



Contrôle de la phase d'un réseau résonnant pour la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves

David Pietroy

► To cite this version:

David Pietroy. Contrôle de la phase d'un réseau résonnant pour la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves. Physique [physics]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2007. Français. NNT: . tel-00366048

HAL Id: tel-00366048

<https://theses.hal.science/tel-00366048>

Submitted on 5 Mar 2009

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

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

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES

Spécialité : Optique, Photonique, Hyperfréquences

Par

David PIETROY

Contrôle de la phase d'un réseau résonnant pour la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves

Soutenue publiquement le 17 Décembre 2007 devant la commission d'examen :

Prof. FONTAINE Joel	INSA - Strasbourg	Rapporteur
M. HIRLIMANN Charles	IPCMS - Strasbourg	Rapporteur
Prof. BAETS Roel	Ghent University - Belgique	Examineur
Prof. COUTAZ Jean-Louis	LAHC – Université de Savoie	Examineur
Prof. DELARUE Richard	Glasgow University - Ecosse	Président de jury
Prof. PARRIAUX Olivier	LHC - Saint-Etienne	Directeur de thèse
Prof. AUDOUARD Eric	LHC - Saint-Etienne	Co-Directeur de thèse
M. FLURY Manuel	LHC - Saint-Etienne	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire Hubert Curien

UMR 5516

Table des matières

Remerciements	5
Table des variables	9
Introduction générale.....	11
Chapitre 1 : mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves	15
1.1 Généralités sur l'impulsion laser ultra-brève	15
a. Génération d'une impulsion laser ultra-brève.....	18
b. Propriétés des impulsions électromagnétiques.....	22
c. Impulsion laser ultra-brève et dispersion	25
1.2 La mise en forme temporelle : "Pulse Shaping"	27
a. Opérations de base : compression et étirement	27
b. Rappels sur le filtrage linéaire.....	30
c. Principe de base : ligne à dispersion nulle.....	31
d. Les modulateurs spatiaux de lumière (SLM)	34
1.3 Conclusion.....	36
Chapitre 2 : le réseau résonnant	39
2.1 Généralités sur les réseaux résonnants	39
2.2 Le guide d'onde plan	41
2.3 Le réseau de diffraction.....	45
2.4 Principes des réseaux résonnants	49
2.5 Comportement polaire de la réflexion anormale.....	52
2.6 Conclusion.....	56
Chapitre 3 : étude phénoménologique du réseau résonnant d'ordre zéro.....	59
3.1 Approche phénoménologique des modes couplés de la résonance.....	59
a. Vision diffractive.....	60
b. Vision modale	60

c. Champs diffractés par le réseau résonnant.....	62
d. Des paramètres phénoménologiques aux paramètres polaires.....	63
3.2 Etude mathématique du coefficient de réflexion	68
a. Etude mathématique de la contribution modale au coefficient de réflexion.....	69
b. Réflexion par un réseau résonnant.....	73
3.3 Réponses en amplitude et en phase d'un réseau résonnant en réflexion	75
a. $R < 1/2$: le cercle exclut l'origine du plan complexe ($ a_k < \alpha$).....	76
b. $R = 1/2$: le cercle passe par l'origine du plan complexe ($ a_k = \alpha$).....	77
c. $R > 1/2$: le cercle inclut l'origine du plan complexe ($ a_k > \alpha$)	78
3.4 Conclusion	79
Chapitre 4 : caractérisation d'un réseau résonnant d'ordre zéro	81
4.1 Expression du coefficient de réflexion en d'autres paramètres	82
a. Coefficient de réflexion suivant le pas du réseau.....	82
b. Coefficient de réflexion suivant l'angle d'incidence	84
c. Coefficient de réflexion suivant la longueur d'onde	85
4.2 Caractérisation de réseaux résonnants à partir de l'étude phénoménologique	90
a. Détermination des coefficients.....	90
b. Extension de la méthode aux autres paramètres optogéométriques.....	97
4.3 Simulations numériques.....	98
a. Caractérisation en pas de réseau.....	99
b. Caractérisation angulaire.....	101
c. Caractérisation spectrale	103
4.4 Caractérisation expérimentale.....	105
a. Méthode par mesures des modules uniquement.....	105
b. Caractérisation ellipsométrique d'une structure	107
4.5 Conclusion	110
Chapitre 5 : le miroir résonnant.....	113
5.1 Vers un modulateur de phase pure.....	113
a. Principe du miroir résonnant	113
b. Phase spectrale induite par le déphaseur.....	115
5.2 Adaptation de la largeur de résonance	117
a. Positionnement du problème de l'ajustement de la largeur de résonance	118
b. Adaptation de la largeur de résonance sous conservation de la configuration équivalente guide d'onde d'un réseau résonnant.....	118
c. Etude par matrice de diffraction de la largeur de résonance d'un miroir résonnant.....	123
5.3 Démonstration expérimentale de la phase spectrale induite par un miroir résonnant	132
5.4 Conclusion	135
Chapitre 6 : mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves à l'aide d'un miroir résonnant	137
6.1 Le miroir résonnant : modulateur de phase pure.....	138
6.2 Conception d'un miroir résonnant pour modulation de phase spectrale quasi-pure.....	144
a. Méthodologie de conception	144
b. Limitations technologiques et correction des paramètres du réseau.....	145
c. Fabrication du démonstrateur expérimental.....	147

6.3 Démonstration expérimentale de la modulation temporelle d'une impulsion laser femtoseconde après réflexion sur un miroir résonnant	152
6.4 Conclusion.....	161
Chapitre 7 : perspectives du miroir résonnant pour une application industrielle.....	163
7.1 Modification ajustable des profils temporels générés par un miroir résonnant	163
a. Ajustement de l'épaisseur de la couche tampon.....	164
b. Effet cascade	165
7.2 Démonstration expérimentale de l'effet d'une cascade de deux résonances sur une impulsion laser femtoseconde	166
7.3 Caractérisation de la structure en terme de largeur spectrale de résonance et de longueur d'onde d'excitation du mode en fonction de l'angle d'incidence.....	168
7.4 Simulations numériques de profils d'impulsions obtenus par effet cascade sur un miroir résonnant et génération de doubles-impulsions.	171
a. Intérêt de la double-impulsion en usinage laser femtoseconde	171
b. Phase spectrale induite par le miroir résonnant sous effet cascade.....	173
c. Simulations numériques de profils temporels obtenus par effet cascade	174
7.5 Développement du dispositif expérimental pour une utilisation simplifiée.....	181
7.6 Conclusion.....	183
Conclusion générale	185
Bibliographie.....	191

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au laboratoire Hubert Curien UMR-5516, anciennement laboratoire de Traitement du Signal et Instrumentation, rattaché l'université Jean Monnet de Saint-Etienne. La Physique, et tout particulièrement l'Optique, a toujours été une passion pour moi. L'envie de faire une thèse m'est apparue très tôt lors de mes études supérieures. Je remercie les directeurs successifs du laboratoire Pierre Laporte puis Florent Pigeon pour m'avoir donné la possibilité d'effectuer ce travail de thèse au sein du laboratoire et m'avoir ainsi permis d'apporter ma pierre à l'édifice de la Science. Cette expérience m'aura été riche en enseignements, aussi bien au niveau scientifique que spirituel et intellectuel.

Ce travail de thèse porte donc sur deux domaines très différents de l'Optique : réseaux de diffraction et impulsions laser ultra-brèves. Plusieurs personnes ont été impliquées scientifiquement dans ce projet suivant leurs compétences théoriques, technologiques ou expérimentales. Je tiens à les remercier individuellement.

Tout d'abord le professeur Alexandre Tishchenko du Laboratoire Hubert Curien, théoricien des réseaux et plus particulièrement des réseaux de diffraction résonnants pour l'inspiration qu'il m'a donnée dans l'élaboration de la théorie du réseau résonnant d'ordre zéro par l'approche phénoménologique des modes couplés et l'approche polaire. Travailler avec lui fut un immense apport scientifique pour moi.

Je remercie ensuite Razvan Stoian, chargé de recherche dans le domaine de l'interaction laser-matière au Laboratoire Hubert Curien, pour les nombreuses discussions intéressantes et fructueuses que nous avons eues. Sa vision très physique m'a été très utile d'un point de vue théorique comme expérimental lors de la caractérisation temporelle des échantillons.

Je tiens également à adresser un grand remerciement à Svetlen Tonchev, de l'Institut de Physique du Solide de Sofia en Bulgarie, pour son aide salvatrice dans la fabrication des réseaux sur les échantillons du LITEN. J'ai probablement gagné beaucoup de temps grâce à lui.

Je remercie également les personnes du laboratoire qui ont participé à la fabrication et caractérisation de ces miroirs résonnants : Jean Claude Pommier pour ses gravures RIBE, Stéphanie Reynaud pour ses caractérisations par AFM et Karl Liebig pour son aide à la caractérisation temporelle des impulsions laser femtoseconde. J'exprime également ma gratitude à Jean-Philippe Colombier pour son aide à la compréhension théorique de l'interaction laser/matière.

Je remercie également les personnes hors-Laboratoire Hubert Curien qui ont pris part à ce projet. Monsieur Guillaume Ravel du LITEN (Grenoble) a déposé les multicouches utilisés pour fabriquer les miroirs résonnants. Stéphane Robert du Laboratoire DIOM de Saint-Etienne a grandement participé aux mesures ellipsométriques du profil de phase induit par le miroir résonnant. Enfin, Monsieur Jean-Louis Stehle de l'entreprise SOPRA nous a grandement aidés, et de ses propres mains, à caractériser ellipsométriquement plusieurs types de réseaux résonnants pour apporter une preuve expérimentale de la théorie élaborée dans cette thèse.

Je tiens enfin à exprimer toute ma gratitude aux personnes qui ont encadré cette thèse. Tout d'abord à Manuel Flury : merci pour ton soutien. Il est important pour un doctorant de se sentir suivi. Manuel a toujours été là, du début à la fin, pour me conseiller et me pousser dans les moments nécessaires.

Je remercie également le professeur Eric Audouard pour avoir co-dirigé cette thèse. Je sais que l'aspect femtoseconde a tardé à se montrer, mais il est resté intéressé jusqu'au bout. Sa grande connaissance de "l'industrie femtoseconde" a été un atout pour l'avancée du projet. J'espère pouvoir profiter de mon ATER pour poursuivre ce projet de thèse en m'impliquant plus dans l'aspect femtoseconde.

