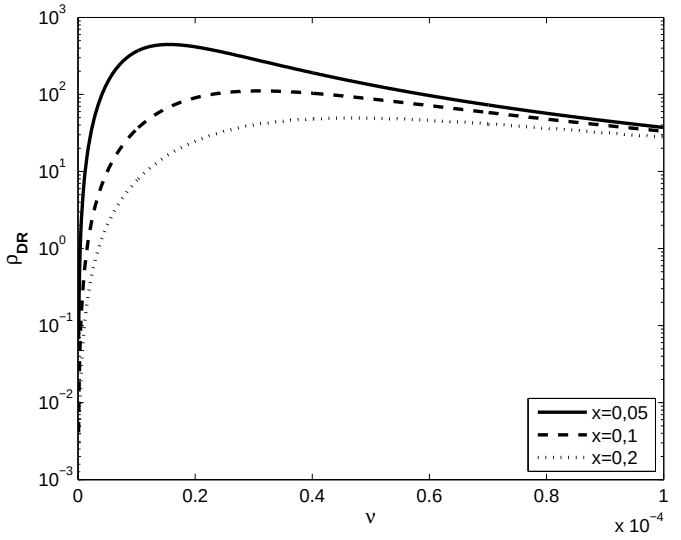


FIG. 4.1.2 – Variation de l'efficacité de diffraction en réflexion du réseau intracavité, en fonction du paramètre ν pour différentes valeurs de l'écart au seuil laser x.

Si on choisit une valeur de ν proche de 2.10^{-5}, c'est-à-dire une valeur de $\Delta g/g$ proche de 5.10^{-2}, on observe une augmentation de l'efficacité de plus d'un facteur 10 lorsqu'on passe de $x = 0,2$ à $x = 0,05$.

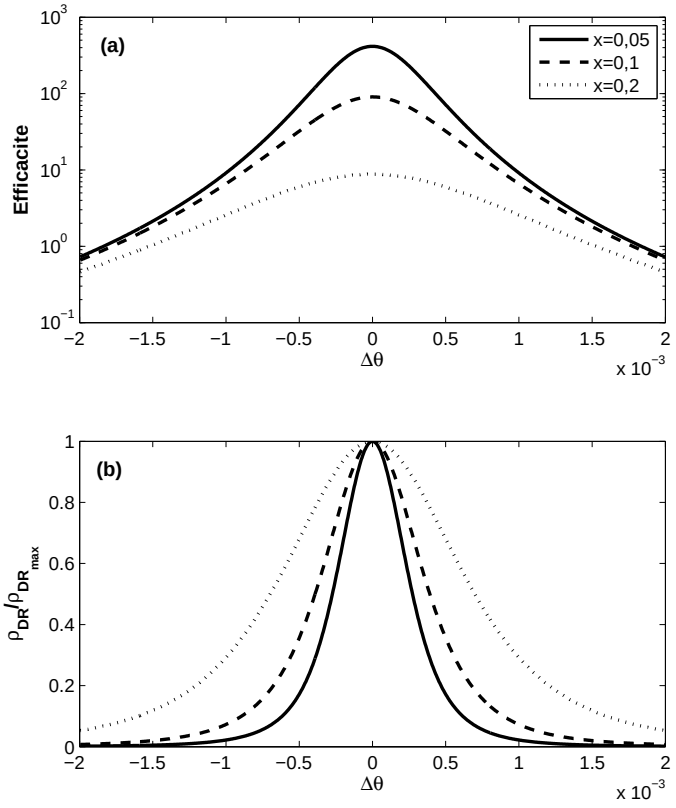


FIG. 4.1.3 – Variation angulaire de l'efficacité de diffraction en réflexion du réseau intracavité autour de la résonance de Bragg et de Fabry-Pérot, pour différentes valeurs de l'écart au seuil laser x.

La variation angulaire de l'efficacité de diffraction en fonction de l'écart à la résonance de Bragg et de Fabry-Pérot est représentée sur la figure 4.1.3, pour différentes valeurs de l'écart au seuil. Le maximum d'efficacité est obtenu à la double résonance. Plus on est proche du seuil laser, plus l'efficacité et la sélectivité sont grandes. On gagne plus d'un facteur 10 sur l'efficacité et un facteur 2,5 sur la sélectivité, en passant d'un écart au seuil de 0,2 à 0,05. Lorsque l'écart au seuil est de 0,05, la largeur à mi-hauteur est de $0,55$ mrad.

Nous avons montré que nous pouvions obtenir de très bonnes efficacités de diffraction en choisissant correctement le facteur ν. Lorsqu'on s'approche

du seuil laser, à la fois l'efficacité et la sélectivité sont améliorées. De plus, le produit $L\theta_B\mathcal{F}$, représentant le nombre d'allers-retours dans la cavité (avec L la longueur et $\mathcal{F}$ la finesse de la cavité) est égal à $12,6$ μm, on peut alors facilement choisir un faisceau de diamètre supérieur, ce qui assurera un bon recouvrement et donc une finesse effective peu éloignée de la finesse théorique.

Nous allons maintenant nous intéresser à la réalisation de ce type de réseau. Nous commençons par décrire le principe de l'expérience dans la section suivante.

4.2 Principe de l'expérience

Les matériaux utilisés sont des semi-conducteurs. Lorsqu'on éclaire violemment ces matériaux à une longueur d'onde supérieure à celle de la bande interdite, on induit du gain dans une bande spectrale dépendant du nombre de porteurs injectés dans le matériau semi-conducteur (voir chapitre 1). On cherche donc à inscrire un réseau d'indice et de gain par interférences entre deux faisceaux d'écriture. On souhaite ensuite lire le réseau à l'aide d'un faisceau de lecture, à une longueur d'onde adaptée, telle que ce faisceau soit amplifié.

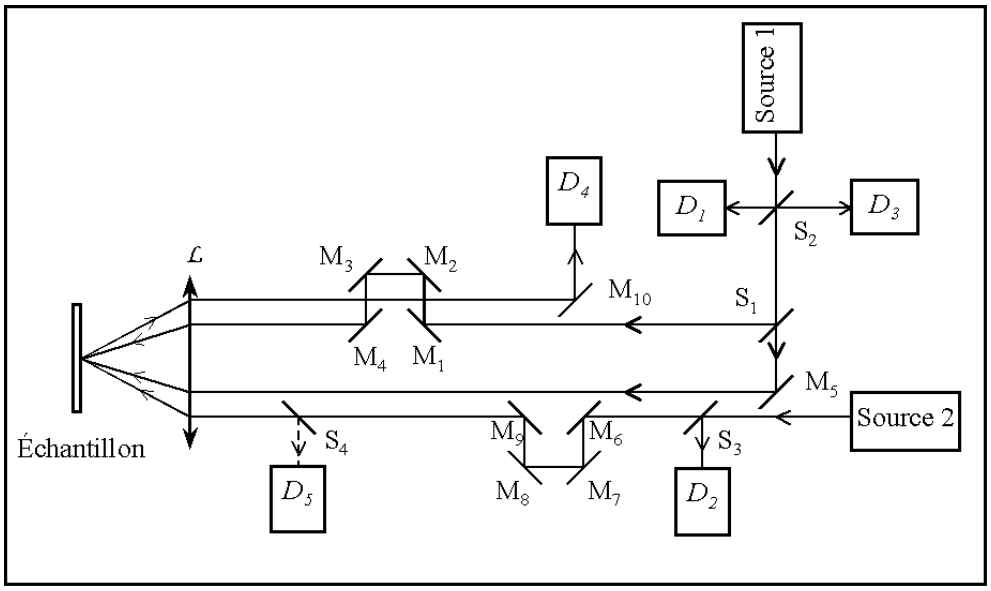


FIG. 4.2.1 – Schéma de principe de l'inscription et la lecture du réseau

Le schéma d'inscription et de lecture du réseau est présenté sur la figure 4.2.1. La source 1 émet des impulsions de durée picoseconde. Elle génère les deux faisceaux d'écriture (appelés aussi faisceaux de pompe). Le principe est identique à celui de l'inscription du réseau dans le chapitre 3 : le faisceau issu de la source 1 est divisé en deux faisceaux à l'aide de la lame semi-réfléchissante S_1. Les faisceaux transmis et réfléchi constituent les deux faisceaux d'écriture. Sur le trajet du faisceau réfléchi, un système de miroirs (les miroirs M_1 à M_4 sur la figure) sert de ligne à retard pour égaliser les chemins optiques des deux faisceaux d'écriture. Le faisceau transmis par la lame séparatrice S_1 est, quant à lui, simplement renvoyé dans une direction parallèle à celui issu du miroir M_4 à l'aide d'un miroir totalement réfléchissant M_5. Les deux faisceaux d'écriture passent ensuite dans la même lentille pour faciliter leur recouvrement dans l'échantillon.

Le faisceau de lecture (ou sonde) est issu de la source 2, émettant elle aussi des impulsions de durée picoseconde. Un système de miroirs (M_6 à M_9) permet de régler le retard entre le faisceau de lecture et les faisceaux d'écriture. Le faisceau de sonde passe ensuite dans la même lentille que les faisceaux de pompe afin de permettre un réglage plus facile du recouvrement entre ces différents faisceaux, en utilisant le fait que, s'ils sont tous parallèles à l'axe de la lentille, ils vont converger en son foyer image.

On place plusieurs détecteurs afin de mesurer les intensités des différents signaux intéressants :
- le détecteur D_1 détecte le signal de référence de la pompe ;
- le détecteur D_2 est utilisé pour la référence de la sonde ;
- la réflexion sur l'échantillon de l'un des deux faisceaux de pompe est mesurée à l'aide du détecteur D_3 ;
- le détecteur D_4 mesure l'intensité du faisceau sonde réfléchi sur l'échantillon ;
- enfin le diffracté-réfléchi est mesuré à l'aide du détecteur D_5.

Nous allons maintenant décrire plus en détails les différents éléments du dispositif expérimental.

4.3 Détails du dispositif expérimental

Dans cette section, nous décrivons les sources utilisées pour l'écriture et la lecture du réseau, ainsi que la méthode d'acquisition des différents signaux.

4.3.1 Les sources paramétriques

Les sources 1 et 2 de la figure 4.2.1 sont en fait des sources paramétriques pompées par le même laser. Elles sont séparément accordables en fréquence, l'une étant plus intense que l'autre : on peut ainsi réaliser des expériences de type pompe-sonde (le faisceau intense sert de pompe, le faisceau moins intense de sonde). Compte tenu de la forte diffusion des porteurs susceptible d'effacer les réseaux inscrits, les sources doivent émettre des impulsions de courte durée ($\sim$ 10 ps). De plus, la zone de gain des échantillons étant étroite en fréquence, ces sources doivent être accordables.

Pour réaliser les sources, on part d'un laser Nd:YAG (cristal de grenat d'aluminium et d'yttrium dopé néodyme) picoseconde doublé et triplé en fréquence. Il délivre des impulsions infrarouge à 1064 nm (partie du faisceau qui n'a pas servi au doublage et triplage de fréquence), des impulsions de vert à 532 nm et des impulsions d'ultraviolet à 355 nm. La durée des impulsions est de 35 ps environ et la cadence de 10 Hz, soit une impulsion toutes les 100 ms.

On réalise une double source accordable (pompe intense et sonde) à l'aide du laser précédent. Le schéma des sources paramétriques est présenté en figure 4.3.1. On divise le faisceau laser incident en trois parties (figure 4.3.2) :

- 30 % séparé en deux faisceaux de même puissance pour réaliser les deux faisceaux colorés de fréquences séparément accordables ;
- 70 % qui servent à amplifier l'un des deux signaux ci-dessus.

Bras générateur

Dans un milieu non linéaire, des ondes de fréquences différentes peuvent interagir entre elles. La non-linéarité du second ordre est à l'origine de la génération et de l'amplification paramétrique. Ces effets paramétriques optiques sont basés sur le transfert de puissance d'une onde à la fréquence ω_3 aux ondes de fréquences ω_1 et ω_2 telles que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ [Wu03]. Quand cette relation est vérifiée, on a conservation de l'énergie. Il faut de plus qu'on ait conservation de la quantité de mouvement : $\mathbf{\Delta k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 0$. On parle alors d'accord de phase pour les faisceaux considérés.

Dans le cas de l'amplification paramétrique, une source intense de fréquence ω_3 (l'onde de pompe) et une source de faible puissance de fréquence ω_1 (onde signal) permettent la génération de deux sources intenses aux fréquences ω_1 et ω_2 (onde complémentaire). Dans le cas de la fluorescence paramétrique, l'onde de pompe seule génère les ondes signal et complémentaire.

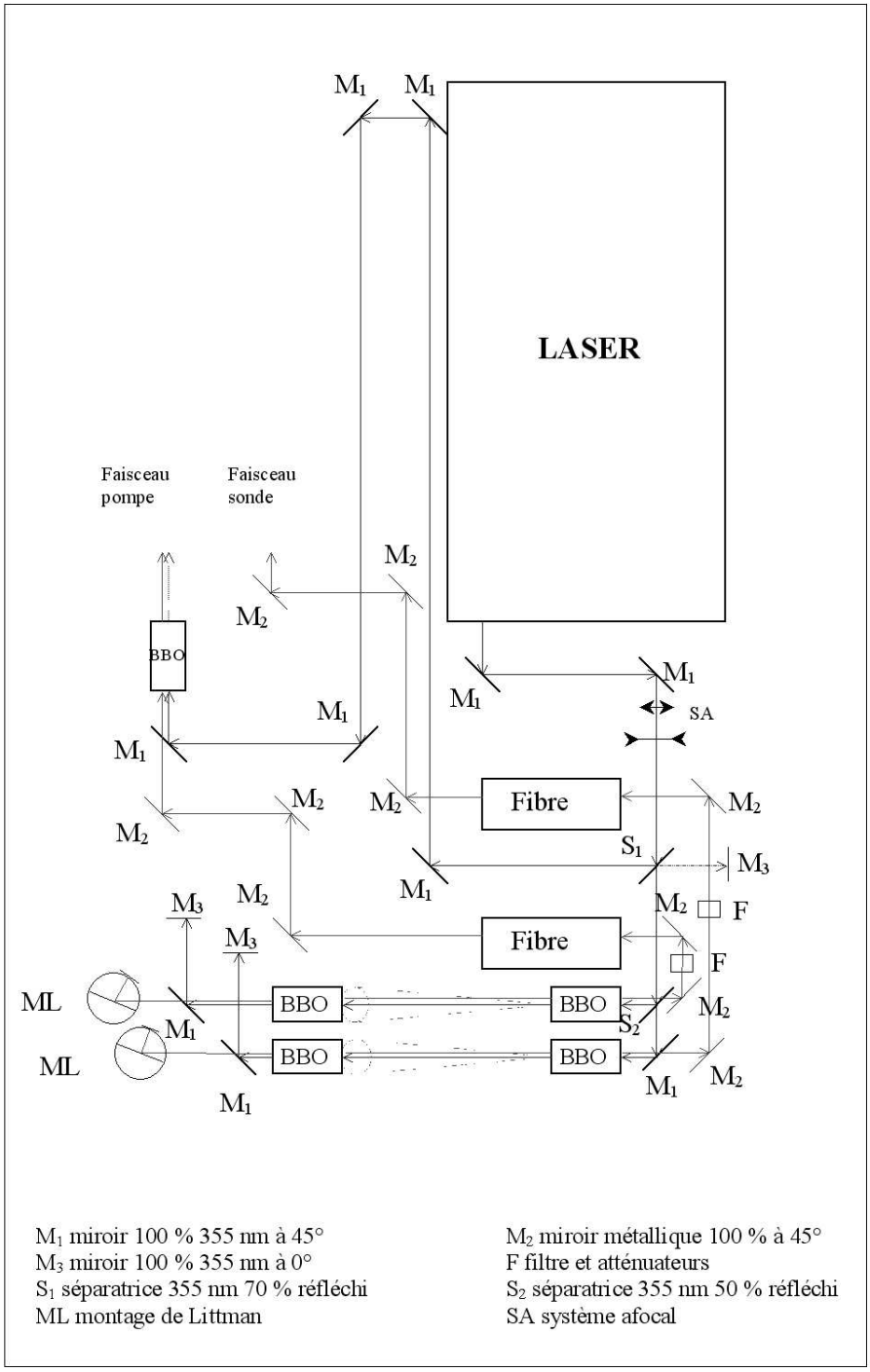


FIG. 4.3.1 – Schéma de principe des sources paramétriques

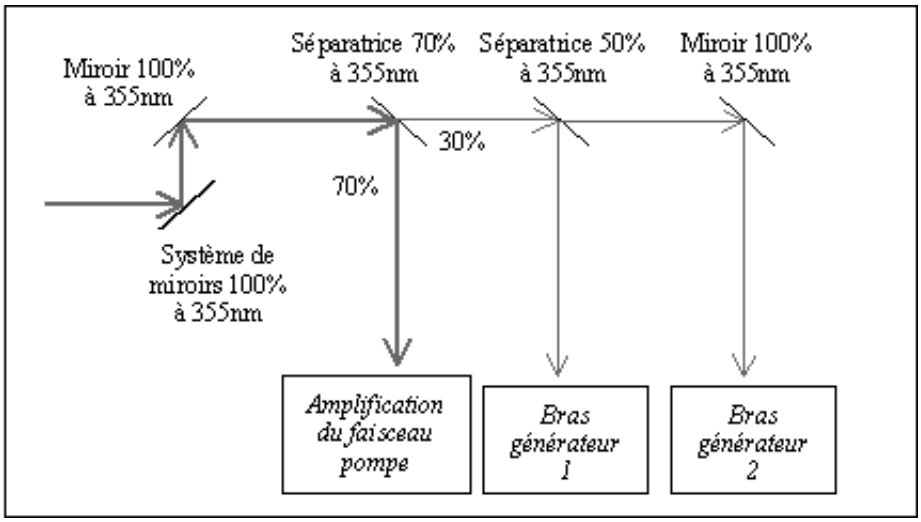


FIG. 4.3.2 – Répartition des faisceaux

Comme plusieurs couples $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ réalisent l'accord de phase, il y a génération d'un cône de fluorescence paramétrique pour un couple de fréquences ω_1 et ω_2 donné.

Le principe du bras générateur est la génération paramétrique par fluorescence et l'amplification paramétrique dans des cristaux non-linéaires. On utilise des cristaux de BBO (BaB_2O_4, borate de baryum), qui sont des cristaux uniaxes négatifs, taillés pour un accord de phase de type I dans notre expérience.

Le faisceau UV traverse un cristal de BBO (figure 4.3.3) : cela crée un cône de fluorescence paramétrique. Dans ce cône, la longueur d'onde augmente vers le centre. Si on change l'orientation du cristal, on change la condition d'accord de phase (et les couples (ω_1, ω_2) pour lesquels il y a génération) et donc la direction de propagation d'une onde à une fréquence donnée. Celles qui se propagent dans la direction du faisceau de pompe sont ensuite amplifiées par le deuxième cristal (il y a un filtrage spatial lié à la taille du cristal et au diamètre fini du faisceau de pompe), puisque celui-ci amplifie la composante colorée parallèle au faisceau d'UV. En pratique, une bande spectrale limitée est amplifiée par le deuxième cristal et en ressort dans la direction du faisceau de pompe (avec son onde complémentaire).

On cherche maintenant à réduire la largeur de raie. Pour cela, on utilise un réseau de diffraction en montage de Littman : on aura ainsi double passage sur le réseau puis retour du faisceau en contra-propagation du faisceau incident.

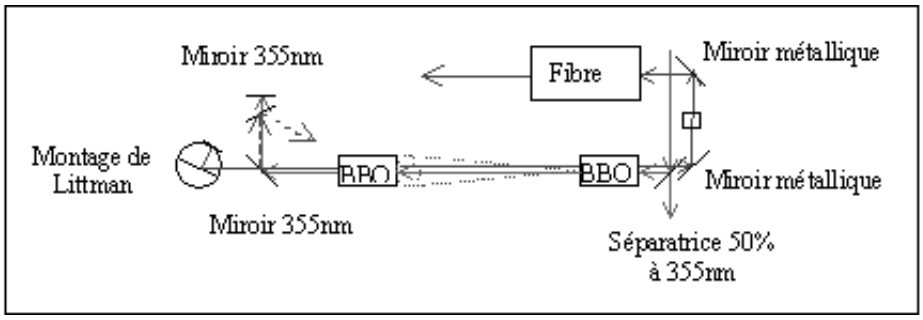


FIG. 4.3.3 – Bras générateur

On commence par séparer le faisceau coloré du faisceau UV à l'aide d'un miroir 100% à 355 nm placé à 45° et le faisceau coloré transmis est envoyé sur un réseau de diffraction, en incidence rasante, pour sélectionner une longueur d'onde (figure 4.3.4).

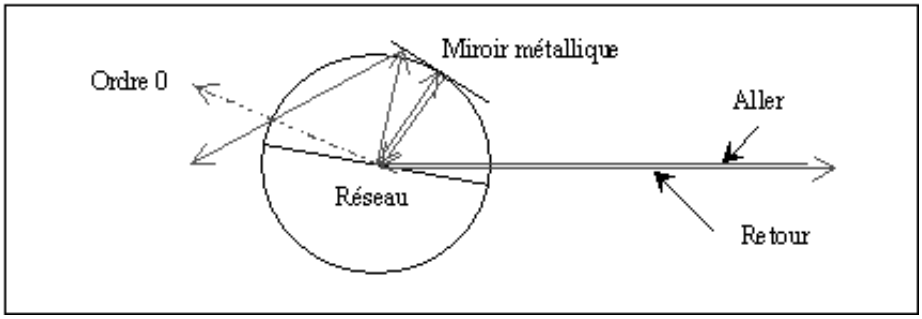


FIG. 4.3.4 – Montage de Littman

Le faisceau incident (de longueur d'onde λ) est diffracté par le réseau. On note i l'angle entre le faisceau incident et la normale au réseau, et r l'angle entre le faisceau diffracté et cette même normale. Comme $\sin(r)$ est compris entre 1 et -1, la formule des réseaux (voir chapitre 1) $\Lambda(\sin(r) - \sin(i)) = m\lambda$ (avec Λ le pas du réseau et m l'ordre de diffraction) donne $m < (1 - \sin(i))\Lambda/\lambda$. Or l'angle d'incidence i est proche de $\pi/2$, donc seuls les ordres 0 et 1 sont visibles. L'ordre 0 est inutile, et on récupère l'ordre 1 à l'aide d'un miroir.

Les différentes longueurs d'onde qui composent la bande spectrale de l'ordre 1 sont alors réfléchies vers le réseau, et seules les longueurs d'onde centrales proches de l'incidence normale au miroir, sont renvoyées dans la direction de propagation. Si la dispersion du réseau est suffisante, en sortie

du montage de Littman, on a une bande spectrale limitée par les conditions de Fourier liées à la durée des impulsions.

Le faisceau UV est réfléchi vers un autre miroir qui le renvoie dans la direction du faisceau incident, en contra-propagation. On règle la position de ce miroir pour égaliser les chemins optiques entre le faisceau UV et le faisceau coloré qui reviennent dans les cristaux (synchronisation de la pompe). C'est seulement à cette condition que le signal peut être amplifié au retour, c'est-à-dire à son deuxième passage dans les cristaux.

Il est inévitable qu'une petite composante colorée soit réfléchie avec l'UV. Elle est inutilisable car elle n'a pas été filtrée en longueur d'onde : on la dévie hors du montage par un miroir dichroïque réfléchissant à cette longueur d'onde et transmettant l'UV.

Au retour, on a amplification de la longueur d'onde sélectionnée dans les deux cristaux, avec génération d'une onde complémentaire de même intensité que le faisceau signal sélectionné par le réseau et amplifié. En sortie, le faisceau UV et le faisceau à la longueur d'onde choisie se propagent dans la même direction, ainsi que l'onde complémentaire. On sélectionne l'une ou l'autre par filtrage avec un verre coloré.

Remarque : Pour l'amplification paramétrique, en régime d'impulsions courtes (durée femtoseconde ou picoseconde), un seul passage dans le cristal de BBO permet d'obtenir des amplifications importantes, ce qui justifie l'absence de cavité dans le montage.

Filtrage spatial de l'onde

L'onde est générée à partir de l'émission spontanée sur une étendue géométrique trop importante pour créer un faisceau monomode. Il reste donc à améliorer son profil spatial. On utilise pour cela une courte fibre optique monomode courbée (la fibre mesure environ 10 cm et a un rayon de courbure de l'ordre de 1,5 cm). La faible longueur de la fibre permet d'éviter les phénomènes non-linéaires parasites tels que l'automodulation de phase qui élargiraient le spectre initial [Agr89]. Quand l'onde traverse la fibre, seul le mode fondamental gaussien se propage dans le cœur de celle-ci. La courbure de la fibre est choisie de manière à ce que les autres modes soient déviés dans la gaine et donc hors de la fibre.

En sortie de fibre, on obtient ainsi un signal de longueur d'onde accordable, composé d'impulsions brèves, fines spectralement et présentant un profil spatial gaussien.

Théoriquement, le faisceau de sortie de fibre doit être proche des conditions de Fourier, soit $\Delta t \Delta\nu = 0,44$ (avec $\Delta\nu$ la largeur de raie et Δt la largeur temporelle de l'onde). On peut considérer que la durée de l'impulsion est de l'ordre de 15 ps, on devrait donc avoir une largeur de raie de 0,6 Å à 810 nm. Nous avons évalué la largeur de raie de chacun des faisceaux à l'aide d'un monochromateur. Le résultat, $\simeq 0,6$ nm, est en fait limité par le pouvoir de résolution de l'appareil. Néanmoins, les largeurs de raies mesurées nous donnent une borne inférieure de la longueur de cohérence de nos deux sources : de l'ordre du millimètre. C'est donc à cette précision qu'il faut faire interférer les deux ondes de pompe pour être sûr de générer un réseau d'indice et de gain par absorption dans le semi-conducteur.