Enfin, je souhaite remercier sincèrement le professeur Olivier Parriaux pour avoir co-dirigé cette thèse. Il a toujours été d'une grande disponibilité, ce qui est très appréciable dans une thèse. Je le

remercie pour les idées originales et la rigueur qu'il a su apporter au présent travail. Je retiendrai notamment sa grande pédagogie, sa façon de toujours expliquer simplement les choses.

Je voudrais aussi remercier les experts du jury et les rapporteurs qui me font l'immense honneur de bien vouloir évaluer de façon critique mon travail et mes apports.

D'un point de vue plus personnel, je souhaite remercier généralement l'ensemble du personnel du laboratoire. Je remercie les professeurs Aziz Boukenter et Youcef Ouerdane pour leurs petits conseils et leur disponibilité. Je remercie Jeannine pour tous ces petits services qu'elle rend : on se rend compte au final que c'est l'équivalent d'un très grand service. Je remercie également l'ensemble du personnel administratif et technique.

Je tiens également à dédier un paragraphe de ces remerciements à mes collègues doctorants du laboratoire : Salah, dit « Jean-Louis Boufon », et Liam, joueur de poker accro, que je supporte depuis la première année de DEUG (ou alors est-ce l'inverse ?), Ben, dit "pc", Seb et Dav : merci pour les discussions toujours fructueuses... enfin surtout hilarantes. Je remercie également tous les joueurs de foot du jeudi qui m'ont offert des vrais moments de détente hors-laboratoire : Baptiste, Salah, Lubin, Liam, Julien (les deux), Romain, Jérémie, Jean Mich, Faf, Yannick, Thierry, Ben, Dav,... et j'en oublie probablement. En tout cas merci à tous pour m'avoir rendu la thèse plus agréable.

Enfin je finirai par les personnes les plus importantes à mes yeux, celles sans qui je ne serais jamais arrivé là : ma Famille. Pour moi, cette thèse est leur thèse avant tout. Ils ont été une grande motivation tout au long de ces années d'études. A mes grands-parents, Parents, mon Frère, ma Sœur, ma Femme et mes Enfants futurs, je dédie cette thèse.

Table des variables

a_k : coefficient de découplage en terme de fréquence spatiale k .
 a_Λ : coefficient de découplage en terme de pas de réseau Λ .
 a_θ : coefficient de découplage en terme d'angle d'incidence θ_i .
 a_λ : coefficient de découplage en terme de longueur d'onde λ .
 c : célérité de la lumière dans le vide.
 C : centre du cercle de réflexion représentant le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant.
 c : indice représentant le superstrat.
 e : épaisseur du réseau résonnant.
 f : facteur de remplissage d'un réseau binaire.
 h : épaisseur.
 i : indice représentant le milieu d'excitation.
 j : paramètre de nombres imaginaires.
 k : fréquence spatiale de l'onde incidente.
 k_m : fréquence spatiale pour laquelle le module du coefficient de réflexion est minimal.
 k_M : fréquence spatiale pour laquelle le module du coefficient de réflexion est maximal.
 k_p : pôle de la matrice de diffraction $\mathbf{S}$.
 k_z : zéro de la matrice de diffraction $\mathbf{S}$.
 m : paramètre représentant l'ordre diffracté.
 n_c : indice de réfraction du superstrat.
 n_e : indice effectif du mode guidé.
 n_g : indice de réfraction du guide d'onde.
 n_s : indice de réfraction du substrat.
 N : nombre de réflexions sur le miroir résonnant.
 q : paramètre représentant le mode guidé.
 q : indice représentant le milieu d'émergence de l'onde.
 R : rayon du cercle représentant le coefficient de réflexion.
 r_0 : réflexion de Fresnel (hors résonance).
 r_m : coefficient de réflexion du réseau résonnant dont le module est minimal.
 r_M : réflexion anormale, coefficient de réflexion du réseau résonnant dont le module est maximal.
 r_β : coefficient de réflexion à la condition de synchronisme $k = \beta$.

- $r()$: fonction représentant le coefficient de réflexion.
 S : matrice de diffraction.
 s_{iq} : élément de la matrice de diffraction S correspondant à une excitation du milieu i et dont l'onde émerge dans le milieu q .
 s : indice représentant le substrat.
 t : variable temporelle.
 $t()$: fonction représentant le coefficient de transmission.
 u : indice représentant la polarisation de l'onde incidente.
 w_{eq} : épaisseur équivalente du réseau résonnant.
 x : variable spatiale tangentielle du plan du guide d'onde suivant laquelle le plan d'incidence est projeté.
 y : variable spatiale tangentielle du plan du guide d'onde perpendiculaire à la projection du plan d'incidence.
 z : variable spatiale transversale au plan du guide d'onde.
 α : coefficient de rayonnement du réseau résonnant, largeur de résonance en terme de fréquence spatiale k .
 β : constante de propagation d'un mode guidé.
 $\Delta\lambda$: largeur spectrale de résonance.
 $\Delta\Lambda$: largeur de résonance en terme de pas de réseau Λ .
 $\Delta\theta$: largeur angulaire de résonance.
 ϵ_m : permittivité diélectrique d'un métal.
 η_q : efficacité de diffraction de l'onde guidée vers le milieu q .
 θ_i : angle d'incidence de l'onde excitatrice.
 θ_0 : angle d'incidence permettant l'excitation d'un mode guidé (à la résonance).
 θ_m : angle d'incidence pour lequel le module du coefficient de réflexion est minimal.
 θ_M : angle d'incidence pour lequel le module du coefficient de réflexion est maximal.
 κ_i : coefficient de couplage de l'onde excitatrice en provenance du milieu i avec le mode guidé.
 λ : longueur d'onde dans le vide.
 λ_0 : longueur d'onde d'excitation d'un mode guidé (à la résonance).
 λ_c : longueur d'onde centrale d'une impulsion laser femtoseconde.
 λ_m : longueur d'onde pour laquelle le module du coefficient de réflexion est minimal.
 λ_M : longueur d'onde pour laquelle le module du coefficient de réflexion est maximal.
 Λ : pas du réseau de diffraction.
 Λ_0 : pas de réseau permettant l'excitation d'un mode guidé (à la résonance).
 Λ_m : pas de réseau pour lequel le module du coefficient de réflexion est minimal.
 Λ_M : pas de réseau pour lequel le module du coefficient de réflexion est maximal.
 ν : fréquence de l'onde incidente dans l'espace temporel.
 σ : profondeur du réseau de diffraction.
 φ_0 : phase de la réflexion de Fresnel r_0 .
 φ_m : phase du minimum de réflexion r_m .
 φ_M : phase de la réflexion anormale r_M .

Introduction générale

Le travail de recherche rapporté par le présent manuscrit couvre deux domaines de l'optique physique et technique, tous deux traités au Laboratoire Hubert Curien par deux équipes différentes. L'objectif est défini dans la thématique des impulsions laser ultracourtes alors que le moyen de l'atteindre relève de la thématique plus traditionnelle des guides d'ondes couplés par réseau. Le but de ce travail de thèse a pris forme après une année d'investigations exploratoires de problèmes que les deux thématiques du laboratoire pouvaient résoudre par une approche transversale. C'est le contrôle temporel d'impulsions ultra-brèves qui est apparu comme le plus intéressant dans la perspective d'une interaction laser-matière plus résolvente et d'un micro-usinage laser plus efficace, et pour lequel les moyens de réalisation en conception et en technologie de couches guidantes couplées par réseau paraissaient pouvoir être développés.

Il était connu que la réflexion résonnante (aussi dénommée réflexion anormale) sur un guide d'onde planaire était accompagnée d'un changement de phase soudain, que ce changement de phase pouvait dans certaines conditions mal connues être de 2π et nous avons pu calculer que l'introduction d'un saut de phase graduel de 2π dans le spectre d'une impulsion ultra-brève aboutissait à un intéressant dédoublement temporel de l'impulsion. L'intérêt applicatif d'un tel dédoublement est, par exemple, pour le micro-usinage laser, dans la possibilité d'allumage d'un plasma suivi d'une ablation plus efficace. Ainsi, de récents travaux théoriques [Colombier 2005] et expérimentaux [Le Harzic 2005], menés au sein du laboratoire Hubert Curien, ont montré une augmentation du taux d'ablation et une amélioration de la qualité d'usinage par une double

impulsion à retard picoseconde. L'objectif du travail de thèse s'est ainsi précisé comme la génération contrôlée d'un dédoublement d'impulsion avec réalisation expérimentale.

Bien que le guide planaire couplé par réseau soit un élément qui a fait l'objet d'études approfondies depuis l'avènement de l'optique intégrée à la fin des années soixante avec les travaux de pionniers comme Zlenko [Zlenko 1975] et Tien [Tien 1971], l'effet de réflexion résonnante n'a été découvert et expliqué qu'en 1985. Depuis lors, cet effet a été redécouvert par la communauté scientifique diffractante [Wang 1990]. Il a été appliqué dans les biocapteurs par onde évanescente et dans les miroirs lasers entre autres. Toutefois, la seule caractéristique qui a intéressé les chercheurs est ce pic de réflexion plus ou moins étroit et dont le module atteint 100%. La question de la phase au voisinage de la résonance n'a été que peu étudiée car moins intéressante et passablement compliquée.

L'utilisation intelligente de la réflexion résonnante aux fins du dédoublement d'impulsions ultracourtes au spectre étalé demandait donc de reprendre l'analyse du guide d'onde planaire couplé par réseau avec l'accent mis sur la phase du champ réfléchi, de formuler cette dernière en termes de paramètres phénoménologiques en nombre restreint pour pouvoir facilement résoudre le problème inverse de « quelle est la structure guide d'onde qui va produire l'effet de phase voulu ? », et enfin de trouver un moyen simple de mesurer ces paramètres phénoménologiques.

Le guide d'onde couplé par réseau a ainsi été revisité sous cet éclairage, ce qui a abouti à la définition d'une structure planaire test dont les couches ont été déposées par le LITEN et la lithographie et la gravure ont été effectuées au laboratoire. L'élément déphaseur spectral ainsi conçu, modélisé, fabriqué et caractérisé a été testé au laboratoire sur un train d'impulsions femtoseconde, démontrant ainsi la fonction temporelle de dédoublement visée.

Cette thèse est composée de sept chapitres. Les deux premiers chapitres sont une succincte introduction à l'état de l'art sur les impulsions laser femtoseconde et leur mise en forme temporelle d'une part, puis au principe des réseaux résonnants et à leur étude par l'approche polaire de la résonance d'autre part.

Alors que l'objectif du travail relève du domaine des impulsions ultracourtes, la majeure partie du travail de développement a été faite dans la thématique des guides planaires et des réseaux de diffraction, ce qui est reflété par l'importance relative des deux parties dans le manuscrit où les chapitres 3 à 5 sont concernés par l'élément déphaseur. Le chapitre 3 présente l'étude du réseau

résonnant d'ordre zéro par l'approche phénoménologique des modes couplés, donnant ainsi une expression du coefficient de réflexion d'une telle structure avec un sens physique. Une méthode de caractérisation est ensuite élaborée dans le chapitre 4 permettant ainsi de déterminer le lien entre le coefficient de rayonnement et les largeurs de résonance angulaire et spectrale d'un réseau résonnant. Enfin, le chapitre 5 relie les deux thèmes de ce travail de thèse en introduisant le concept de miroir résonnant puis en démontrant qu'un tel composant se comporte comme un modulateur de phase spectrale.

Les deux derniers chapitres sont consacrés à l'application du miroir résonnant à la mise en forme temporelle d'impulsions laser femtoseconde. Le chapitre 6 présente l'effet du composant optique seul sur une impulsion d'un point de vue théorique et expérimental. Le succès de cette tentative et le caractère exhaustif de la liste des techniques utilisées permettent de discuter les questions de faisabilités technologiques de cet élément ainsi que son développement vers une version toujours monolithique où le décalage temporel peut être allongé et même varié. Le dernier chapitre présente à cet effet une esquisse de dispositif développé autour du miroir résonnant en vue d'en faire un outil industriel flexible et simple d'utilisation. L'intérêt de la double-impulsion en terme de taux d'ablation et de qualité d'usinage par impulsions laser ultra-brèves y sera également discuté.

Chapitre 1

Mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves

1.1 Généralités sur l'impulsion laser ultra-brève

Depuis leur apparition dans les années 60, les lasers impulsionnels sont devenus des outils indispensables dans de nombreux domaines de recherche en permettant notamment d'atteindre de grandes puissances instantanées. Les premiers lasers à impulsions courtes étaient basés sur un principe encore utilisé actuellement : le déclenchement de cavité (Q-switching). Ce principe est simple : les pertes de la cavité sont modulées temporellement de sorte à engendrer l'effet laser sur une courte échelle de temps. L'énergie injectée par pompage s'accumule donc dans la cavité tant que les pertes sont trop importantes. Périodiquement, ces pertes sont diminuées, soit activement (par effet électro-optique ou acousto-optique) soit passivement (absorbant saturable), de façon à permettre l'effet laser dans la cavité et donc à l'énergie de fuir à l'extérieur. L'énergie est donc concentrée temporellement sur une courte durée. Les premiers lasers déclenchés généraient des impulsions de l'ordre de quelques nanosecondes (10^{-9} s). Aujourd'hui il est courant de générer des impulsions ultracourtes de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15} s) par blocage de mode, certaines s'expriment même en attosecondes (10^{-18} s) [Agostini 2004]. Pour ces dernières, le problème consiste à élargir le spectre. Les principales techniques actuellement développées sont la génération de hautes harmoniques et la diffusion Raman.

En ce qui concerne l'interaction laser-matière dans le cas femtoseconde, elle diffère du cas continu. En effet, le processus d'absorption d'un photon se décompose en deux étapes. Tout d'abord ce photon est absorbé par les électrons de la bande de valence des atomes puis, dans une échelle de temps subnanoseconde, l'énergie est transmise à la structure sous forme de phonons. Dans le cas d'un champ électromagnétique continu, électrons et phonons entrent dans un régime stationnaire durant lequel les électrons sont toujours excités et l'énergie est couplée en continue aux phonons de la structure. Dans le cas femtoseconde, à l'image d'un circuit électrique, l'absorption se fait toujours en régime transitoire : l'énergie n'est apportée que sur une courte durée et se trouve très peu couplée aux phonons. La zone thermiquement affectée est donc considérablement limitée [Le Harzic 2002]. Toute une théorie doit être développée pour modéliser l'interaction laser-matière en régime ultra-bref qui dépend également du matériau considéré. Pour exemple, Colombier et al. Propose un schéma interprétatif dans le cas métallique [Colombier 2005]. L'interaction est alors approchée par un modèle à "deux températures" permettant de décrire l'évolution de la température des électrons et des phonons au cours du temps, d'obtenir les différentes phases induites par l'impulsion ultracourte dans le volume de matière, puis de simuler le taux d'ablation ou d'ionisation par exemple.

Grâce à leur courte durée, les lasers à impulsions ultracourtes ont permis le développement de nouveaux domaines de recherche. Pour exemple, la seule façon d'observer les processus ultra-brefs de la matière est d'utiliser ces très courtes impulsions. De plus, étant donnée leur grande puissance instantanée, ces impulsions favorisent les processus d'absorption multiphotonique et permettent par conséquent d'étudier les phénomènes non-linéaires ou d'engendrer un processus physico-chimique par effet non-linéaire.

Les impulsions lasers ultracourtes sont particulièrement pertinentes pour le micro-usinage [Mazur 2007]. La zone thermiquement affectée étant de petite dimension, la résolution atteignable par ces lasers est plus grande que celle des lasers à impulsions courtes. Dans le cas des matériaux absorbants (métaux, semi-conducteurs) l'intérêt porte donc essentiellement sur la microstructuration de haute qualité (à des fins tribologiques par exemple). En ce qui concerne les matériaux transparents (diélectriques), le laser femtoseconde est d'un intérêt plus spécifique pour la photoinscription de guides d'ondes ou de fonctions optiques plus complexes par modulation de l'indice de réfraction [Hirao 1998, Zoubir 2004]. Dans ce cas, l'impulsion provoque un changement d'état rapide du matériau diélectrique qui passe subitement de l'état solide à l'état liquide voire plasma, puis se re-solidifie tout aussi rapidement. La densité de matière est alors

modulée au voisinage du faisceau focalisé et une variation d'indice est introduite, notamment liée à la présence de contraintes dans le matériau. Une autre technique plus chimique consiste à faire précipiter un ion spécifique dopant un verre [Takeshima 2004]. L'impulsion ultracourte permet alors à l'atome ionisé de se stabiliser en comblant le déséquilibre électronique. Les électrons manquants sont alors pris à son environnement, induisant du même coup des défauts dans le verre et une modification de l'indice de réfraction.

Les impulsions lasers ultracourtes sont également appliquées à la microstructuration de surface pour la microfluidique [Bellouard 2004, Hnatovsky 2005] : le procédé est alors une ablation comme dans le cas d'un matériau absorbant. Les lasers impulsionnels ultracourts sont également utilisés à des fins chirurgicales [Cheng 2007]. Les processus d'absorption multiphotoniques et la faible diffusion thermique en font un outil chirurgical plus précis et moins agressif pour les tissus biologiques que les lasers continus ou les outils mécaniques. Ces lasers peuvent également être utilisés afin d'augmenter le débit en télécommunications [Wada 2004]. Dans ce genre d'application, ce sont les grandes puissances instantanées qui permettent par effet non linéaire une commutation ultrarapide. Ces techniques laissent ainsi la possibilité d'obtenir une télécommunication entièrement optique (commutateurs et démultiplexeurs optiques) : le débit est alors grandement augmenté (quelques Tb/s).

Mais les impulsions femtosecondes ne sont pas uniquement un outil de fabrication. Elles sont aussi un « outil » de diagnostic très intéressant. La caractérisation à l'aide de lasers femtosecondes est de nos jours possible (tomographie en milieu diffus [Zipfel 2003], spectroscopie [Rullière 1998]) : l'impulsion se propage en profondeur dans les tissus organiques puis est rétro-diffusée. L'étude de ce signal permet de déterminer les épaisseurs et les densités des différents tissus organiques traversés. Dans le domaine de la chimie, ces lasers ont aussi leur place en tant qu'analyseurs en temps réel de la matière [Zewail 1988]. Deux impulsions identiques décalées sont émises : la première appelée pompe excite les molécules, la seconde appelée sonde étudie leur état à l'instant t , écart temporel entre ces deux impulsions. En faisant varier cet écart temporel, il devient possible de déterminer l'évolution dans le temps des molécules subissant l'excitation de la pompe. Les impulsions ultracourtes peuvent aussi servir la chimie en jouant le rôle de catalyseur de réaction [Rabitz 2003] pour oxyder un métal par exemple [Gondal 2004]. L'impulsion laser est alors mise en forme temporellement de façon à apporter l'énergie aux molécules d'une façon organisée. La création ou destruction de liaisons inter-atomiques ciblées ne s'opérant pas naturellement devient alors possible. Enfin, de nouvelles

applications sont actuellement en plein essor telles que la photopolymérisation [Zhai 2001, Misawa 2006] par absorption multiphotonique ou encore la photodéposition par plasma [Ohtomo 2005] dans laquelle les atomes sont arrachés d'une cible par les impulsions et se déposent sur un substrat.

Ce chapitre est une introduction et un état de l'art succinct sur les impulsions ultra-brèves ainsi qu'aux moyens utilisés pour leur mise en forme temporelle. Il vise tout simplement à introduire les bases des impulsions lasers et de leur mise en forme temporelle nécessaires à la bonne compréhension du travail présenté.

a. Génération d'une impulsion laser ultra-brève

Cette partie vise à expliquer la génération d'une impulsion laser ultra-brève pour en déduire ses caractéristiques spectrales. Le spectre d'une telle source laser sera la connaissance de base nécessaire à la mise en forme temporelle de ces impulsions. Le lecteur pourra également se reporter à la référence [Hirlimann 1998] pour de plus amples informations sur la génération d'impulsions lasers ultra-brèves.

Une cavité laser est constituée d'un résonateur au sein duquel est placé un milieu amplificateur. Le résonateur, élément de base du dispositif, est généralement une cavité Fabry-Perot permettant de créer des interférences constructives pour certaines longueurs d'ondes. Pour qu'un effet laser puisse s'établir entre les deux miroirs de celle-ci, la longueur de la cavité doit accommoder un nombre demi-entier de longueur d'onde générées par émission spontanée. On définit le temps caractéristique T de la cavité optique comme étant :

$$T = \frac{2L}{c} \quad (1.1)$$

où L est la longueur de la cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Deux éléments vont donc contribuer à la réponse spectrale d'un tel résonateur. Tout d'abord la cavité Fabry Perot permet à différents modes longitudinaux d'exister dans le résonateur. Ces modes sont d'autant plus nombreux que la cavité est longue et ont des fréquences sensiblement différentes (fig. 1.1a). L'écart spectral $\delta\nu$ entre ces différents modes est simplement inversement proportionnel au temps caractéristique T de la cavité, soit $\delta\nu = \frac{c}{2L}$. Le deuxième élément qui va

intervenir sur le spectre de la cavité laser est le milieu actif : il permet une amplification des composantes sur une certaine bande spectrale par le biais d'une émission stimulée. Il n'y a amplification que lorsque le gain introduit par le milieu actif est supérieur aux pertes introduites par les optiques. Une allure de spectre laser est donnée sur la figure 1.1b.