Amplification d'un des deux faisceaux

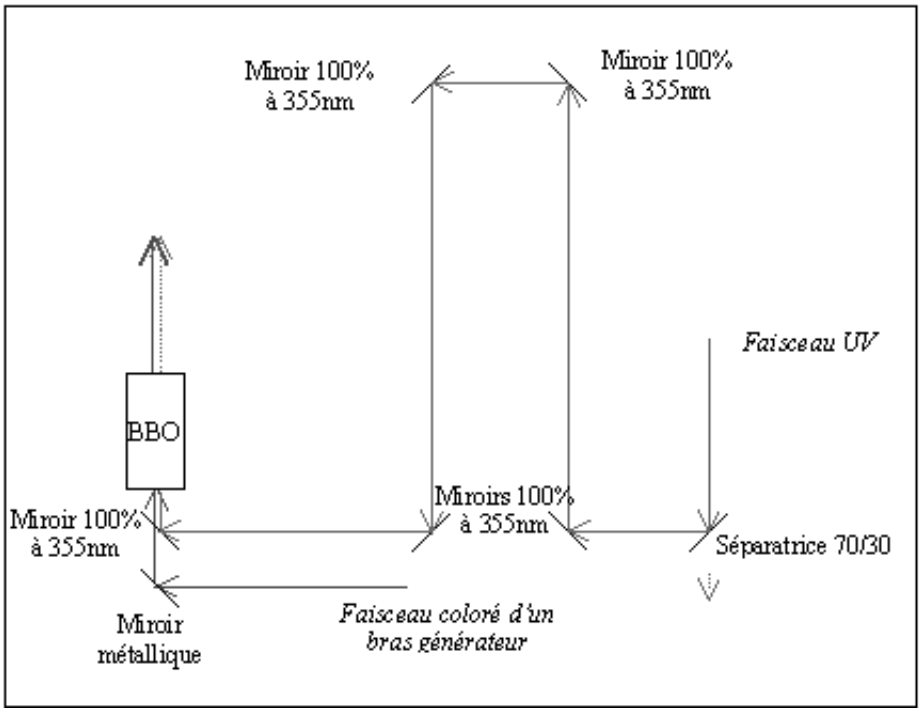


FIG. 4.3.5 – Amplification de la pompe

Les 70% d'UV du laser sont retardés par un système de miroirs : l'UV arrive ainsi en même temps que l'un des deux signaux sur un cristal de BBO (figure 4.3.5).

L'inclinaison du cristal permet alors de réaliser l'adaptation de phase à la longueur d'onde du faisceau coloré qu'on veut amplifier. Ce faisceau servira

de faisceau "pompe" dans la suite du montage, alors que le deuxième faisceau coloré servira de faisceau "sonde".

Nous avons expliqué le fonctionnement de la source et nous nous intéressons maintenant à l'acquisition des données.

4.3.2 Acquisition

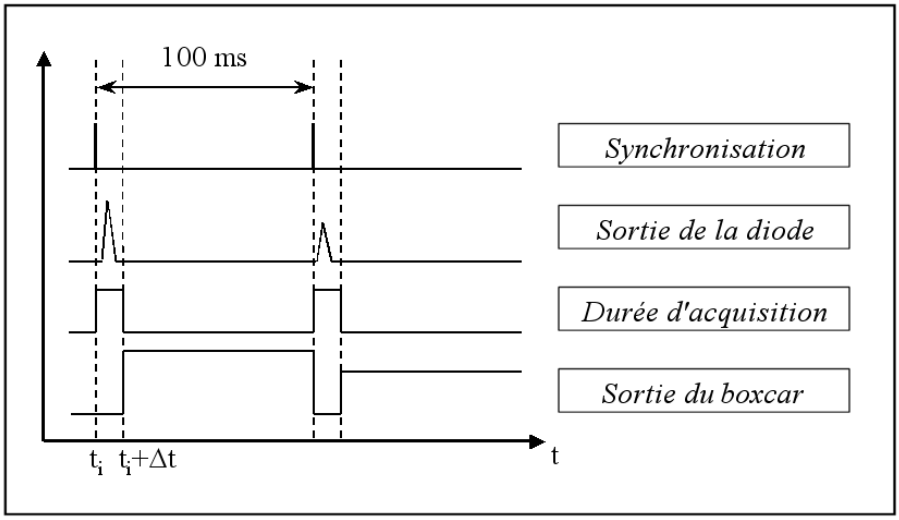


FIG. 4.3.6 – Acquisition d'un signal

À cause d'une instabilité de la source (les différents tirs ont des intensités qui peuvent être très différentes en raison du filtrage spatial par la fibre optique), on mesure deux signaux en simultané, dont l'un sert de référence, l'autre étant le signal utile. Les signaux lumineux à détecter sont des impulsions de très faible énergie (quelques dizaines de nanojoules) et se répétant toutes les 100 ms. On a donc utilisé des diodes à avalanches pour les mesurer.

La carte d'acquisition n'étant pas assez rapide pour acquérir les différents signaux analogiques issus des diodes, on utilise, comme dans les expériences du chapitre 3, un intégrateur à porte (boxcar) avant l'acquisition par ordinateur : l'intégrateur à porte transforme le signal de la diode en un signal créneau. L'amplitude du créneau est celle mesurée par la diode lors d'un temps court défini par l'utilisateur (une porte temporelle), et la durée du créneau est déterminée par le temps entre deux déclenchements (voir figure 4.3.6). Donc pour chaque signal, on doit régler la position temporelle et la durée de la porte qui définit le temps d'acquisition de l'intégrateur à porte.

Pour déclencher l'acquisition, on utilise un faisceau parasite à 532 nm à la sortie du laser picoseconde.

Dans cette partie, nous avons montré le principe de fonctionnement de l'expérience d'écriture et de lecture du réseau, en décrivant plus particulièrement les sources utilisées et la méthode d'acquisition. Nous allons maintenant étudier deux types d'échantillons utilisables pour l'expérience.

4.4 Cas de CdZnTe

Pour tester l'utilité de faire fabriquer une microcavité en CdZnTe, nous avons au préalable fait des mesures sur un cristal massif de CdZnTe.

L'échantillon de CdZnTe est un semi-conducteur II-VI massif de taille 6x4 mm^2 et d'épaisseur 0,9 mm. Il est dopé à 5% de Zinc. Il a été fourni par le laboratoire de Spectrométrie Physique de l'Université Joseph Fourier (Saint Martin d'Hères).

Nous cherchons à amplifier un faisceau coloré en le faisant passer à travers l'échantillon. Pour cela, le faisceau coloré doit avoir une longueur d'onde proche de celle de la bande interdite. Nous avons choisi d'apporter l'énergie au milieu à l'aide du faisceau infrarouge du laser picoseconde, par absorption à deux photons. Nous aurions pu apporter l'énergie au milieu par absorption à un photon, mais, pour un nombre de photons identique, on a une meilleure pénétration de l'onde lorsque l'absorption se fait à deux photons plutôt qu'à un photon (voir figure 4.4.1). Comme on a un échantillon d'épaisseur importante (1mm), ce facteur est à prendre en compte.

Dans cette partie, nous exposons la démarche expérimentale qui a été suivie : dans un premier temps, nous déterminons la longueur d'onde de bande interdite, puis nous donnons les conditions nécessaires à l'obtention de gain dans la cavité. Ensuite nous revenons sur la notion d'absorption à deux photons, mécanisme non-linéaire qui nous a permis de déterminer la superposition temporelle et spatiale des faisceaux pompe et sonde. Enfin nous montrons quel mécanisme d'absorption est prédominant dans cet échantillon.

4.4.1 Détermination de la longueur d'onde de bande interdite

Comme la longueur d'onde de bande interdite est un facteur important, on cherche à la déterminer de manière précise. Tout d'abord, on peut la

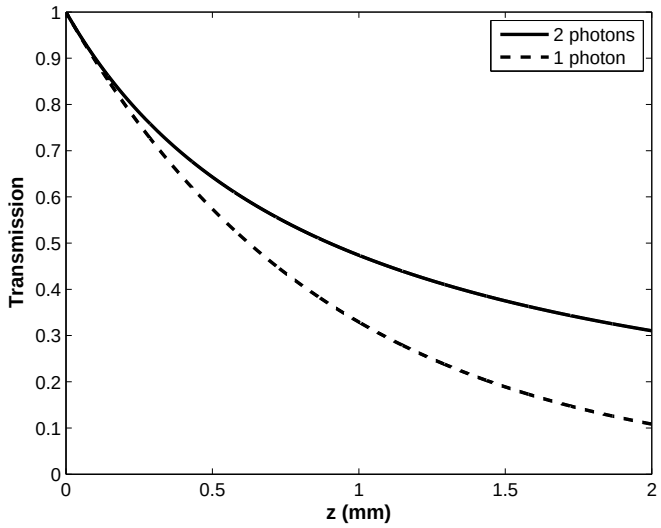


FIG. 4.4.1 – Transmission normalisée de la pompe en fonction de l'épaisseur dans le cas d'absorption à deux photons (trait plein) ou dans le cas d'absorption à un photon (traits pointillés)

déterminer à partir de l'énergie de bande interdite. Il y a, à ce sujet, de nombreuses valeurs différentes dans la littérature [Mou98b, Mar96, Her94], et le plus souvent les valeurs sont données pour une température de 0 K, alors qu'on a besoin de les connaître dans le cas de notre expérience, c'est-à-dire entre 290 K et 300 K. De plus, la précision est souvent limitée à la $2^{ème}$ décimale, ce qui nous donne une incertitude de l'ordre de 6 nm sur la longueur d'onde.

Nous avons donc procédé à la détermination expérimentale de la longueur d'onde de bande interdite, à l'aide de la courbe de transmission de l'échantillon.

Pour éviter les processus d'absorption à deux photons et un éventuel endommagement de l'échantillon, nous avons effectué ce spectre avec une très faible énergie lumineuse (utilisation du faisceau sonde). Pour chaque valeur de la longueur d'onde, on doit effectuer une série de mesures pour prendre en compte la fluctuation de l'énergie incidente. On vérifie ainsi qu'il n'y a pas d'effets non linéaires (la transmission de l'échantillon est constante en fonction de l'énergie incidente). D'autre part, pour obtenir une mesure absolue, on mesure la réponse en longueur d'onde des détecteurs (mesure sans échantillon). Le spectre montré sur la courbe de la figure 4.4.2 a été

obtenu en reportant, pour chaque longueur d'onde, le rapport des valeurs mesurées avec et sans échantillon. On observe une très nette diminution de la transmission en dessous de 849 nm.

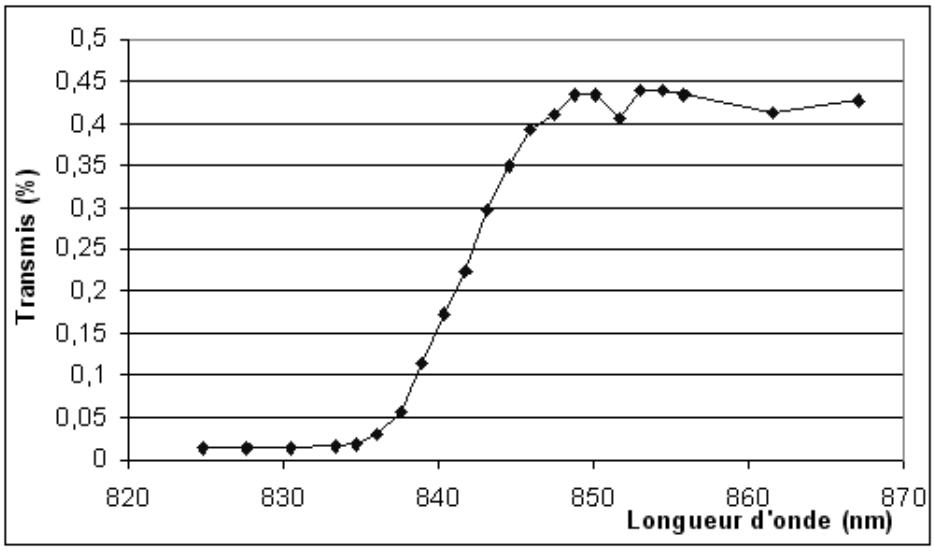


FIG. 4.4.2 – Spectre de transmission

Grâce à cette courbe, on peut déterminer une relation entre la transmission et la longueur d'onde. Pour cela, il faut déterminer les pertes dans l'échantillon en prenant en compte tous les effets qui interviennent dans la transmission (réflexion sur les faces, absorption par le milieu).

Expression du coefficient de pertes en fonction de la transmission

On considère une onde incidente d'intensité I_0. À la première interface (air - semi-conducteur), cette onde donne lieu à une onde réfléchie d'intensité $I_{r1} = RI_0$ et à une onde transmise d'intensité $I_{t1} = (1-R)I_0$ (avec R le coefficient de réflexion en intensité explicité ci-après). Lors de la propagation dans le milieu, l'onde I_{t1} est en partie absorbée. Au niveau de la deuxième interface (semi-conducteur - air), l'onde a une intensité $I = I_{t1}\exp(-\alpha e)$ avec e la longueur de l'échantillon et α le coefficient de pertes, si on néglige les effets d'interférence (impulsions de faible durée).
L'intensité transmise est alors $I_{t2} = I(1-R) = I_0(1-R)^2\exp(-\alpha e)$. La transmission mesurée est $T = (1-R)^2\exp(-\alpha e)$.

Explicitons le coefficient $(1 - R)$:

$$R = \frac{(n' - 1)^2 + n''^2}{(n' + 1)^2 + n''^2}$$

avec n' et n'' respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur. Donc :

$$1 - R = \frac{4n'}{(n' + 1)^2 + n''^2} \tag{4.3}$$

Si on considère, en première approximation, que n' varie peu en fonction de la longueur d'onde et que $n'' \ll n' + 1$. On obtient :

$$\alpha = -\frac{1}{e}(\ln(T) + 4\ln(n' + 1) - 2\ln(4n')) \tag{4.4}$$

À partir de cette équation et de la courbe, on a une relation expérimentale entre le coefficient de pertes α et la longueur d'onde. On peut aussi obtenir une autre relation entre α et la longueur d'onde, mais à partir des phénomènes qui se passent au sein d'un matériau semi-conducteur.