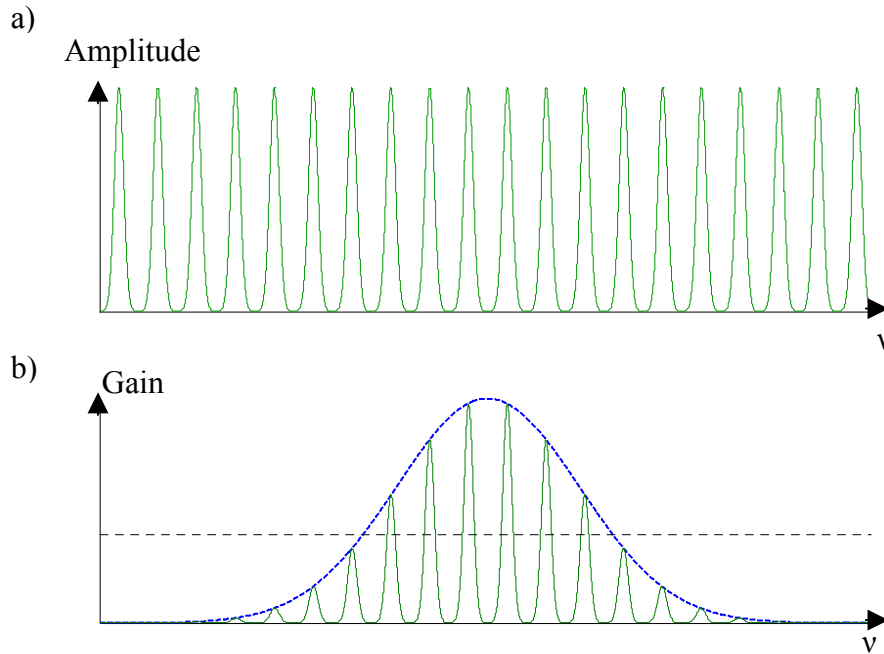


Figure 1.1 : a) réponse spectrale de la cavité Fabry-Pérot et b) spectre en sortie du milieu amplificateur. Le seuil de pertes est indiqué en tirets.

En régime continu, l'amplification de la cavité est quasiment linéaire et cohérente de sorte que l'onde électromagnétique qui la traverse ne subit pas de déformation temporelle. En régime stationnaire, le gain et les pertes se contrebalancent. Le champ électromagnétique peut être vu spectralement comme l'enveloppe de gain discrétisée suivant un pas équivalant à la résolution $\delta\nu$ caractéristique de la cavité optique. Le champ électromagnétique $E(\nu)$ en sortie du laser peut alors s'écrire comme suit :

$$E(\nu) \propto E_0(\nu) \sum_{n=0}^{+\infty} \delta\left(\nu - \frac{n}{T}\right) \quad (1.2)$$

Le spectre est donc discrétisé suivant une période $\delta\nu = \frac{c}{2L}$ généralement très faible devant la fréquence centrale du laser. Les pics de Dirac caractérisent les différents modes longitudinaux du

laser. En réalité, ces pics ont une certaine largeur qui reflète la finesse du Fabry-Perot (fig. 1.1). De plus, la série de pics est limitée par l'enveloppe de la courbe correspondant à un gain supérieur aux pertes.

Considérons maintenant deux de ces modes adjacents. Le champ électrique résultant de la superposition de ces deux modes s'écrit :

$$e(t) = E_1 \exp(j(2\pi\nu_1 t + \Phi_1)) + E_2 \exp(j(2\pi\nu_2 t + \Phi_2)) \quad (1.3)$$

En posant $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$, l'intensité résultante sera :

$$I(t) = (E_1)^2 + (E_2)^2 + 2E_1 \cdot E_2 \cdot \cos(2\pi\delta\nu t + \Delta\Phi) \quad (1.4)$$

Un phénomène d'interférences entre les modes de la cavité laser produit alors un battement de l'intensité. On distingue deux cas : si les deux modes ne sont pas corrélés, alors $\Delta\Phi$ varie aléatoirement au cours du temps et l'intensité fluctue autour d'une valeur moyenne (cas des lasers continus). Le second cas est observé si $\Delta\Phi$ est constant en fonction du temps : l'intensité varie périodiquement (lasers impulsionnels). La phase spectrale de la source est alors constante sur tout le spectre de l'impulsion.

Le simple fait de faire battre entre eux deux modes d'un laser, en maintenant constante leur relation de phase, permet donc de distribuer périodiquement l'énergie lumineuse dans le temps. Si on généralise le cas à la superposition de N modes, on trouve que le champ électrique prend la forme :

$$e(t) = \sum_{n=0}^{N-1} \exp[2\pi j(\nu_0 + n\delta\nu)t] = \frac{1 - \exp(2\pi j N \delta\nu t)}{1 - \exp(2\pi j \delta\nu t)} \exp(2\pi j \nu_0 t) \quad (1.5)$$

et l'intensité totale devient :

$$I(t) \propto \frac{\sin^2(\pi N \delta\nu t)}{\sin^2(\pi \delta\nu t)} \quad (1.6)$$

On constate que plus le nombre de modes présents dans la cavité est grand et plus la largeur de l'impulsion laser diminue tendant même vers une distribution de Dirac. La forme des impulsions est approchée par une cosécante hyperbolique ou plus fréquemment par une gaussienne.

D'un point de vue expérimental, les lasers femtosecondes soulèvent plusieurs problèmes. Tout d'abord, dans un laser continu, un atome n'amplifie qu'un mode de la cavité à la fois, choisi

aléatoirement, causant ainsi des fluctuations dans l'intensité et la phase relative des différents modes. Pour obtenir des impulsions de très courte durée, il faut faire appel à la méthode dite de synchronisation de modes. Pour ce faire, il suffit de s'assurer que les pertes de la cavité laser sont faibles uniquement lorsque ces différents modes sont en phase : ils sont alors amplifiés de façon organisée. Il existe différentes méthodes de blocage de mode basées sur un effet non-linéaire soit actif (modulateur acousto-optique) soit passif (absorbant saturable). Une des méthodes utilisées actuellement est le blocage de mode passif par collision d'impulsions (Colliding Pulse Modelocking). Elle consiste à injecter deux impulsions voyageant en sens contraire dans la cavité. Un absorbant saturable [Fork 1981] est inséré sur leur chemin de sorte que la transmission de ce dernier soit maximale lorsque les deux impulsions arrivent simultanément sur l'absorbant : les modes sont donc bloqués temporellement en phase. Dans le cas du laser Titane:Saphir, les modes sont auto-bloqués de par les propriétés du milieu amplificateur. Pour de plus amples informations sur les méthodes de blocage de mode, le lecteur pourra se reporter à la référence [Ducasse 1998].

Le deuxième problème posé réside dans la façon d'augmenter l'énergie de l'impulsion. En effet, sur de si courtes durées même une faible énergie engendre une puissance instantanée colossale. La résistance du milieu amplificateur au flux limite donc l'énergie de l'impulsion. La solution est trouvée au début des années 80 par G. Mourou et S. Strickland [Mourou 1985]. Il suffit d'étirer l'impulsion avant chaque amplification puis de la recompresser. Les puissances développées dans le milieu amplificateur peuvent ainsi être diminuées considérablement. Aujourd'hui, les lasers femtosecondes peuvent atteindre des fluences de 10^{21} W/cm² en sortie d'amplificateur.

Nous venons donc de définir les deux quantités caractéristiques d'une impulsion laser femtoseconde que sont sa phase et son amplitude. Si la chaîne laser est parfaitement réglée, la phase spectrale est constante et l'intensité temporelle vérifie l'expression (1.6). Cependant par soucis de simplification, celle-ci est souvent approchée par une gaussienne : $I(t) = e^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}}$. Comme nous le verrons plus tard, il est indispensable de bien connaître les caractéristiques de cette impulsion à la sortie du laser afin de faire de la mise en forme temporelle. Pour l'instant nous allons faire un petit rappel sur les propriétés des impulsions électromagnétiques.

b. Propriétés des impulsions électromagnétiques

Comme dans le cas d'une onde plane électromagnétique, le champ électrique d'une impulsion femtoseconde est une fonction à valeurs réelles dépendant du temps et solution des équations de Maxwell. Il s'exprime mathématiquement sous la forme d'une enveloppe qui donne la forme temporelle de l'impulsion modulée par un champ oscillant.

Nous venons de voir dans la partie précédente la méthode utilisée pour générer des impulsions lasers. Découlant de celle-ci, le champ électrique de l'impulsion peut s'écrire de deux façons duales l'une de l'autre dans le domaine temporel et dans le domaine spectral (1.2) liées par la transformée de Fourier :

$$\tilde{e}(t) = \text{TF}^{-1}[\tilde{E}(v)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(v) \cdot \exp(2\pi jvt) \cdot dv \quad (1.7) \quad \text{dans le domaine temporel}$$

ou encore

$$\tilde{E}(v) = \text{TF}[\tilde{e}(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{e}(t) \exp(-2\pi jvt) \cdot dt \quad (1.8) \quad \text{dans le domaine spectral}$$

Et comme dans toute paire de quantités liées par une relation de Fourier, l'inégalité de Schwartz doit être respectée. Cette relation d'incertitude temps-énergie, également appelée relation d'Heisenberg, prend habituellement la forme :

$$\Delta t \Delta v \geq \text{Cste} \quad (1.9)$$

où Δt est la durée à mi-hauteur, Δv la largeur spectrale à mi-hauteur et Cste une constante dépendant de la forme de l'impulsion (0,441 pour une gaussienne et 0,315 pour une sécante hyperbolique). Cette relation peut également s'écrire dans le domaine des longueurs d'onde pour une impulsion laser femtoseconde de profil gaussien centrée sur une longueur d'onde λ_0 de 800 nm par :

$$\Delta t \Delta \lambda_{\text{pulse}} \simeq 941 \text{ nm} \cdot \text{fs} \quad (1.10)$$

où $\Delta \lambda_{\text{pulse}}$ est la largeur spectrale à mi-hauteur en intensité de l'impulsion femtoseconde gaussienne incidente.

Dans le cas des lasers femtosecondes, la largeur spectrale de l'impulsion est grande et les effets de dispersion ne peuvent être considérés comme constants sur toute la plage des longueurs

d'ondes du spectre. La phase spectrale de cette impulsion est donc constante si elle n'a traversé aucun milieu à forte dispersion. Par conséquent, sa phase temporelle varie linéairement avec le temps. Il est alors possible d'approcher son champ oscillant par une sinusoïde de fréquence égale à la fréquence centrale ν_0 du spectre. On pourra donc exprimer le champ électrique de cette onde sous la forme suivante :

$$e(t) = f(t) \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (1.11)$$

où $f(t)$ représente l'enveloppe temporelle de l'impulsion et $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ la fréquence centrale de son spectre.

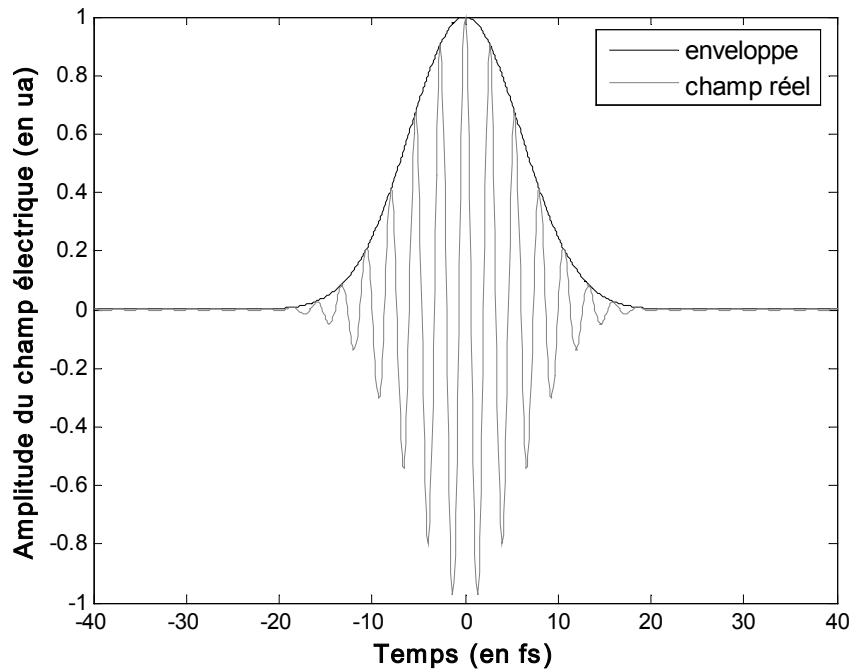


Figure 1.2 : exemple de champ électrique réel à enveloppe gaussienne.

La figure 1.2 montre le champ électrique d'une onde monochromatique d'enveloppe gaussienne de 10 fs de durée à mi-hauteur et de longueur d'onde 800 nm. Le spectre de cette onde est donné par la transformée de Fourier du champ électrique (1.11) :

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e(t) \exp(-j2\pi\nu t) \cdot dt = \text{TF}[e(t)] \\
 \Leftrightarrow \tilde{E}(\nu) &= \text{TF}[f(t)] * \text{TF}[\cos(2\pi\nu_0 t)] \\
 \Rightarrow \tilde{E}(\nu) &\propto \tilde{F}(\nu) * (\delta(\nu - \nu_0) + \delta(\nu + \nu_0)) \\
 \Rightarrow \tilde{E}(\nu) &\propto \tilde{F}(\nu - \nu_0) + \tilde{F}(\nu + \nu_0)
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

où le symbole * représente l'opération mathématique de convolution. Le spectre obtenu est donc la transformée de Fourier du signal enveloppe translatée des quantités $+\nu_0$ et $-\nu_0$. Il est donc suffisant de le connaître pour des valeurs positives de fréquence. Définir le champ électrique par une notation complexe devient alors naturel et simplificateur :

$$\tilde{e}(t) = f(t) \cdot \exp(2\pi j\nu_0 t) \Leftrightarrow \tilde{E}(\nu) = \tilde{F}(\nu - \nu_0) \tag{1.13}$$

La densité de puissance (ou intensité) est alors définie à partir du produit du champ électrique complexe par son conjugué, soit :

$$I(t) \propto \tilde{e}(t) \cdot \tilde{e}^*(t) = |\tilde{e}(t)|^2 = f(t)^2 \tag{1.14}$$

L'intensité est donc proportionnelle au carré de l'enveloppe du champ électrique de l'impulsion. Ce champ peut alors être caractérisé à partir de deux grandeurs physiques mesurables que sont son intensité (caractérisant l'enveloppe de l'impulsion) et sa phase (caractérisant la fréquence de la porteuse et mesurable à partir d'une référence) :

$$\tilde{e}(t) = \sqrt{i(t)} \cdot \exp(-j\varphi(t)) \Leftrightarrow \tilde{E}(\nu) = \sqrt{I(\nu)} \cdot \exp(-j\Phi(\nu)) \tag{1.15}$$

domaine temporel

domaine spectral

Nous venons donc d'introduire le formalisme des impulsions électromagnétiques ainsi que leurs propriétés mathématiques. La partie suivante traite de l'effet de la dispersion des matériaux traversés sur cette impulsion, soit encore de l'influence d'une modulation de phase spectrale sur le profil temporel.

c. Impulsion laser ultra-brève et dispersion

Lors de son évolution dans un dispositif expérimental, une onde électromagnétique traverse différents éléments optiques dont la réponse varie suivant la longueur d'onde. Ce phénomène est le plus souvent dû à la nature du matériau traversé dont l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde : il y a alors un effet de dispersion qui fait que les ondes monochromatiques se propagent à des vitesses différentes dans le milieu. Cependant, si le spectre de l'onde est suffisamment étroit (impulsions nanosecondes), ce phénomène peut être négligé pour de faibles épaisseurs traversées. En revanche, les impulsions lasers femtosecondes ont des spectres relativement larges (quelques dizaines de nanomètres) qui obligent à tenir compte de la dispersion des matériaux. Par exemple, si toutes les longueurs d'onde qui composent l'impulsion femtoseconde arrivent ensemble sur une lame de verre, elles en ressortent légèrement décalées : l'impulsion subit un étirement de son profil temporel comme le montre le schéma de la figure 1.3.

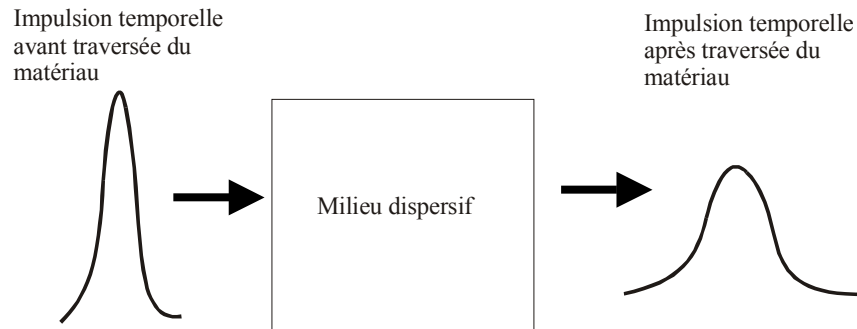


Figure 1.3 : étirement du profil temporel par la dispersion.

En fait, les composantes spectrales vont voir des indices de réfraction différents. Ceci va conduire à des temps de propagation différents pour chacune des composantes spectrales. Ce décalage temporel peut aussi s'exprimer en terme de déphasage spectral [Chériaux 1997] que l'on peut écrire sous forme d'un développement en série de Taylor au voisinage de la fréquence centrale de l'impulsion :

$$\phi(\nu) = \phi_0 + \left(\frac{d\phi}{d\nu} \right)_{\nu_0} (\nu - \nu_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\phi}{d\nu^2} \right)_{\nu_0} (\nu - \nu_0)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{d^3\phi}{d\nu^3} \right)_{\nu_0} (\nu - \nu_0)^3 + \dots \quad (1.16)$$

Le retard est alors donné par la relation :

$$T(\nu) = \frac{d\phi}{d\nu} = \phi^{(1)} + \phi^{(2)}(\nu - \nu_0) + \frac{1}{2}\phi^{(3)}(\nu - \nu_0)^2 + \dots \quad (1.17)$$

où $\phi^{(n)}$ est la valeur de la dérivée $n^{\text{ième}}$ de la phase spectrale par rapport à la fréquence en $\nu = \nu_0$. Ces notions sur la dispersion sont très utiles pour la réalisation d'une mise en forme temporelle des impulsions lasers. En effet, nous pouvons constater à partir de cette expression (1.17) qu'une modification de la phase spectrale de l'impulsion va provoquer une déformation dans le domaine temporel. Ce phénomène se traduit mathématiquement par les propriétés de la transformée de Fourier. Ainsi, si l'ajout d'un terme constant ϕ_0 dans la phase n'a aucune influence sur le retard des différentes composantes spectrales, il n'en va pas de même pour d'autres ordres :

- une phase linéaire produit un retard constant pour toutes les composantes donc une translation de l'impulsion dans le domaine temporel,
- une phase d'ordre deux implique un retard $\phi^{(2)} \cdot (\nu - \nu_0)$ appelé dispersion de vitesse de groupe se traduisant par un élargissement de l'impulsion dans le domaine temporel,
- une dispersion d'ordre trois rend l'impulsion dissymétrique en rejetant les fréquences proches de la fréquence centrale sur le front avant ou arrière.

En résumé, les termes d'ordres pairs ont un effet symétrique sur la forme temporelle alors que les termes d'ordres impairs ont un effet dissymétrique.

Cette partie introductive laisse penser qu'il est possible de modifier le profil temporel d'une impulsion laser femtoseconde en modifiant uniquement sa phase spectrale. Cette technique est actuellement courante [Wiener 2000]. Le déphasage est alors réalisé non pas par dispersion de matériaux, mais par des modulateurs de phase purs résolus chromatiquement. Il est à noter aussi l'influence de ce décalage temporel des longueurs d'onde sur l'impulsion. En effet, la dispersion engendre une modulation de fréquence dans le champ électrique qui peut modifier la phase spectrale de l'impulsion ultracourte, donc son profil temporel dans les cas extrêmes (forte dispersion du milieu). Analysons de plus près les techniques actuelles de mise en forme dans le domaine temporel.