Expression du coefficient de pertes théorique du à l'absorption dans un semi-conducteur

On a une expression de la forme [Smi64] :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 - \frac{E}{E_g}}} \tag{4.5}$$

où E représente l'énergie du photon (pour $E \leq E_g$). Cette équation nous donne une relation entre $\frac{1}{\alpha^2}$ et $\frac{1}{\lambda}$:

$$\frac{\alpha_0^2}{\alpha^2} = 1 - \frac{\lambda_g}{\lambda} \tag{4.6}$$

On peut donc comparer ces deux expressions de α et en déduire la longueur d'onde d'énergie de bande interdite. On voit que la relation donnée par l'équation 4.4 est dépendante de l'indice de réfraction du matériau. Celui-ci est fortement dépendant de la longueur d'onde autour de l'énergie de bande interdite [Jen83]. On prend néanmoins, pour tracer la courbe, une valeur fixe (n = 3) compatible avec les nombreuses valeurs données dans la littérature [Her94, Red98] : on obtient la figure 4.4.3 sur laquelle on a reporté la variation de $1/\alpha^2$ en fonction de $1/\lambda$. On en déduit $\lambda_g = 841$ nm (soit $E_g = \frac{hc}{\lambda_g} = 1,474$ eV), ce qui est en bon accord avec les valeurs données dans la littérature, en particulier celle de $E_g = 1,481$ eV à 290 K [LL04], ce qui donne $\lambda_g \simeq 837$ nm.

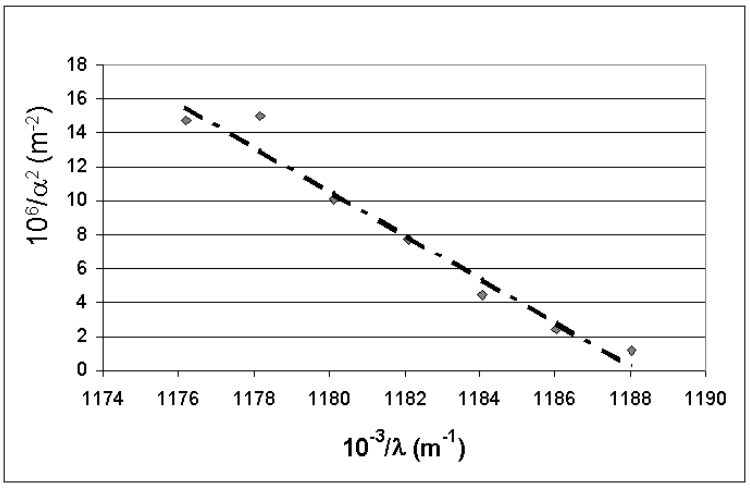


FIG. 4.4.3 – Points expérimentaux de la variation de $1/\alpha^2$ en fonction de l'inverse de la longueur d'onde. La courbe en traits pointillés représente la droite qui s'approche le plus des points expérimentaux.

4.4.2 Conditions de gain

On cherche maintenant à déterminer les conditions de gain, c'est à dire le nombre de porteurs nécessaires pour avoir de l'amplification, la largeur de raie de la zone de gain, ainsi que la valeur du coefficient de gain g.

Les photons amplifiés dans le milieu semi-conducteur sont ceux dont l'énergie $h\nu$ vérifie la condition de Bernard-Duraffourg [Ber61] :

$$E_g \leq h\nu \leq E_{Fc} - E_{Fv} \tag{4.7}$$

où E_g, E_{Fc} et E_{Fv} représentent respectivement l'énergie de gap, le quasi-niveau de Fermi des électrons et le quasi-niveau de Fermi des trous dans le semi-conducteur. Les quasi-niveaux de Fermi dépendent des densités de porteurs n (électrons) et p (trous) présents dans le milieu. On a la relation approchée suivante :

$$E_{Fc} - E_{Fv} = k_B T \ln\left(\frac{np}{n_i^2}\right) \tag{4.8}$$

avec k_B le constante de Boltzman, T la température exprimée en Kelvin et n_i la densité intrinsèque de porteurs, donnée par $n_i^2 = N_c N_v \exp(\frac{-E_g}{k_B T})$ (N_c et N_v sont les densités effectives d'états).

La condition de Bernard-Duraffourg nous donne :

$$k_B T \ln\left(\frac{np}{n_i^2}\right) \geq E_g \text{ soit } np \geq N_c N_v \tag{4.9}$$

A l'équilibre thermique, $n = p$, donc $n \geq \sqrt{N_c N_v}$. Les densités effectives d'état sont définies en fonction des masses effectives m_c^* et m_v^* par les relations suivantes :

$$N_c = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\frac{m_c^* k_B T}{\pi\hbar^2}\Big)^{3/2} \text{ et } N_v = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\frac{m_v^* k_B T}{\pi\hbar^2}\Big)^{3/2}$$

On utilise les masses effectives du CdTe pour déterminer une condition sur n :

$$n \geq 2,71.10^{18} cm^{-3} \quad \text{pour } T = 290 \text{ K} \tag{4.10}$$
$$n \geq 2,85.10^{18} cm^{-3} \quad \text{pour } T = 300 \text{ K} \tag{4.11}$$

La largeur spectrale de la zone de gain, déterminée par l'équation 4.7, est définie par :

$$\Delta\lambda = hc\Big(\frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_{Fc} - E_{Fv}}\Big) \tag{4.12}$$

Pour vérifier expérimentalement que l'on peut obtenir du gain, on mesure l'énergie de la pompe absorbée par l'échantillon. Avant l'échantillon, on a $E_p = 0,2$ mJ. Si on considère une absorption de 50 % pour la pompe, le nombre de photons absorbés est alors défini par $N_{ph} = \frac{E_p}{2hc}\lambda_p$. Si on prend pour hypothèse que l'énergie de la pompe absorbée participe uniquement à de l'absorption à deux photons, elle crée alors une densité d'électrons égale à $n = \frac{N_{ph}}{2V}$ où V est le volume de l'échantillon éclairé par le faisceau. On trouve $n = 3,3.10^{18}$ cm^{-3}, ce qui permet de satisfaire la condition de Bernard-Duraffourg. De plus, on peut aussi déterminer la plage de fréquences sur laquelle on a du gain grâce à l'équation 4.12. A T = 290 K, $E_{Fc} - E_{Fv} = 1,484$ eV et $E_g = 1,474$ eV ($\lambda_g = 841$ nm, d'après l'expérience), ce qui donne $\Delta\lambda = 5,5$ nm.

On peut définir le coefficient de gain g en fonction de la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité χ :

$$g = -\frac{4\pi\omega}{cn}\chi'' \tag{4.13}$$

avec n l'indice du matériau, c la célérité et ω la fréquence de l'onde considérée. D'après la thèse de Bruno Thedrez [The88] qui modélise un laser à semi-conducteur, on peut écrire la susceptibilité comme suit :

$$\chi = -\frac{cn\sigma}{4\pi\omega}\int_0^\infty (\tilde{\rho}_c - \tilde{\rho}_v) G(\delta)(\delta + i)\frac{k^2 dk}{\pi^2} \tag{4.14}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\sigma &\quad \text{la surface effective} \\
\tilde{\rho}_c &= \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_2-E_{Fc}}{k_BT}\right)} \text{ avec } E_2 = E_g + \frac{\hbar^2k^2}{2m_c^*} \\
\tilde{\rho}_v &= \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_1-E_{Fv}}{k_BT}\right)} \text{ avec } E_1 = -\frac{\hbar^2k^2}{2m_v^*} \\
\delta &= \frac{T_2}{\hbar}\left(\frac{\hbar^2k^2}{2m} + E_g - \hbar\omega\right) \\
m &= \frac{m_c^*m_v^*}{m_c^*+m_v^*} \text{ masse effective globale} \\
T_2 &= 10^{-13} \text{ s, temps de relaxation transversale} \\
G(\delta) &= \frac{1}{1+\delta^2}\exp(-\frac{\delta^2}{\delta_0^2}) \text{ avec } \delta_0 = 20
\end{aligned}$$

δ représente le décalage entre l'énergie d'un photon de l'onde électromagnétique et l'énergie de la paire électron-trou considérée.

On trouve E_{Fc} et E_{Fv} à l'aide des équations suivantes :

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\int_0^{+\infty}\frac{\sqrt{E}}{1+\exp\left(\frac{E+E_g-E_{Fc}}{k_BT}\right)}\,dE \tag{4.15}$$

$$p = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_v^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\int_0^{+\infty}\frac{\sqrt{E}}{1+\exp\left(\frac{E+E_{Fv}}{k_BT}\right)}\,dE \tag{4.16}$$

On peut ensuite tracer ce coefficient g en fonction de la longueur d'onde. On prend comme valeurs initiales $n = p = 3,3.10^{18}$ cm^{-3}. On obtient la courbe de la figure 4.4.4 à l'aide de Matlab. On remarque que la courbe montre une zone de fort gain sur une plus grande gamme de valeurs que prévu. Ceci est dû au fait que l'équation 4.12 est établie à partir de valeurs approchées de n et p, et que l'approximation faite n'est plus valable autour de l'énergie de bande interdite.

Nous avons vu que les conditions sont réunies pour obtenir du gain dans le matériau. Nous allons maintenant expliciter le moyen utilisé pour la superposition temporelle des différentes impulsions.

4.4.3 Absorption à deux photons

On a besoin d'une méthode pour déterminer si les deux faisceaux de pompe et de sonde arrivent en même temps sur l'échantillon. Pour cela,

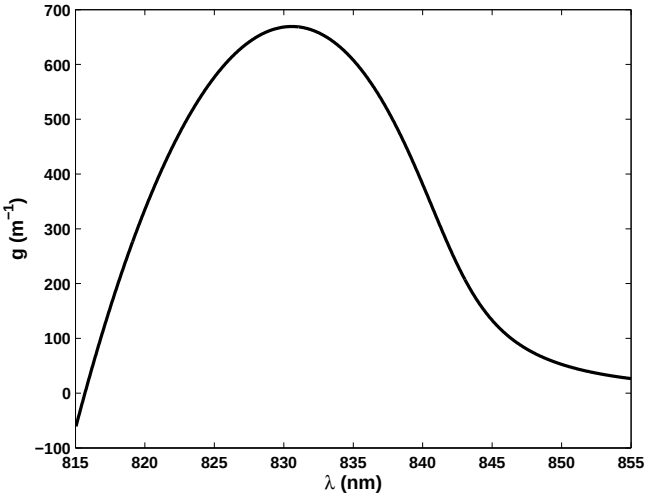


FIG. 4.4.4 – Facteur de gain en fonction de la longueur d'onde, pour des valeurs de densités de porteurs $n = p = 3,3.10^{18}$ cm^{-3}

on utilise le fait qu'il y a interaction entre les deux c'est-à-dire qu'il y a une différence notable de l'absorption de la sonde selon que la pompe est présente ou non. Ceci est lié à l'absorption à deux photons : le matériau absorbe toujours deux photons de la pompe quand les faisceaux ne sont pas superposés alors qu'il n'absorbe un photon de la sonde avec un photon de la pompe que dans le cas contraire (pour des longueurs d'onde de sonde supérieures à celle de la bande interdite).

Absorption de la pompe seule

On envoie sur l'échantillon le faisceau infrarouge (pompe) qui sort du laser Nd:YAG picoseconde. On observe que ce faisceau est absorbé par l'échantillon. On peut calculer l'intensité de pompe $I_p(z)$ dans l'échantillon, quand on n'envoie sur celui-ci que le faisceau de pompe (z étant la coordonnée sur l'axe de transmission du faisceau).
Si on pose A_p l'amplitude du faisceau de pompe, on obtient l'équation de propagation en tenant compte des approximations habituelles de l'optique non-linéaire [Fre92] :

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{-4\pi^2}{n\lambda}\chi_p^{(3)}|A_p|^2 A_p \tag{4.17}$$

avec $\chi_p^{(3)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3. Comme $I_p = \frac{2\pi}{cn}|A_p|^2$, on a

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{-4c\pi}{\lambda}\mathtt{Im}(\chi_p^{(3)})I_p^2 \tag{4.18}$$

avec $\mathtt{Im}(\chi_p^{(3)})$ est la partie imaginaire de la susceptibilité.

En posant $K = \frac{4c\pi}{\lambda}\mathtt{Im}(\chi_p^{(3)})$, on obtient :

$$I_p(z) = \frac{I_p(0)}{1 + KI_p(0)z} \tag{4.19}$$

Absorption de la pompe et de la sonde

Quand la sonde est également présente dans l'échantillon, rien ne change pour la pompe en raison de la faible intensité de la sonde. Par contre la sonde est absorbée par absorption simultanée d'un photon sonde et d'un photon pompe. On peut calculer l'intensité de la sonde dans l'échantillon grâce à son équation de propagation non-linéaire [Fre92] :

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{-4\pi^2}{n\lambda}\chi_s^{(3)}|A_p|^2 A_s \tag{4.20}$$

Si la polarisation est la même pour la pompe et pour la sonde, on a $\chi_s^{(3)} = 2\chi_p^{(3)}$. Dans le cas de polarisations parallèles, on obtient donc $\frac{dI_s}{dz} = -2KI_pI_s$ (avec les mêmes notations que précédemment). Dans le cadre d'une approximation paramétrique, on suppose que I_p est fixe et donc :

$$I_s(z) = I_s(0).\exp(-2KI_pz) \tag{4.21}$$

Si on suppose qu'on a 10 % d'absorption sur la pompe, on aura environ 20 % de la sonde qui est absorbée, ce qui est facile à observer. On peut donc utiliser ce phénomène d'absorption à deux photons pour déterminer la superposition temporelle entre les deux impulsions, si les deux faisceaux ont la même polarisation. En pratique, les deux faisceaux ont deux polarisations rectilignes croisées, on utilise alors un compensateur de polarisation pour modifier la polarisation de la pompe et la rendre parallèle à celle de la sonde.