1.2 La mise en forme temporelle : "Pulse Shaping"

La mise en forme temporelle ou "pulse shaping" en anglais est l'ensemble des techniques visant à modifier l'intensité d'impulsions ultracourtes dans l'espace temporel. Le principe repose sur les caractéristiques des impulsions lasers femtosecondes rappelées dans les paragraphes précédents. Ainsi, la modulation temporelle sera effectuée par le biais d'une modulation spectrale. Généralement une modulation de phase pure est préférée à une modulation d'amplitude afin de conserver la totalité de l'énergie de l'impulsion. Des techniques simples existent depuis longtemps pour la compression et l'étirement d'impulsions lasers femtosecondes. Ces opérations de base ont avant tout été développées pour palier le problème de haute puissance lors de l'amplification. Mais l'intérêt s'est très vite porté sur des profils d'impulsions autres que gaussiens nécessitant par conséquent leur mise en forme temporelle. Très rapidement la technique basée sur la ligne à dispersion nulle cumulée à l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière est devenue la référence [Weiner 2000]. L'ensemble de ses méthodes est présenté de façon succincte dans cette partie.

a. Opérations de base : compression et étirement

Le principe des étireurs-compresseurs consiste à créer des différences de trajet optique entre les différentes longueurs d'ondes [Treacy 1969]. La base du dispositif est une paire de réseaux de diffraction. Un rayon qui arrive sur le réseau avec un angle θ_i est réfléchi suivant la loi des réseaux en réflexion dans une direction θ_d qui dépend de la longueur d'onde [Loewen 1997] :

$$\sin \theta_d + \sin \theta_i = -m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.18)$$

où θ_i et θ_d sont respectivement les angles d'incidence et d'émergence, λ est la longueur d'onde, Λ est le pas du réseau et m est l'ordre de diffraction. Grâce à la loi du chemin inverse de la lumière, si le rayon éclaire le réseau avec un angle θ_d , il sera « renvoyé » suivant l'angle θ_i . L'un des montages optiques qui permettent de mettre en oeuvre cette propriété pour compresser une impulsion est donné sur la figure 1.4.

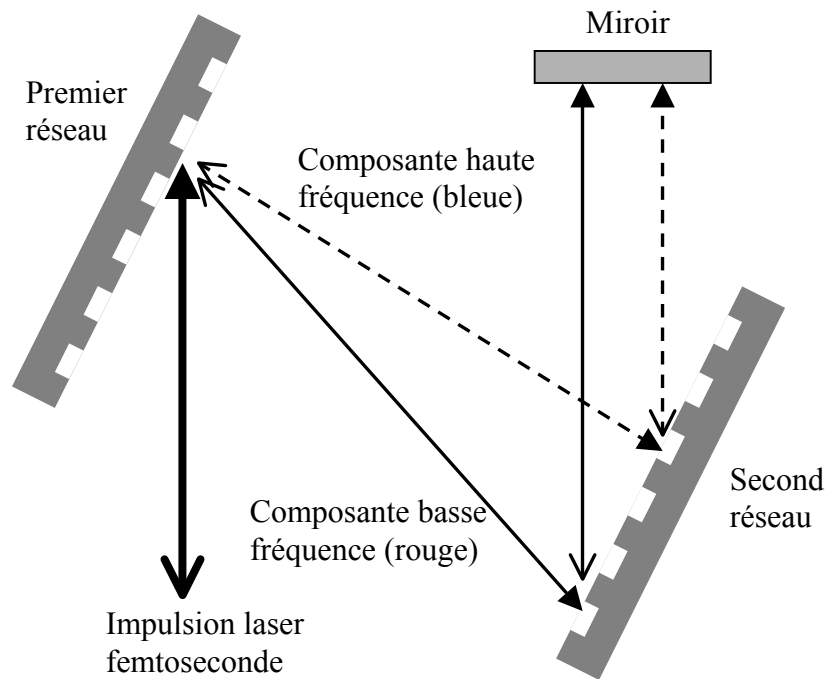


Figure 1.4 : schéma d'un compresseur à paire de réseaux.

Le système est constitué de deux réseaux identiques et parallèles. L'impulsion femtoseconde arrive sur un premier réseau. Elle est ainsi angulairement dispersée suivant les longueurs d'ondes qui composent son spectre. Sur la figure 1.4 sont représentées les deux longueurs d'ondes extrêmes présentes dans l'impulsion que l'on appellera composante à basse fréquence "rouge" et composante à haute fréquence "bleue". La composante à haute fréquence est déviée par le premier réseau avec un certain angle. Après une réflexion sur le second réseau le faisceau ressort parallèle au faisceau incident d'après le principe du réseau évoqué plus haut (1.18). Pour la composante à basse fréquence, le schéma est le même. Seul change l'angle de diffraction par le premier réseau, plus grand, et donc la distance parcourue dans le système par les différentes longueurs d'ondes.

Dans le plan du miroir, les longueurs d'ondes sont spatialement étalées. Les rayons monochromatiques sont alors réinjectés dans le système par le miroir de sorte qu'ils réempruntent le même chemin qu'à l'aller. Ainsi, les grandes longueurs d'ondes parcourent des chemins optiques plus grands que les petites longueurs d'ondes induisant un retard temporel différent pour chacune d'elles. Deux réseaux de diffraction identiques et parallèles introduisent

donc une modulation de phase dans le spectre de l'impulsion. Cette phase peut alors être décomposée en série de Taylor comme dans la partie précédente relative à la dispersion. On constate qu'un compresseur produit une dérivée seconde de phase ou vitesse de groupe de sens opposé à celle induite par la dispersion des matériaux. Par conséquent, il est possible de compenser les élargissements temporels introduits par la propagation de l'impulsion. En sortie, les longueurs d'ondes sont toutes regroupées dans l'espace et rapprochées temporellement. L'énergie se concentre encore plus dans le temps que dans l'impulsion initiale : la compression est réalisée.

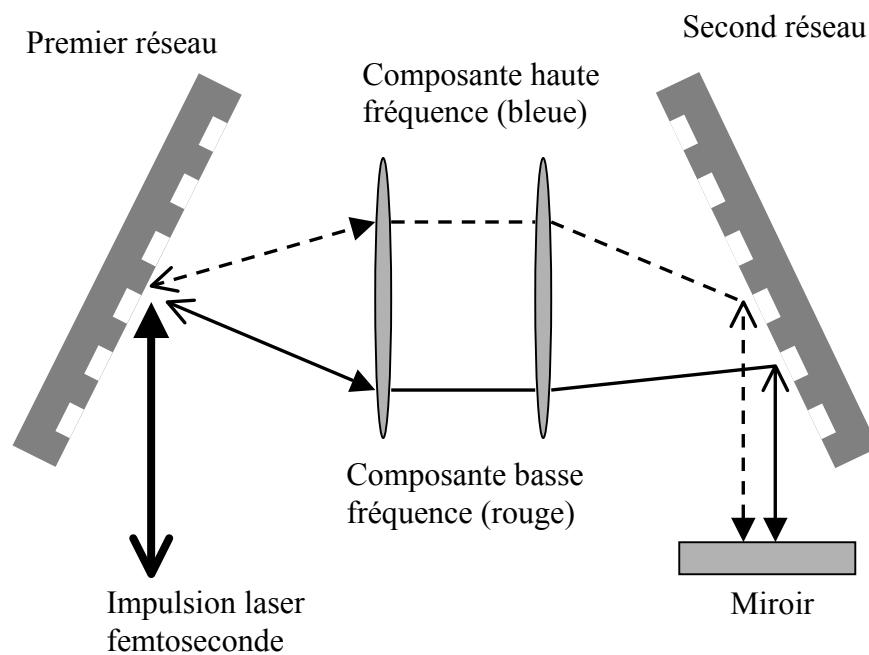


Figure 1.5 : schéma d'un étireur à réseaux.

Pour l'étirement d'impulsion, le principe reste le même [Pessot 1987]. La différence réside dans le fait qu'il faut que la composante à basse fréquence parcoure un trajet plus court que la composante à haute fréquence à l'intérieur du système afin d'accentuer le retard. L'astuce consiste à insérer un sous-système optique de grandissement -1 (ici, il s'agit de deux lentilles mais les systèmes actuels utilisent des miroirs). Ainsi, le chemin parcouru par les grandes longueurs d'ondes est plus court que celui parcouru par les petites comme l'indique le schéma de la figure 1.5. Le retard temporel est alors opposé à celui du compresseur : une vitesse de groupe de même sens que celle induite par la dispersion des matériaux est introduite produisant un étirement de l'impulsion initiale.

Nous venons donc de voir les deux opérations de base de mise en forme temporelle d'impulsions que sont la compression et l'étirement temporel. En ajustant la distance et l'angle entre les deux réseaux en fonction des longueurs d'ondes présentes dans le spectre, il est possible d'étirer ou de comprimer une impulsion d'un facteur 1000. Cependant des profils plus complexes qu'une simple impulsion gaussienne sont parfois utiles pour certaines applications. La partie suivante rappelle les bases de filtrage linéaire nécessaires à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes.

b. Rappels sur le filtrage linéaire

L'objectif à atteindre est donc de mettre en forme une impulsion laser. La première idée qui vient à l'esprit est de tailler cette impulsion directement dans le domaine temporel. Cependant, à de telles échelles de temps, les modulateurs de lumière sont trop lents. Les techniques actuelles sont donc basées sur le fait que ces impulsions sont modélisées par la transformée de Fourier. Ainsi, modifier le spectre d'une impulsion revient à modifier sa forme temporelle.

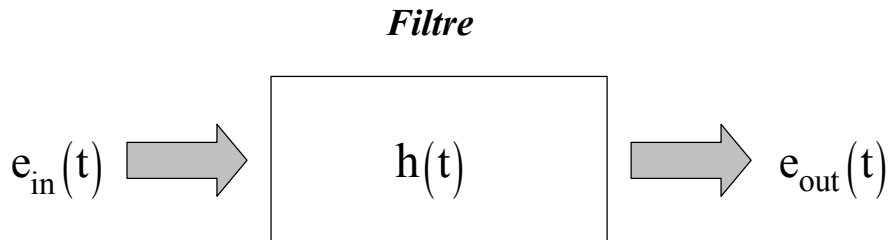


Figure 1.6 : schéma bloc de filtrage linéaire.

L'idée du "pulse shaping" est basée sur le principe classique du filtrage linéaire et obéit par conséquent aux mêmes lois de la physique des systèmes linéaires (figure 1.6). Considérons une impulsion $e_{in}(t)$ excitant un filtre de réponse impulsionnelle $h(t)$. Le signal $e_{out}(t)$ obtenu en sortie est donné par le produit de convolution suivant :

$$e_{out}(t) = h(t) * e_{in}(t) = \int h(\tau) \cdot e_{in}(t - \tau) \cdot d\tau \quad (1.19)$$

Cette expression se traduit dans le domaine spectral par un simple produit des transformées de Fourier de l'impulsion d'entrée et de la fonction de transfert du filtre :

$$\tilde{E}_{out}(\nu) = \tilde{H}(\nu) \cdot \tilde{E}_{in}(\nu) \quad (1.20)$$

La fonction de transfert du filtre peut aussi être définie par une transmittance $T(\nu)$ modifiant uniquement l'intensité spectrale, et un terme de phase pure $\psi(\nu)$:

$$\tilde{H}(\nu) = T(\nu) \cdot \exp(j\psi(\nu)) \quad (1.21)$$

Dans la pratique, le signal d'entrée étant parfaitement défini temporellement donc spectralement, ce sont ces deux paramètres qu'il faut déterminer afin d'obtenir l'impulsion de sortie voulue :

$$T(\nu) = \left\| \frac{\tilde{E}_{out}(\nu)}{\tilde{E}_{in}(\nu)} \right\| \quad \text{et} \quad \psi(\nu) = \arg \left(\frac{\tilde{E}_{out}(\nu)}{\tilde{E}_{in}(\nu)} \right) \quad (1.22)$$

Cette étape est la plus facile à réaliser, surtout depuis les progrès réalisés par le calcul numérique qui donne des résultats proches du calcul analytique. Cependant, la conception du filtre n'est pas toujours immédiate voire technologiquement possible dans certains cas : le filtre calculé peut aboutir à une modulation d'amplitude et de phase alors que le modulateur utilisé n'effectue qu'un de ces deux types de modulations. La partie suivante introduit le dispositif de base des techniques actuelles de mise en forme temporelle d'impulsions lasers permettant de générer des profils d'impulsions quelconques.

c. Principe de base : ligne à dispersion nulle

La ligne à dispersion nulle est le dispositif de référence pour la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes. Ce système à double transformée de Fourier, basé sur des éléments dispersifs et un système d'imagerie, permet de moduler la phase et l'amplitude spectrale d'une impulsion courte par le biais d'une modulation spatiale [Weiner 2000].

La ligne à dispersion nulle, ou ligne 4f, est constituée de deux lentilles minces intercalées entre deux réseaux de diffraction parfaitement identiques comme l'indique la figure 1.7. Le premier réseau, placé au foyer objet de la première lentille, effectue une dispersion angulaire des composantes spectrales de l'onde électromagnétique incidente suivant la loi des réseaux en réflexion (1.18). Tous les faisceaux "monochromatiques" semblent alors émis à partir du foyer objet de la première lentille avec un angle différent pour chacun d'entre eux. Cette lentille rend donc parallèles tous les vecteurs d'onde des composantes spectrales et focalise chaque faisceau

en son plan focal image (plan de la transformée de Fourier spatiale de l'onde) : les différentes longueurs d'ondes sont alors spatialement séparées. Ainsi, au centre de la ligne est créé un plan, dit de Fourier, couramment utilisé en filtrage optique et dans lequel les composantes spectrales sont focalisées et spatialement séparées. C'est dans ce plan que peut alors être inséré un modulateur permettant de modifier le spectre de l'impulsion avec la meilleure résolution possible.

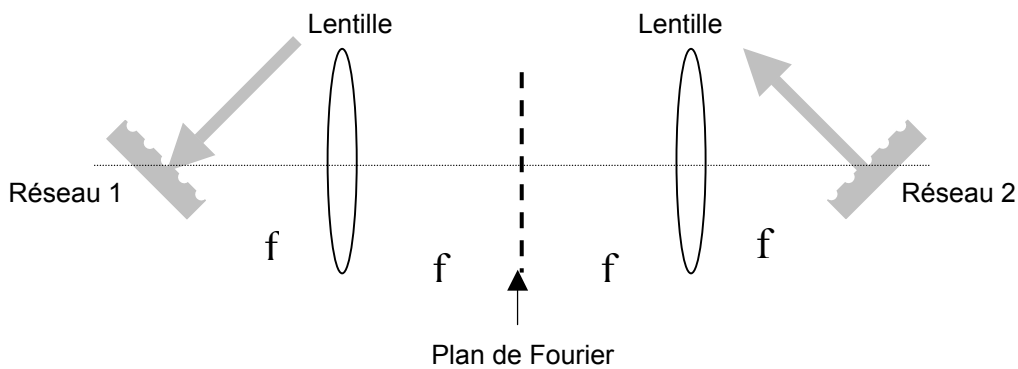


Figure 1.7 : schéma d'un dispositif à dispersion nulle

Une deuxième lentille identique à la première est placée de sorte que le plan de Fourier soit situé dans le plan focal objet de celle-ci. Elle voit les rayons monochromatiques parallèles à son axe et les focalise donc en son foyer image avec le même angle qu'après dispersion du premier réseau. Maintenant, en plaçant en ce point un deuxième réseau identique au premier et orienté symétriquement, toutes les longueurs d'ondes sont réfléchies avec le même angle d'après la loi du chemin inverse de la lumière. De plus, puisqu'elles sont issues du même point (point focal image de la deuxième lentille), le faisceau se recombine spatialement. Si aucune modification spectrale n'est apportée dans le plan de Fourier, le premier réseau est imagé par le système afocal composé des deux lentilles sur le second réseau.

Le système est donc géométriquement à dispersion nulle bien qu'en pratique la dispersion introduite par la propagation dans les lentilles n'est pas négligeable. C'est pourquoi ces lentilles sont souvent remplacées par des systèmes optiques achromatiques ou des paraboles hors axe. Dans ces conditions, l'impulsion d'entrée n'est pas altérée par la traversée d'une ligne $4f$ sans modulateur. Notons aussi que le premier réseau est orienté de façon à confondre le rayon correspondant à la longueur d'onde centrale du spectre avec l'axe des deux lentilles pour un

ordre de diffraction donné (généralement ± 1). Ce spectre est donc spatialement centré dans le système optique. On peut alors connaître la position x de toute longueur d'onde λ par rapport à l'axe optique du système donc par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 :

$$x = f \cdot \tan(\theta_d - \theta_{d_0})$$

$$x = f \cdot \tan\left(A \cdot \sin\left(m \frac{\lambda}{\Lambda} - \sin \theta_i\right) - A \cdot \sin\left(m \frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin \theta_i\right)\right) \quad (1.23)$$

d'après la formule (1.18).

Considérons maintenant le cas d'une ligne à dispersion nulle dans laquelle pénètre une impulsion courte de forme $e_{in}(t)$. Nous venons de voir qu'il est possible de moduler son spectre $\tilde{E}(\nu)$ dans le plan de Fourier en insérant un modulateur spatial. Insérons donc un filtre en phase et en amplitude défini par une fonction de transfert $\tilde{H}(\nu) = T(\nu) \cdot \exp(j\psi(\nu))$ au sein du dispositif à dispersion nulle comme sur la figure 1.8.

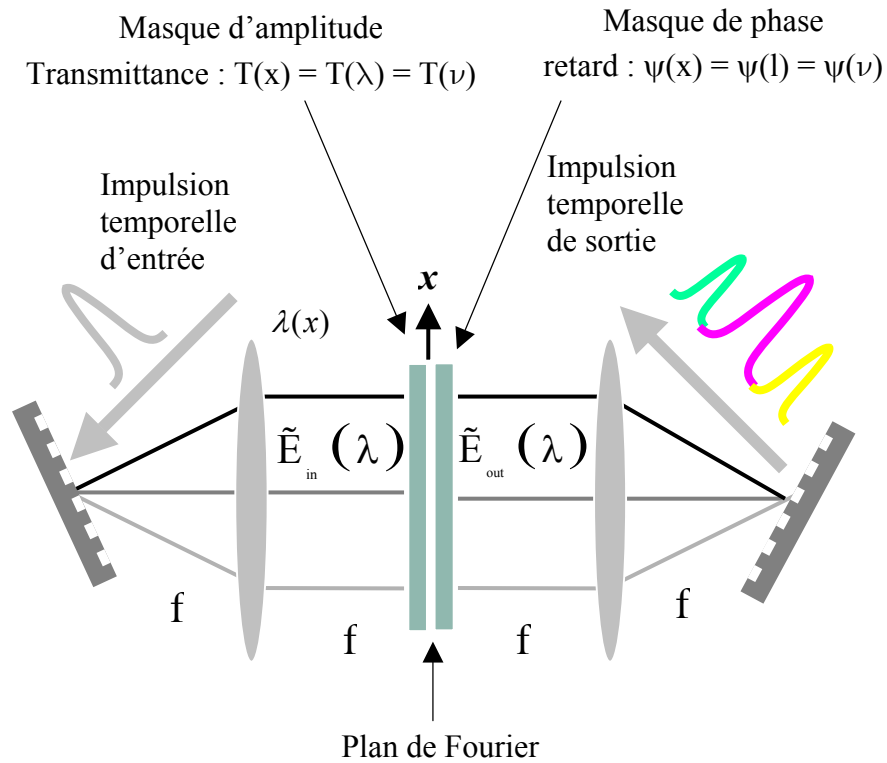


Figure 1.8: modification du profil temporel d'une impulsion dans une ligne 4f.

Le spectre de l'impulsion de sortie ainsi obtenu est donc égal à :

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\nu) = \tilde{H}(\nu) \cdot \tilde{E}_{\text{in}}(\nu) = T(\nu) \cdot \exp(j\psi(\nu)) \cdot \tilde{E}_{\text{in}}(\nu) \quad (1.24)$$

d'où la forme temporelle de l'impulsion en sortie donnée par la transformée inverse du spectre de sortie :

$$\tilde{e}_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{\text{in}}(\nu) \cdot T(\nu) \cdot \exp[j(\psi(\nu) + 2\pi\nu t)] \cdot d\nu \quad (1.25)$$

N'importe quelle impulsion de sortie peut, en théorie, être générée à partir de n'importe quelle impulsion d'entrée. En pratique, la mise en forme temporelle d'impulsion femtoseconde sera limitée par les aptitudes technologiques à réaliser le modulateur spatial nécessaire. La partie suivante est un résumé des principales technologies actuellement utilisées.

d. Les modulateurs spatiaux de lumière (SLM)

Nous venons de voir que le dispositif de ligne à dispersion nulle permet de moduler dans l'espace spectral une impulsion en phase et en amplitude en plaçant un masque dans le plan de Fourier. Une modulation de phase spectrale peut être obtenue soit par variation du chemin optique de chaque composante spectrale, soit en contrôlant le retard de chacune d'entre elles (diffractées par un réseau). Une modulation d'amplitude peut être réalisée avec deux modulateurs de phase. Plusieurs techniques ont été élaborées pour d'atteindre ce but [Weiner 2000]. Le type de modulateur spatial de lumière (SLM) utilisé dépend de l'application visée.