4.4.4 Superpositions spatiale et temporelle

On réalise maintenant expérimentalement la superposition spatiale et la superposition temporelle des deux faisceaux.

Pour pouvoir séparer les faisceaux sonde et pompe après l'échantillon, nous avons choisi de les faire arriver sur celui-ci à des incidences différentes.

Pour s'assurer de leur superposition, on fait passer les deux faisceaux à travers la même lentille (s'ils sont exactement parallèles avant la lentille, ils seront superposés dans le plan focal image de la lentille). On utilise une lentille de focale 60 cm. Les faisceaux sonde et pompe ont respectivement 200 et 300 μm de diamètre au foyer.

Les deux faisceaux ont des intensités très différentes : le faisceau pompe est beaucoup plus intense que le faisceau sonde. De plus, comme ils ne sont pas dans le domaine visible, on a besoin d'une caméra pour les visualiser. On utilise le montage de la figure 4.4.5 pour vérifier la superposition spatiale des faisceaux. La lentille L2 permet d'imager l'arrière de l'échantillon : on récupère sur la caméra le faisceau sonde transmis et la diffusion de la pompe au niveau de l'échantillon, réfléchie sur le miroir. Les intensités de ces deux faisceaux sont encore différentes (la pompe diffusée est toujours plus intense que la sonde transmise) mais les deux sont visibles sur la caméra sans la saturer : on n'a pas besoin de mettre des atténuateurs quand on regarde la pompe, ce qui aurait eu pour effet possible de dévier le faisceau. Le miroir de renvoi sur la caméra est escamotable, ainsi on ne l'utilise que pour vérifier la superposition des faisceaux. Ensuite, on l'enlève pour que le faisceau sonde transmis soit envoyé directement sur le détecteur (on ne perd ainsi pas d'énergie).

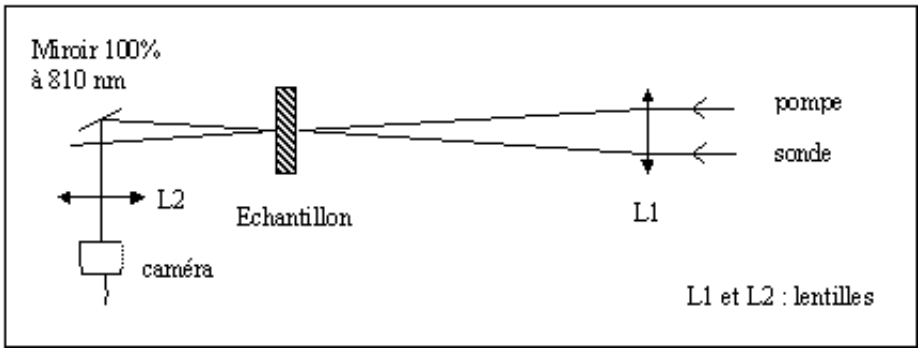


FIG. 4.4.5 – Vérification de la superposition spatiale

Pour avoir superposition temporelle, il faut que les impulsions des deux faisceaux arrivent en même temps sur l'échantillon. Il faut ajouter 6 miroirs en sortie du laser pour que le faisceau infrarouge parcoure un chemin optique équivalent à celui du faisceau sonde. De plus, pour modifier la longueur du chemin optique parcourue par la pompe, nous avons positionné, sur son trajet, un coin de cube en verre placé sur une platine de translation. Ce coin de

cube joue le rôle de ligne à retard. Un déplacement de x mm en arrière sur la platine augmente le chemin optique de $2x$ mm.

On cherche d'abord à positionner approximativement le coin de cube : à la place de l'échantillon, on place un détecteur rapide et on regarde à l'oscilloscope les signaux provenant de la pompe et de la sonde, en plaçant des atténuateurs de même épaisseur mais de densités optiques différentes suivant qu'on regarde la pompe ou la sonde (le signal de pompe est 1600 fois plus intense que la sonde). Les deux signaux observés ont alors la même forme et la même durée. Malheureusement, le signal de déclenchement de l'oscilloscope n'étant pas très stable, il reste une incertitude de l'ordre de 500 ps (soit 15 cm) sur le moment exact où les deux impulsions arrivent sur l'échantillon. Le coin de cube est placé sur une platine de translation, il peut être déplacé de 4 cm, ce qui rajoute 8 cm soit environ 270 ps de délai. Après quelques tâtonnements, on trouve une position du coin de cube qui convient.

Le détecteur du transmis de la sonde reçoit aussi une partie de la pompe diffusée dans l'échantillon : on élimine le maximum de bruit en ajoutant des diaphragmes et un verre coloré de type KG3. Il reste alors un bruit résiduel de l'ordre de 5 à 10 mV alors que le signal de la sonde transmise (sans pompe et de longueur d'onde supérieure à celle de bande interdite) est de l'ordre de 50 à 100 mV.

On se place à une longueur d'onde supérieure à celle de bande interdite pour pouvoir synchroniser les faisceaux (on ne veut pas d'absorption à un photon dans l'échantillon, mais de l'absorption à deux photons, un provenant de la pompe et un de la sonde) et on déplace le coin de cube (figure 4.4.6). Sur la partie de gauche, la pompe arrive après la sonde et n'a donc aucun effet sur celle-ci. Sur la partie de droite, la pompe arrive avant la sonde : on a toujours absorption de la sonde même si les deux faisceaux ne sont plus superposés temporellement, car la relaxation des porteurs photogénérés par la pompe est suffisamment lente pour que la sonde arrive avant la désexcitation. On a généré une forte densité de porteurs qui absorbent à leur tour fortement la sonde.

Cette même expérience doit également permettre de mesurer du gain à certaines longueurs d'onde si la densité de porteurs est suffisante pour avoir inversion de population.

Nous avons donc refait cette expérience pour différentes longueurs d'onde de sonde sans toutefois observer du gain. Quoique la zone de gain soit plus large, nous avons été contraints de nous limiter aux longueurs d'onde supérieures à 835 nm, longueur d'onde en dessous de laquelle le bruit résiduel de pompe sur le détecteur de la sonde devient du même ordre de grandeur voire

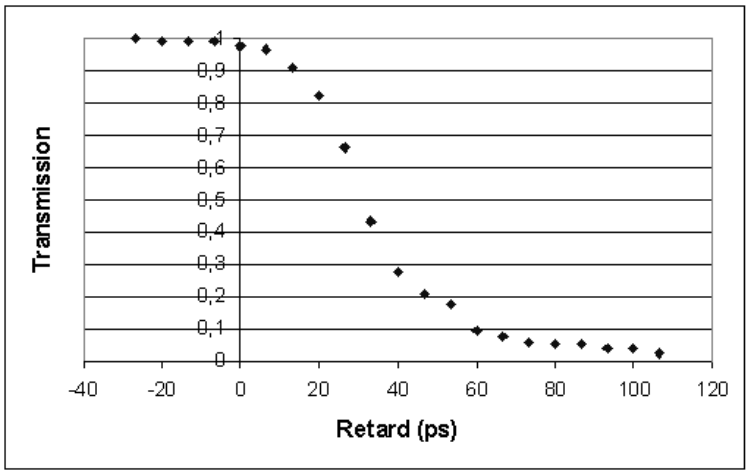


FIG. 4.4.6 – Transmission normalisée de la sonde à une longueur d'onde de 860 nm en fonction de l'écart temporel entre le faisceau sonde et le faisceau pompe. La pompe a une énergie de 0,2 mJ.

plus important que le signal de sonde mesuré. En effet la sonde est elle-même absorbée par l'échantillon, comme on a pu le voir sur la figure 4.4.2. Toutefois, une large partie de la courbe de la figure 4.4.4 a été explorée, ce qui aurait dû être suffisant pour observer du gain.

La non-observation de gain pourrait s'expliquer si un mécanisme physique limitait la densité de porteurs photogénérés par absorption à deux photons. Ce point est discuté dans la section suivante.

4.4.5 Absorption non génératrice de porteurs

Examinons les phénomènes qui peuvent donner lieu à de l'absorption non-génératrice de porteurs dans un semi-conducteur comme le CdZnTe : il y a l'absorption par les porteurs libres (les porteurs créés par absorption à deux photons absorbent à leur tour les photons que l'échantillon reçoit), ou l'effet Auger. Il convient de déterminer l'influence relative de ces mécanismes et comment ils affectent le nombre de porteurs dans l'échantillon.

Absorption par les porteurs libres

L'absorption à deux photons de la pompe crée des porteurs libres qui peuvent à leur tour absorber les photons de la sonde, comme nous l'avons

vu précédemment. Mais ils peuvent aussi absorber ceux de la pompe, ce qui peut limiter la densité de porteurs photogénérés, à haute énergie pompe.

La densité surfacique de photons de pompe, par unité de temps, au point z et à l'instant t, $n_L(z,t)$ et la densité volumique de porteurs au point z et à l'instant t, $N_p(z,t)$ sont reliées par les relations :

$$\frac{\partial n_L}{\partial z}(z,t) = -K_n n_L^2(z,t) - \sigma N_p(z,t) n_L(z,t) \tag{4.22}$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t}(z,t) = \frac{1}{2} K_n n_L^2(z,t) \tag{4.23}$$

où K_n est le coefficient d'absorption à deux photons et σ la section efficace d'absorption des porteurs libres créés par absorption à deux photons. Le facteur $1/2$ de l'équation 4.23 provient de l'absorption de deux photons de pompe pour la création d'une paire électron-trou. Notons aussi que cette équation est écrite pour des temps très inférieurs à la durée de vie des porteurs, ce qui correspond à notre situation expérimentale.

On intègre ces équations couplées numériquement dans le cas d'une impulsion laser de profil temporel rectangulaire de largeur Δt. On a ainsi $n_L(0,t) = n_0$ pour $0 \leq t \leq \Delta t$ et $n_L(0,t) = 0$ autrement. Cette valeur n_0 est reliée à l'énergie E_L de l'impulsion de durée Δt par l'équation :

$$n_0 = \frac{E_L \lambda_L}{hc \Delta t S} \tag{4.24}$$

avec S la section du signal lumineux. Pour une intégration avec un pas spatial δz et temporel δt, on a alors :

$$\begin{aligned} n_L(i\delta z, j\delta t) = {} & n_L[(i-1)\delta z, j\delta t] - K_n n_L^2[(i-1)\delta z, j\delta t] \frac{e}{N_z} \\ & - \sigma N_p[i\delta z, (j-1)\delta t] n_L[(i-1)\delta z, j\delta t] \frac{e}{N_z} \end{aligned} \tag{4.25}$$

$$N_p(i\delta z, j\delta t) = N_p[i\delta z, (j-1)\delta t] + \frac{1}{2} K_n n_L^2[i\delta z, j\delta t] \tag{4.26}$$

avec $n_L(0, j\delta t) = n_0$ et $N_p(i\delta z, 0) = 0$ pour conditions initiales.

La densité moyenne de porteurs après le passage de l'impulsion laser est alors :

$$\overline{N_p} = \frac{1}{e} \sum_{i=1}^{N_z} N_p(i\delta z, \Delta t) \delta z \tag{4.27}$$

et la transmission en énergie de l'impulsion pompe s'écrit :

$$T_L = \frac{1}{n_0 \Delta t} \sum_{j=1}^{N_t} n_L(e, j\delta t)\delta t \tag{4.28}$$

Les figures 4.4.7 et 4.4.8 montrent respectivement la densité moyenne de porteurs et l'inverse de la transmission en énergie (en tenant compte des réflexions sur les faces de l'échantillon) en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe pour différentes valeurs de la section efficace σ. La valeur $\sigma = 0$ signifie que seul le phénomène d'absorption à deux photons est pris en compte.

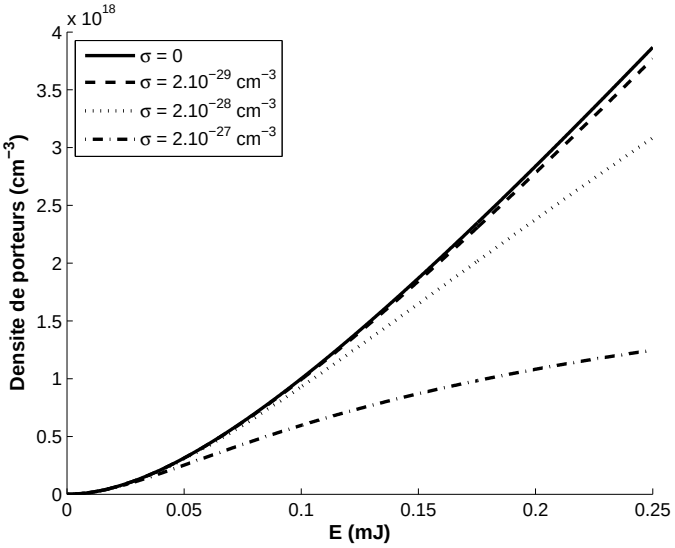


FIG. 4.4.7 – Densité de porteurs théorique en fonction de l'énergie de pompe, pour différentes valeurs de la section efficace σ

On remarque que l'absorption par les porteurs libres peut considérablement diminuer la densité réelle de porteurs dans l'échantillon. De plus, la courbe représentant $1/T$ est linéaire dans le cas où l'absorption par les porteurs libres est négligeable, et de forme arrondie sinon.

On a déterminé expérimentalement la valeur de la constante K_n à l'aide de la courbe 4.4.9 qui représente la valeur de l'inverse de la transmission de la pompe à travers l'échantillon en fonction de l'énergie de pompe incidente. Cette courbe est quasi-linéaire, ce qui laisse supposer que l'absorption à deux photons est prédominante sur celle par les porteurs libres.

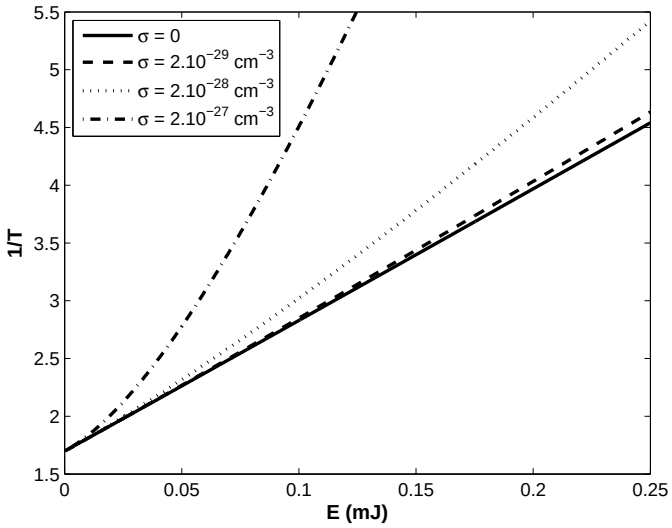


FIG. 4.4.8 – Inverse de la transmission de la pompe en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la section efficace σ (courbes théoriques)

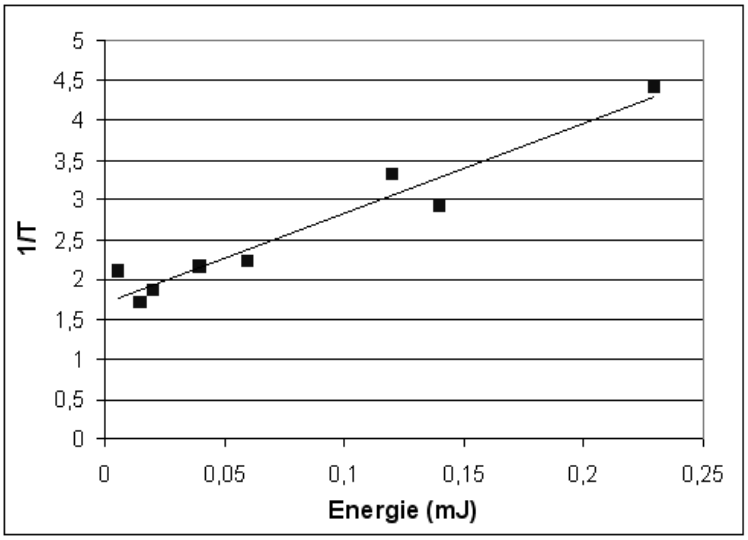


FIG. 4.4.9 – Inverse de la transmission de la pompe en fonction de l'énergie (points expérimentaux)

On peut donc en déduire que la densité de porteurs dans l'échantillon n'est que peu limitée par l'absorption par les porteurs libres. Il faut alors trouver une autre raison à l'absence de gain dans l'échantillon.

Effet Auger

La recombinaison Auger est un choc à trois corps (deux électrons, un trou ou deux trous et un électron) donc peu probable statistiquement [Kli97]. Cependant, plus il y a de porteurs, plus la probabilité augmente. La collision de deux électrons dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence conduit à une recombinaison électron-trou et à un électron très excité qui relaxe ensuite très rapidement vers le fond de la bande de conduction. On peut avoir le même genre de comportement suite à la collision de deux trous dans la bande de valence et d'un électron dans la bande de conduction.

Ce phénomène peut expliquer que le nombre réel de porteurs soit moins important que s'il n'y avait pas d'effet Auger. En effet, la densité de porteurs N_p est donnée par la relation :

$$\frac{dN_p}{dt} = -\frac{N_p}{\tau} - AN_p^3 \tag{4.29}$$

où A est la constante Auger et τ le temps de relaxation des porteurs. Cela signifie que la recombinaison des paires électron-trou peut être considérablement accélérée pour devenir forte même durant la faible durée des impulsions pompe, limitant ainsi les densités de paires électron-trou disponibles pour créer du gain dans le semi-conducteur. Généralement, on considère le temps effectif donné par $\frac{1}{\tau} + AN_p^2$.

Pour vérifier expérimentalement cet effet, on mesure, en fonction de l'énergie incidente de pompe, le coefficient d'absorption par les porteurs libres de la sonde pour un faisceau sonde arrivant juste après l'impulsion de pompe. Le coefficient d'absorption étant proportionnel à la densité de porteurs, il constitue une mesure relative de celle-ci. On a porté sur les figures 4.4.10 et 4.4.11 le produit $\alpha e = -(\ln(T) + 4\ln(n+1) - 2\ln(4n))$ (où T est la transmission mesurée de la sonde à travers l'échantillon) en fonction de l'énergie de pompe, pour un retard pompe-sonde respectif de 70 ps et de 170 ps : on observe toujours le même type de courbe. Il y a très nettement saturation du coefficient d'absorption qui est proportionnel à N_p. L'effet Auger produit effectivement une saturation de la densité de porteurs pendant la durée de l'impulsion de pompe.

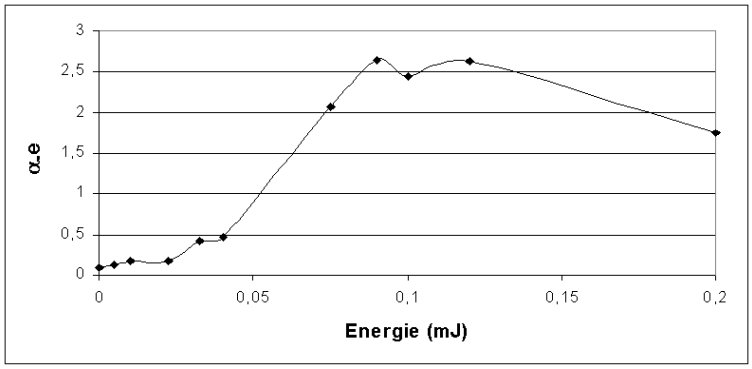


FIG. 4.4.10 – Produit αe en fonction de l'énergie de pompe pour un retard de 70 ps environ

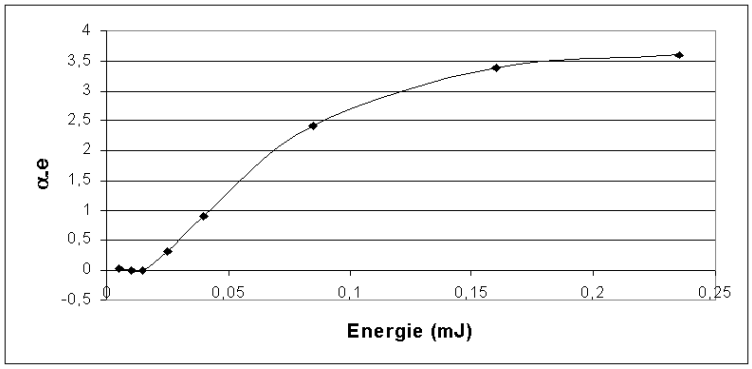


FIG. 4.4.11 – Produit αe en fonction de l'énergie de pompe pour un retard de 170 ps environ

4.4.6 Conclusion

En conclusion, l'effet limitatif n'est pas l'absorption par les porteurs libres, comme on aurait pu le croire de premier abord vu qu'il y a beaucoup d'absorption de la sonde par les porteurs libres, mais un effet plus rare statistiquement, l'effet Auger. Cet effet est tellement important ici qu'il empêche d'atteindre la densité voulue de porteurs pour avoir du gain dans le matériau.

L'effet Auger est un phénomène bien connu dans les semi-conducteurs à énergie de bande interdite faible [Dmi95] et dans les semi-conducteurs II-VI [Rou87]. Il est aussi très dépendant de la température : il devient beaucoup moins rare lorsque la température est élevée. Malheureusement, dans les conditions du laboratoire (avec une température avoisinant les 25°C), ce phénomène se révèle d'une importance capitale et empêche toute possibilité de réaliser un réseau de gain dans des échantillons de type CdZnTe. C'est pourquoi nous nous sommes ensuite tournés vers un échantillon de GaAs.

4.5 Cas d'un semi-conducteur III-V

Cet échantillon nous a été fourni par le Laboratoire de Photonique et Nanostructure (LPN) de Marcoussis. Il est composé d'une couche active en GaAs (Arséniure de Gallium) massif, d'épaisseur λ, placée entre deux miroirs de Bragg créés par des alternances de couches AlGaAs et AlAs. Des études ont été réalisées au préalable sur cet échantillon par l'équipe du LPN : mesure de la réflectivité, et mesure de l'émission laser. Les courbes théorique et expérimentale de la réflectivité sont représentées sur la figure 4.5.1. Elles ont été réalisées à l'aide d'un faisceau coloré continu. De plus, une émission laser de cet échantillon a été obtenue au LPN par pompage optique en continu à l'aide d'un faisceau à 800 nm.

Les miroirs de Bragg sont constitués de 20 couches $\lambda/4$ de AlGaAs et AlAs pour le miroir avant M_1, et de 30 couches $\lambda/4$ de ces mêmes matériaux pour le miroir arrière M_2. Le tout est placé sur un substrat de GaAs. Une description schématique est représentée sur la figure 4.5.2. Un calcul basé sur le produit de matrices de la partie 2.2 nous donne la valeur des coefficients de réflexion en intensité des miroirs M_1 et M_2 : $R_1 = 0,9987$ et $R_2 = 0,99998$.

Dans cette partie, nous décrivons le travail qui a été fait sur cet échantillon : la détermination de la longueur d'onde d'écriture. Puis nous donnons les étapes à réaliser pour continuer l'étude de cette cavité et finalement les perspectives d'un tel travail.

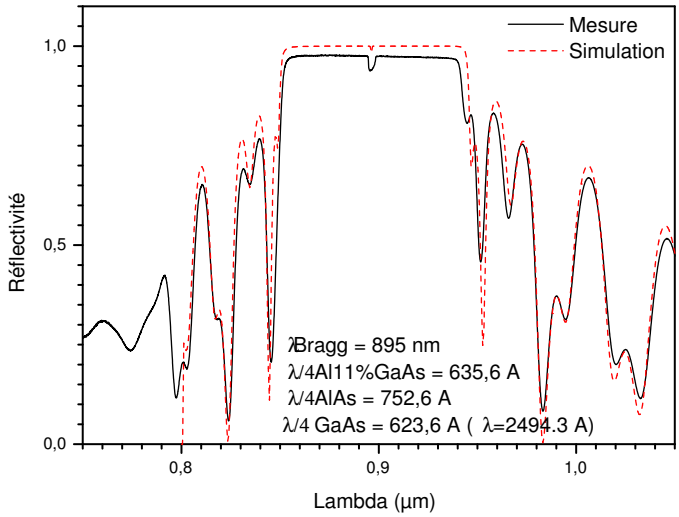


FIG. 4.5.1 – Spectres théorique et expérimental de réflexion de l'échantillon de GaAs

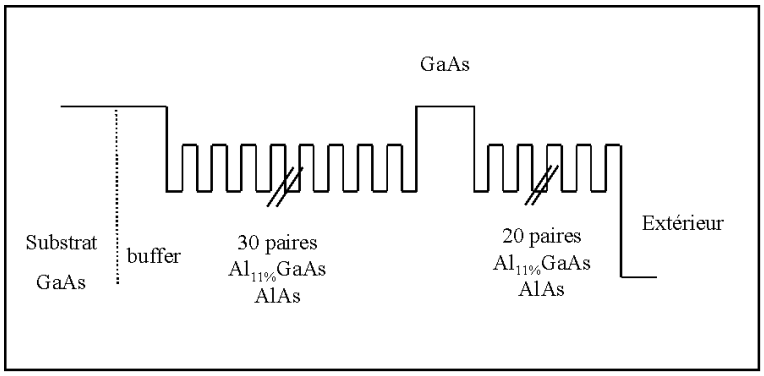


FIG. 4.5.2 – Structure de l'échantillon d'Arséniure de Gallium

4.5.1 Détermination de la longueur d'onde d'écriture

Comme pour l'échantillon précédent, on cherche à amplifier un faisceau sonde, de longueur d'onde proche de celle de l'énergie de bande interdite. Cette fois, en raison de la très faible épaisseur du matériau intracavité, on apporte l'énergie au milieu par absorption à un photon à l'aide du faisceau amplifié de la source paramétrique décrite dans la section 4.3.1.

Il faut donc commencer par déterminer la longueur d'onde permettant d'apporter cette énergie. On doit, en effet, se placer dans un creux de réflectivité des miroirs pour que le faisceau pompe puisse atteindre efficacement la couche active. On réalise donc le spectre de réflectivité de l'échantillon. Cette mesure a été réalisée en impulsionnel, à l'aide de la source picoseconde, contrairement à la courbe expérimentale de la figure 4.5.1. Les précautions de l'expérience sont donc les mêmes que pour la partie 4.4 : on atténue fortement le faisceau amplifié de la source paramétrique avant l'échantillon de manière à avoir une intensité incidente sur l'échantillon faible, pour éviter tout phénomène d'absorption à deux photons. On utilise l'intégrateur à porte et un programme informatique pour l'acquisition des mesures de la référence et du signal réfléchi sur les mêmes impulsions du laser, afin de prendre en compte la fluctuation en énergie de la source paramétrique. Par contre, la variation de la réponse des détecteurs en fonction de la longueur d'onde n'a pas été prise en compte ; nous n'avons pas de référence absolue de l'intensité incidente et c'est pourquoi nous avons tracé la réflectivité en unités arbitraires. En fait, on cherche les minima de la réflectivité, donc ces éléments ne sont pas des limitations pour la détermination de la longueur d'onde d'écriture.

On obtient la courbe de la figure 4.5.3, de forme générale ressemblant fortement aux courbes de la figure 4.5.1. On observe trois minima sur la courbe de la figure 4.5.3 qui correspondent aux minima de la courbe théorique :

- un minimum à $\lambda_0 = 790$ nm, qui correspond à celui de 800 nm pour la courbe de la figure 4.5.1 ;
- un à $\lambda_0 = 814$ nm, qui correspond à celui de 822 nm ;
- un à $\lambda_0 = 832$ nm, qui correspond à celui de 843 nm.

On a donc un décalage d'environ 10 nm dû soit à la différence angulaire du faisceau incident, soit à la différence de température entre les deux laboratoires. La longueur d'onde d'écriture est donc déterminée à partir de cette courbe : $\lambda_{0_e} = 790$ nm.

Par manque de temps, nous n'avons pas pu terminer l'étude de cet échantillon. Les étapes à réaliser pour inscrire le réseau dans le matériau sont décrites dans la section suivante.

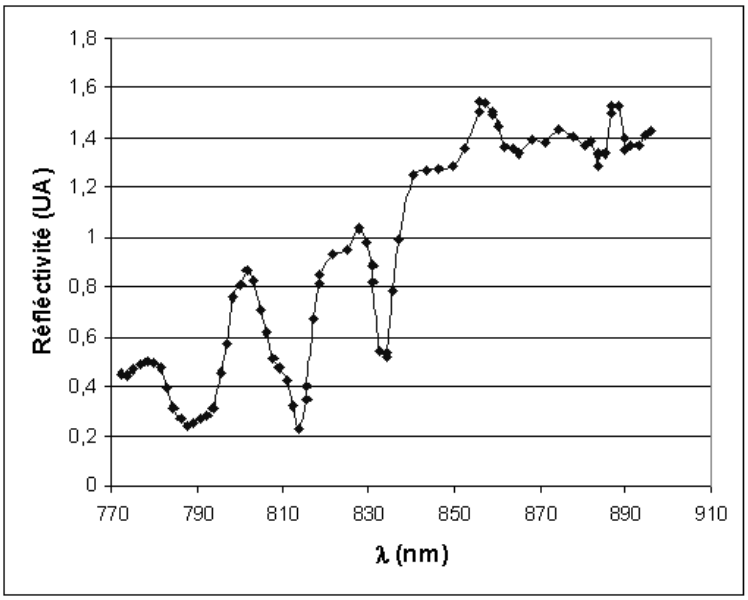


FIG. 4.5.3 – Spectre (expérimental) de réflexion de l'échantillon de GaAs

4.5.2 Étapes supplémentaires à réaliser

Premièrement, il faut déterminer la valeur du seuil d'émission laser : on enverra sur l'échantillon le faisceau de pompe non atténué et on mesurera en fonction de l'intensité incidente l'intensité de la fluorescence. Si on n'observe pas d'effet laser, il faudra diminuer la taille du faisceau : on le focalisera à l'aide d'une lentille, sur l'échantillon. On déterminera ainsi le rapport entre l'énergie incidente et la taille du faisceau nécessaire à l'effet laser. Après l'obtention de l'effet laser, on pourra déterminer la longueur d'onde de l'émission laser à l'aide d'un spectromètre. On identifiera ainsi la longueur d'onde autour de laquelle on pourra obtenir du gain.

Ensuite, on séparera le faisceau de pompe en deux voies d'écriture de longueurs à peu près égales. On réalisera la superposition spatiale et temporelle d'un faisceau de pompe et du faisceau de sonde : la superposition spatiale sera facilement réalisable, de la même façon que dans la partie 4.4. Pour la superposition temporelle, on changera la longueur du chemin optique de la voie 1 de pompe et on cherchera à observer l'amplification de la sonde : lorsque les deux faisceaux arriveront en même temps et au même endroit sur l'échantillon, on aura amplification du faisceau réfléchi pour des longueurs d'onde de la sonde proches de la longueur d'onde d'émission laser.

Après avoir montré que l'amplification est réalisée, il restera à superposer temporellement le deuxième faisceau d'écriture. Pour cela, on utilisera le même phénomène que précédemment : on enverra sur l'échantillon le deuxième faisceau de pompe et le faisceau sonde (on coupera le premier faisceau de pompe) et on cherchera à observer l'amplification du faisceau de sonde. On ne changera que la longueur du chemin optique du deuxième faisceau de pompe, afin de ne pas perdre le réglage précédent.

Finalement, on réalisera un réglage un peu plus fin de la longueur du chemin optique des deux voies d'écriture en maximisant l'intensité du faisceau diffracté-réfléchi.

On pourra ensuite mesurer les caractéristiques du réseau intracavité : efficacité de diffraction en fonction de l'écart au seuil laser, sélectivité angulaire et spectrale, temps de vie du réseau (en retardant la sonde par rapport aux deux pompes).

4.5.3 Perspectives

Les propriétés diffractives d'un réseau de gain et d'indice inscrit dans cet échantillon ont été modélisées dans la partie 4.1. On a montré que de très fortes efficacités et de bonnes sélectivités étaient possibles. La limitation principale de l'expérience décrite dans le chapitre 3 est la finesse effective de la cavité. Dans le cas de l'échantillon de GaAs, la cavité étant ultra-courte, ce problème ne se posera pas. Ainsi, les valeurs théoriques de l'efficacité et de la sélectivité pourraient être atteintes, ce qui démontrerait l'importance de l'utilisation des réseaux de gain intracavité pour les applications visées dans la section 1.1.4.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré analytiquement les possibilités des réseaux de gain et d'indice inscrits dans des cavités de type VCSEL. Des efficacités de plus de 10^2 pourraient être atteintes, avec des sélectivités de l'ordre de $0,5$ mrad.

Ensuite, nous avons décrit le principe de l'inscription et de la lecture d'un tel réseau, puis nous avons regardé le cas d'un échantillon de CdZnTe. Sur cet échantillon, nous n'avons pas pu inscrire de réseau de gain, les pertes dues à des phénomènes parasites comme la recombinaison des porteurs par effet Auger étant trop fortes.

Enfin, nous avons commencé l'étude d'un échantillon de GaAs pour lequel les prévisions théoriques de l'efficacité de diffraction sont très bonnes

et peuvent laisser espérer atteindre des efficacités de l'ordre de 100, sans la limitation due à la trop grande longueur de la cavité.

Conclusion

La motivation première de notre étude des réseaux intracavité en milieu amplificateur était d'obtenir des efficacités de diffraction largement supérieures à l'unité pour des réseaux de diffraction peu efficaces hors cavité Fabry-Pérot. Pour ce faire nous avons développé un modèle théorique de propagation d'une onde de lecture dans diverses structures de réseaux intracavité : un réseau emplissant toute la cavité, un réseau plan et un réseau de longueur finie inséré dans une cavité Fabry-Pérot.

Les conclusions de cette étude sont très encourageantes, puisqu'elles indiquent que l'efficacité de diffraction maximale et la sélectivité du réseau peuvent être fortement accrues par le résonateur Fabry-Pérot. Pour les réseaux de gain pur, cela va même plus loin, puisqu'on peut théoriquement obtenir des efficacités infinies. De plus, nous avons montré que le paramètre important est le produit de la modulation d'indice (qu'elle soit réelle ou complexe) par la longueur du réseau : $\Delta n L_g$ et non pas les longueurs L_g du réseau ou L de la cavité. Enfin, si on a un échantillon d'épaisseur déterminée, on peut l'exploiter en configuration intracavité et bénéficier de l'exaltation importante des propriétés diffractives, même si l'épaisseur de l'échantillon n'est pas résonnante, puisqu'il suffit alors d'ajuster la longueur de la cavité.

Un autre paramètre important est le produit du coefficient de gain du milieu par la longueur de celui-ci (gL), puisqu'il détermine l'écart au seuil laser. On obtient les mêmes résultats si le gain est présent dans tout le milieu intracavité ou s'il est uniquement dû au réseau, pour la même distance au seuil laser.

Dans le cas des réseaux d'indice en milieu amplificateur, le bénéfice de la cavité est d'autant plus grand que le réseau hors cavité offre des performances médiocres, en raison d'une épaisseur ou d'une modulation d'indice faibles. Dans le cas des réseaux de gain en milieu amplificateur, on peut dans tous les cas obtenir théoriquement des efficacités infinies. Par contre la sélectivité angulaire est d'autant plus grande que le réseau hors cavité est sélectif.

En ce qui concerne le régime de diffraction de tels réseaux, nous avons montré que les réseaux plans d'indice en cavité amplificatrice fonctionnent en

régime de Bragg pour les grandes gammes de longueurs de la cavité où l'ordre -1 est résonnant alors que les ordres supérieurs ne le sont pas. Les ordres supérieurs sont au moins 100 fois plus petits que l'ordre -1 de diffraction dans ce cas-là.

En complément de cette étude théorique, nous avons réalisé deux montages pour l'observation expérimentale du comportement d'un réseau de gain dans une cavité amplificatrice, et d'un réseau d'indice et de gain intracavité.

Pour la première expérience, nous avons utilisé une cavité de Nd:YVO_4. Le réseau est inscrit dans l'échantillon par interférences entre deux ondes lumineuses provenant d'un même laser Ti-Saphir continu, "choppé". La lecture est faite par un laser Nd:YAG continu. L'accord de la cavité se faisait en inclinant l'échantillon, ce qui nous a permis d'obtenir facilement la double résonance de Bragg et de Fabry-Pérot. Nous avons obtenu une réelle amélioration des propriétés diffractives du réseau de Bragg.

Ainsi, nous avons enregistré :

- une augmentation de la sélectivité angulaire d'un facteur proche de 20 ;
- un gain en efficacité de diffraction de l'ordre de 5000, correspondant à une valeur maximale d'efficacité voisine de 25 %, avec un facteur de modulation de $0,6$;
- une valeur maximale d'efficacité voisine de 200 %, avec un facteur de modulation de $0,98$.

Toutefois, ces performances ont été limitées par un mauvais recouvrement du faisceau au cours de ses réflexions successives. En remplaçant la valeur de la finesse théorique tirée des données du fournisseur par une valeur effective plus faible tenant compte de ce mauvais recouvrement, nous avons pu vérifier un bon accord entre les valeurs expérimentales et nos prévisions théoriques.

Cette réduction de finesse étant due au trop faible diamètre du faisceau de lecture par rapport à la longueur de la cavité, nous nous sommes ensuite intéressés à des échantillons de longueur plus courte, comme les semi-conducteurs.

Pour le deuxième type d'expériences, nous avons utilisé deux échantillons de semi-conducteurs, et une double source picoseconde accordable en fréquence que nous avons développée. Le premier échantillon, un semiconducteur massif de CdTe, n'a pas permis d'observer de gain, les porteurs libres se recombinant par effet Auger.

Le deuxième échantillon était une cavité de type VCSEL de milieu actif en GaAs (semi-conducteur III-V, afin d'éviter l'effet Auger, bien plus rare dans ce type de matériau). Nous avons manqué de temps pour réaliser l'inscription

du réseau mais nos simulations utilisant les paramètres de cet échantillon prédisent de bons résultats pour l'efficacité de diffraction et pour la sélectivité angulaire.

A l'issue de ces travaux théoriques et expérimentaux, les propriétés diffractives des réseaux de gain et d'indice insérés dans une cavité amplificatrice apparaissent très avantageuses, comparées à celles des mêmes réseaux hors cavité. Nous avons observé des efficacités de diffraction élevées (supérieures à l'unité) et une sélectivité angulaire accrue. Ceci peut être utilisé dans des applications de traitement optique de l'information, comme le filtrage optique, les micro-lasers accordables, la régénération tout-optique et le stockage holographique.

Afin de compléter cette étude, il serait intéressant, au plan théorique, de prendre en compte le diamètre fini du faisceau de lecture en calculant la réponse à des faisceaux gaussiens. La décomposition du faisceau gaussien en ondes planes permettrait d'utiliser les calculs présentés ici. Il serait également utile de transposer le critère intracavité de transition entre les régimes de Bragg et de Raman-Nath au cas des réseaux d'indice et/ou de gain dans des milieux à gain.

Au plan expérimental, la mise en évidence de la diffraction de Bragg dans des VCSEL reste évidemment de première importance, tant il est vrai que ce type de dispositif permettrait un traitement optique de l'information très rapide, massivement parallèle et à très grandes sortances optiques.

Bibliographie

[Agr89] G.P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*, chapter 4, pages 75–103. Academic Press, 1989.

[Alt82] M. Altarelli et F. Bassani. *Hanbook on semiconductors, volume 1*, chapter 5, page 298. North-Holland Publishing Company, 1982.

[Alv94] C. Alves, P. Aing, G. Pauliat, A. Villing, et G. Roosen. Prospects of photorefractive memories for optical processing. *International J. of Opt. Memories and Neural Networks*, 3 :167–190, 1994.

[Ash66] A. Ashkin, G.O. Boyd, J.M. Dziedzie, R.G. Smith, A.A.Ballman, H.J. Levinstein, et K.Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 9(1) :72–74, 1966.

[Ber61] M.G.A. Bernard et G. Duraffourg. Laser conditions in semiconductors. *Phy. Stat. Sol.*, 1 :699, 1961.

[Bit05a] David Bitauld. *Association d'un réseau de diffraction à un réseau de Bragg intracavité pour le filtrage optique accordable.* Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud 11, Octobre 2005.

[Bit05b] David Bitauld, Ludivine Menez, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Diffraction of gaussian beams on intracavity Bragg gratings. *JOSA B*, 22(6) :1153–1160, June 2005.

[BJ82] I. Bar-Joseph et Y. Silberberg. Real time holography through triplet state absorption in organic dyes. *Optics Communications*, 41(6) :455, Mai 1982.

[Bor70] M. Born et E. Wolf. *Principles of Optics.* Pergamon Press, 1970.

[Boy03] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics.* Academic Press, 2003.

[Bri95] A. Brignon et J.P. Huignard. Energy efficiency of phase conjugation by saturable-gain degenerate four-wave mixing in Nd:YAG amplifiers. *Optics Communications*, 119 :171–177, 1995.

[cas] CASIX.
http ://www.casix.com/product/Laser_Crystal_NdYVO4.htm.

[Che97] Raymond Chevallier. *Cours de troisième année de l'ENST de Bretagne : Diffraction et composants diffractifs*. 1997.

[Chi04] J. Chilla et al. High-power optically pumped semiconductor lasers. In *Proceedings SPIE - Solid State Lasers XIII : Technology and Devices*, volume 5332, pages 143–150, Juillet 2004.

[Col71] R.J. Collier, C.B. Burckhardt, et L. H. Lin. *Optical Holography*. Academic Press, 1971.

[Dam96] M.J. Damzen, Y. Matsumoto, G.J. Crofts, et R.P.M. Green. Bragg-selectivity of a volume gain grating. *Ptics Communications*, 123 :182–188, 1996.

[Dan95a] O. Daniel, A. Stelmach, J.M.C-Jonathan, et G. Roosen. Whole-beam method analysis of photorefractive effect in correlators. *Optics Communications*, 113 :559–567, 1995.

[Dan95b] Olivier Daniel. *Effet photoréfractif pour la reconnaissance des formes : modélisation et optimisation*. Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, Novembre 1995.

[Dan98] Didier Dangoisse, Daniel Hennequin, et Véronique Zehnlé-Dhaoui. *Les Lasers, cours et exercices corrigés*. Dunod, 1998.

[Del96] Philippe Delaye, Jean-Michel Jonathan, Gilles Pauliat, et Gérald Roosen. Photorefractive materials : specifications relevant to applications. *Pure Applied Optics*, 5 :541–559, 1996.

[Din98] Y. Ding, D.D. Nolte, M.R. Melloch, et A. M. Weiner. Time-domain image processing using dynamic holography. *IEEE -J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 4 :332–341, 1998.

[Dis92] Laurent Disdier et Gérald Roosen. Nanoseconde four-wave mixing in semi-insulating GaAs. *Optics Communications*, 88 :559–568, 1992.

[Dmi95] A.V. Dmitriev et M. Mocker. Recombinaison and ionization in narrow gap semiconductors. *Physics Reports*, 257(2) :85–131, 1995.

[Due94] M. Duelli, G. Montemezzani, C. Keller, F. Lehr, et P. Gunter. Colorant doped polymethylmetacrylate used as a holographic recording medium and as an intensity tunable saturable absorber. *Pure Appl. Opt.*, 3 :215, 1994.

[Dup02] Laurent Dupont. *Cours de troisième année de l'ENST de Bretagne : Optoélectronique*. 2002.

[Dup03] Laurent Dupont. Les cristaux liquides et leurs applications aux technologies de l'information et de la communication. Habilitation à diriger des recherches, Université de Bretagne Sud, Juin 2003.

[Eic77] H.J. Eichler. Laser-induced grating phenomena. *Optica Acta*, 24(6) :631, 1977.

[FD97] Claire Gu Foster Dai. Statistical analysis on extended reference method for volume holographic data storage. *Optical Engineering*, 36(6) :1691–1699, Juin 1997.

[Fre92] Robert Frey. *Cours du DEA Lasers et Matière : Optique non-linéaire*. 1992.

[Ful] L. Fulbert, B. Ferrand, D. Pelenc, M. Rabarot, R. Templier, B. François, V. Issier, et J.M. Maillard. Microlasers solides et applications. Rapport de laboratoire, CEA/LETI.

[Gla97] P. Glas, M. Naumann, A. Scirrmacher, S. Unger, et Th. Pertsch. A high power neodymium-doped fiber laser using a novel fiber geometry. *Optics Communications*, 141(5-6) :336–342, Septembre 1997.

[Gün88] P. Günter et J.P. Huignard. *Photorefractive matérials and their applications I*, chapter 2, page 10. Springer-Verlag, 1988.

[Her94] P. Hervé et L.K.J. Vandamme. General relation between refractive index and energy gap in semiconductors. *Infrared Phys. Technol.*, 35(4) :609–615, 1994.

[Hsu01] Ken Y. Hsu et Shiuan Huei Lin. Holographic memories for optical interconnections. In *CLEO 2001*, Pacific Rim, USA, July 2001.

[Jen83] Barbara Jensen et Ahmad Torabi. Quantum theory of the dispersion of the refractive index near the fundamental absorption edge in compound semiconductors. *IEEE Journal of quantum electronics*, 19(3) :448–457, 1983.

[Kid00] B. Kidyarov, Y. Makukha, et V. Semenov. Interrelation into microstructural, refractive and acoustooptical properties of oxide materials use in optoelectronics. In *Proceedings of the 4th Korea-Russia Int. Symp. on Science and Tech.*, pages 139–144, 2000.

[kig] KIGRE. http ://www.kigre.com/.

[Kli97] C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Springer, 1997.

[Kog69] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell. Syst.Tech. J.*, 48(9) :2909, Novembre 1969.

[Lab97] Laurent Labrunie, Gilles Pauliat, Jean-Claude Launay, Steffen Leidenbach, et Gerald Roosen. Real-time double exposure holographic phase shifting interferometer using a photorefractive crystal. *Optics Communications*, 140(4) :119–127, July 1997.

[Lan02] M. Langlet et al. Microstructural and spectroscopic study of sol-gel derived Nd-doped silica glasses. *Journal of Luminescence*, 96(2-4) :295–309, Mars 2002.

[Lev00a] R. Levy et J.M. Jonathan. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 7, pages 235–332. EDP Sciences, 2000.

[Lev00b] R. Levy et J.M. Jonathan. *L'optique non linéaire et ses matériaux*, chapter 9, pages 351–389. EDP Sciences, 2000.

[Li94] Hsin-Yu Sidney Li et Demetri Psaltis. Three-dimensional holographic disks. *Applied Optics*, 33(17) :3764–3774, Juin 1994.

[LL04] G. Lucas-Leclin. *Cours de deuxième année de l'École Supérieure d'Optique : Diodes Laser*. 2004.

[Lud97] J.E. Ludman et al. Very thick holographic nonspatial filtering of laser beams. *Optical Engineering*, 36(6) :1700–1705, June 1997.

[Mal90] S. Mallick. Effets d'épaisseur dans les réseaux. *Ecole d'été d'Optoélectronique*, pages 95–111, Juin 1990.

[Mar96] Gilles Martel. *Étude de l'effet photoréfractif dans le $Cd_{1-x}Zn_xTe$:V - Application à l'interconnexion en espace libre par double miroir à conjugaison de phase*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, Octobre 1996.

[Men01] Ludivine Menez. *Étude Theorique et Experimentale de l'holographie Intracavite*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST01E00, Octobre 2001.

[Men02] Ludivine Menez, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Bragg thickness criterion for intracavity diffraction gratings. *Lasers and Electro-Optics, CLEO '02*, 1 :40, 2002.

[Mor05] Aurélie Moreau, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Efficient Bragg-like operation of intracavity low-efficiency plane gratings. *JOSA B*, 22(11) :2289–2294, Novembre 2005.

[Mor06a] Aurélie Moreau, Qiong He, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Intracavity gain gratings. 2006. Soumis à Optics Letters.

[Mor06b] Aurélie Moreau, Isabelle Zaquine, Alain Maruani, et Robert Frey. Réseau semi-épais en cavité étendue. 2006. En préparation.

[Mou98a] C. Moussu, I. Zaquine, A. Maruani, et R. Frey. Reseaux d'indice photoinduits dans les semi-conducteurs semi-magnétiques. *Annales de physique*, 23 :C1–165, 1998.

[Mou98b] Carole Moussu. *Étude des propriétés holographiques des semi-conducteurs semi-magnétiques.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST 98E021, Décembre 1998.

[Nev03] Michel Nevière et Evgeny Popov. *Light Propagation in Periodic Media, Differential Theory and Design.* Marcel Dekker, Inc, New York, USA, 2003.

[Nil04] J. Nilsson. High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers. *Optical Fiber Technology*, 10(1) :5–30, Janvier 2004.

[Nol01] David D. Nolte, Karrin M. Kwolek, Chet Lenox, et Ben Streetman. Dynamic holography in a broad-area optically pumped vertical GaAs microcavity. *JOSA B*, 18(3) :257–263, March 2001.

[Oth99] Andreas Othonos et Kyriacos Kalli. *Fiber Bragg gratings.* Artech House, 1999.

[Par93] A. Partovi, A.M. Glass, T.H. Chiu, et D.T.H. Liu. High-speed joint-transform optical image correlator using GaAs/GaAlAs semi-insulating multiple quantum wells and diode lasers. *Optics Letters*, 18(11) :906, 1993.

[Pas06] Rüdiger Paschotta. Edge-emitting semiconductor lasers, 2006. http ://www.rp-photonics.com/.

[Pau00] Gilles Pauliat. Du matériau photoréfractif au traitement de l'information par holographie dynamique. Habilitation à diriger des recherches, Université de Paris Sud, Janvier 2000.

[Pet91] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, et A.V. Khomenko. *Photorefractive crystals in cohérent Optical Sciences.* Springer-Verlag, 1991.

[Pro89] Jean-Guy Provost. *Étude de l'injection optique intermodale dans les lasers à semi-conducteur en régimes de modulation, de blocage de mode et d'instabilités.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, Septembre 1989.

[Ras93] Kasra Rastani. Storage capacity and cross talk in angularly multiplexed holograms : two case studies. *Applied Optics*, 32(20) :3772–3778, Juillet 1993.

[Red98] R.R. Reddy, Y. Nazeer Ahammed, K. Rama Gopal, et D.V. Raghuram. Optical electronegativity and refractive index of materials. *Optical materials*, 10(2) :95–100, 1998.

[Rou87] P. Roussignol, M. Kull, D. Ricard, F. de Rougemont, R. Frey, et C. Flytzanis. Time resolved direst observation of Auger recombi-

nation in semiconductor-doped glasses. *Appl. Phys. Lett.*, 51 :1882, 1987.

[She84] Y.R. Shen. *The principles of Nonlinear Optics.* Wiley, 1984.

[Smi64] R.A. Smith. *Semiconductors*, chapter 7. University Press, Cambridge, Royaume Uni, 1964.

[Str00] W. Strek. Optical properties of Nd^{3+} doped silica fibers obtained by sol-gel method. *Journal of Alloys and Compounds*, 300-301 :459–463, Avril 2000.

[The88] Bruno Thedrez. *Modélisation d'un laser à semiconducteur par un système à deux niveaux. Étude des premières instabilités optiques.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, Juin 1988.

[Tri98] Jean-Louis Tribillon. *Traitement optique de l'information et reconnaissance des formes par voie optique.* Teknea, 1998.

[Tro06] A.C. Tropper et S. Hoogland. Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers. *Progress in Quantum Electronics*, 30(1) :1–43, 2006.

[Wil03] B. Wilhelm et al. Fluorescence lifetime enhancement of Nd^{3+}-doped sol-gel glasses by Al-codoping and CO_2-laser processing. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 328(1-3) :192–198, Octobre 2003.

[Woe69] J.P. Woerdman. Diffraction of light by a laser induced grating in Si. *Phys. Lett. A*, 30 :164, 1969.

[Wu03] Zongyan Wu. *Cours de troisième année de l'ENST de Bretagne : Optique non-linéaire.* 2002-2003.

[Xu03] Xingsheng Xu. Properties of Nd^{3+} doped polymer optical fiber amplifiers. *Optics Communications*, 225(1-3) :55–59, Septembre 2003.

[Yar84] A. Yariv et P. Yeh. *Optical waves in crystals*, chapter 7, pages 223–238. John Wiley and Sons, 1984.

[Zaj01] A.K. Zajtsev, S.H. Lin, et K.Y. Hsu. Sidelobe suppression of spectral response in holographic optical filter. *Optics Communications*, 190 :103–108, Avril 2001.

[Zaq04] Isabelle Zaquine. Matériaux et dispositifs pour le traitement optique du signal. Habilitation à diriger des recherches, École Nationale Supérieure des Télécommunications, Octobre 2004.

[Zay99] John J. Zayhowski. Microchip lasers. *Optical Materials*, 11 :255–267, 1999.