- Modulation par variation du chemin optique :

La lame de phase : c'est une lame d'indice constant et d'épaisseur variable introduisant un déphasage. L'épaisseur en un point est calculée en fonction du déphasage désiré pour la composante spectrale passant par ce point. Ces masques sont statiques et sont destinés aux applications nécessitant une unique forme d'impulsion [Weiner 1988].

Matrice de cristaux liquides adressés électriquement : ce modulateur est constitué de pixels de cristaux liquides biréfringents [Weiner 1990]. L'indice de chaque pixel est commandé par une

tension électrique, ce qui introduit un déphasage. Comme les longueurs d'ondes sont spatialement étalées, ce déphasage peut être commandé pour chaque longueur d'onde. Ces modulateurs sont par conséquent programmables et peuvent donc générer différentes impulsions. Mais l'inconvénient majeur réside dans l'échantillonnage de la matrice qui impose qu'un déphasage soit non pas appliqué à une seule composante spectrale, mais à une petite plage de longueurs d'ondes étalées sur la taille du pixel. Ce type de composant présente aussi une transmittance particulière où le terme d'amplitude peut dépendre de la phase souhaitée.

Modulateurs à cristaux liquides adressés optiquement : appelés également valves optiques, ces modulateurs fonctionnent suivant le même principe que précédemment [Dorrer 1998]. La variation est programmée par modulation de l'illumination projetée sur la couche d'un élément photoconducteur placée en série avec la couche de cristaux liquides, le tout entre deux électrodes. L'avantage est le caractère continu de la modulation du point de vue spatial.

Miroirs déformables : il s'agit de miroirs dont la surface est déformée par des poussoirs situés derrière [Kwong 1993, Zeek 1999]. L'onde incidente est alors déphasée en fonction de son angle d'incidence sur la surface du miroir. On peut ainsi déphaser les composantes spectrales indépendamment les unes des autres. Contrairement aux matrices de cristaux liquides, les miroirs déformables ont une faible résolution spatiale, mais ils restent programmables.

- Modulation par diffraction individuelle de chaque composante spectrale :

Pour ces modulateurs, la modulation est obtenue par diffraction du champ électrique par un réseau spatial placé dans le plan de Fourier. L'impulsion modulée correspond à l'ordre 1 mais la partie réfléchi à l'ordre 0 constitue une perte qui doit être éliminée. Du fait que l'on contrôle l'amplitude diffractée de chaque composante spectrale, ces modulateurs sont tous capables de moduler en phase et en intensité simultanément. On en distingue trois types :

Modulateurs acousto-optiques : une onde acoustique crée des variations d'indice dans un cristal acousto-optique. L'impulsion laser ultracourte spatialement dispersée traversant ce dernier se trouve confrontée à un réseau d'indice et diffracte [Dugan 1997]. Dans l'ordre -1 diffracté, le

spectre est donc modulé comme souhaité en fonction de la modulation spatiale du réseau d'indice.

Modulateurs à puits quantiques photoréfractifs : l'absorption par un puits quantique d'un photon crée une paire électron-trou. Il y a alors apparition d'un champ électrique d'espace qui, par le biais de l'effet électro-optique, produit une variation d'indice [Ding 1997]. Ce modulateur est programmable.

L'inconvénient majeur de ces modulateurs, par rapport aux modulateurs à variation de chemin optique, est la faible quantité d'énergie incidente récupérée dans l'impulsion mise en forme temporellement (à peine 50%).

1.3 Conclusion

Nous venons d'aborder le principe de génération d'impulsions laser ultra-brèves. De ce principe découlent les caractéristiques spectrales de telles impulsions et par conséquent leur forme temporelle. En sortie d'une chaîne laser ultracourte, l'impulsion a donc une phase plate et une amplitude gaussienne. Pour modifier le profil temporel de ces impulsions, il est nécessaire de passer par une modulation spectrale et plus particulièrement par une modulation de la phase spectrale afin de limiter les pertes énergétiques.

Si la compression et l'étirement de telles impulsions ne nécessitent pas de grands moyens expérimentaux, il n'en va pas de même pour la génération d'un profil quelconque : la modulation de phase à introduire peut vite devenir complexe. Un modulateur spatial de lumière est alors utilisé au sein d'une ligne à dispersion nulle. Le principe de cette technique est d'étaler spatialement les composantes spectrales de l'impulsion afin d'apporter une modulation indépendante pour chacune d'elle par le biais du modulateur spatial de lumière.

Il existe différents types de modulateurs spatiaux. Ceux-ci sont généralement programmables, c'est à dire que la modulation spatiale peut être informatiquement pilotée. L'avantage est donc de

pouvoir modifier à volonté la modulation de phase, donc le profil temporel [Meshulach 1998]. La génération de l'impulsion souhaitée pour l'application à un processus d'interaction laser-matière passe donc par la détermination de la phase spectrale nécessaire. Deux façons d'aborder le problème existent : soit l'intensité temporelle voulue est fixée et on recherche une phase spectrale approchant au mieux ce profil, soit le profil temporel est déterminé par optimisation suivant un critère physique (taux d'ablation, taux d'ionisation, etc.) mesuré en temps réel. Dans les deux cas, il est nécessaire de développer des algorithmes afin de retrouver la modulation de phase à introduire [Hacker 2001].

Ces modulateurs spatiaux sont donc très pratiques de par leur programmabilité. Leur utilisation est indiquée pour l'optimisation d'un processus en temps réel. Cependant nous avons vu que ces modulateurs sont des outils à la pointe de la technologie et parfois à coût de fabrication non négligeable. De plus la ligne à dispersion nulle dans laquelle ils sont utilisés est un dispositif sensible pouvant nécessiter des optiques de qualité suivant les performances de mise en forme temporelle recherchées. Ces deux inconvénients (coût de revient et mise en œuvre expérimentale) en font un outil de mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes peu utilisé industriellement. Des techniques prometteuses de mise en forme sans étalement spatial existent mettant essentiellement en jeu des phénomènes de diffraction par un réseau de volume. Lorsque le pas du réseau satisfait la condition de Bragg pour une longueur d'onde spécifique, l'onde est réfléchiée. En faisant varier le pas du réseau le long de la propagation de l'onde incidente, il devient possible de filtrer en amplitude et en phase les longueurs d'ondes indépendamment les unes des autres. Ces réseaux de volumes peuvent être créés par hologramme [Hill 1993] ou par effet acousto-optique [Kaplan 2004].

Nous proposons dans cette thèse un nouveau composant monolithique permettant de réaliser directement une modulation de phase spectrale. Ce composant est basé sur un réseau résonnant et fonctionne comme un miroir induisant un changement de phase dans le spectre d'une impulsion laser femtoseconde. Ce changement de phase résulte de l'excitation d'un mode de guide d'onde planaire par réseau de couplage. Ce type de déphaseur diffère complètement de tout ce qui est aujourd'hui utilisé pour du formatage temporel d'impulsions et requiert une étude spécifique que l'optique des guides d'ondes n'a pas poussée dans cette direction. Les chapitres 2 à 5 seront consacrés à cette étude dans le but d'identifier les propriétés remarquables de cet élément et de leur donner une expression propre à être utilisées dans la mise en forme temporelle d'impulsions femtosecondes ainsi qu'à pouvoir être mesurées.

Chapitre 2

Le réseau résonnant

Dans ce chapitre, nous expliquons brièvement le principe du réseau résonnant ainsi que quelques notions essentielles à la compréhension du travail présenté tout au long de la thèse. Après une première partie introductive sur les réseaux résonnants, nous présentons les deux éléments optiques de base qui le composent : le guide d'onde plan et le réseau de diffraction. Le principe du réseau résonnant est ensuite détaillé avant d'expliquer brièvement l'approche polaire, principale vision permettant de traiter mathématiquement le problème du réseau résonnant.

2.1 Généralités sur les réseaux résonnants

Le réseau résonnant est un composant liant optique guidée et optique diffractante. Sa forme la plus simple est un guide d'onde plan diélectrique dans lequel l'onde incidente est injectée par le biais d'un réseau de diffraction puis couplée à un mode du guide. Ce couplage entre une onde d'espace libre et un mode est alors maximal lorsque la constante de propagation β de ce dernier satisfait la condition de synchronisme entre la projection du vecteur d'onde incident et le vecteur du réseau de diffraction. Au voisinage de cette condition de synchronisme, les champs électriques réfléchis et transmis dans les ordres diffractés varient brutalement : la structure est

sujette à un effet de résonance. Le couplage est généralement effectué via les ordres $+1$ ou -1 diffractés dans le guide d'onde par le réseau.

Tel était donc le modèle de base des premiers guides d'ondes couplés à l'aide d'un réseau étudiés dans les prémisses de l'optique intégrée [Marcou 1980, Van Roey 1981] : un simple guide d'onde plan corrugué à une interface. De nombreuses références [Hall 1993] ont traité le problème du réseau résonnant depuis les travaux fondateurs de Sychugov et al. [Sychugov 1979]. C'est plus tard, dans les années 80, que fut découverte la principale particularité de ce composant optique : la réflexion anormale ou résonnante. En théorie, l'onde incidente peut être en totalité réfléchie pour une condition d'excitation du mode voisine de la condition de synchronisme [Mashev 1985, Golubenko 1985]. Durant de longues années, les limitations technologiques et l'absence de perspectives applicatives de ces composants ont freiné leur ouverture au monde scientifique [Parriaux 1996]. Aujourd'hui ces limitations ont été dépassées et le réseau résonnant est utilisé dans de nombreux domaines scientifiques.

La réflexion anormale a fortement retenu l'attention des communautés de l'optique intégrée et diffractante [Avrutsky 1989, Wang 1990] et est utilisée pour de nombreuses applications. Dans le cas des biocapteurs [Lyndin 2000, Cunningham 2002, Fang 2006], le champ modal est optimisé à la surface du réseau afin d'obtenir une grande sensibilité du détecteur. Ainsi, tout changement d'indice de réfraction d'une solution aqueuse lié à la présence d'espèces biologiques se traduit par une variation de l'indice effectif du mode : la concentration des espèces biologiques est alors quantifiable [Bernard 1995]. Les réseaux résonnants peuvent être utilisés comme filtres à multiplexage par division de longueur d'onde [Fehrembach 2003] pour leur fine largeur spectrale et peuvent être rendus indépendants de la polarisation [Clausnitzer 2005]. Les réseaux sur fibre sont cependant bien plus performants mais le potentiel des (dé)multiplexeurs à guides d'ondes multiples est bien plus grand.

Une application à fort potentiel est l'utilisation de réseaux résonnants comme miroirs sélectifs en polarisation pour le contrôle de la polarisation émise par une cavité laser. L'association d'un miroir multicouche avec un miroir à réseau résonnant permet de renforcer la réflexion d'une polarisation par interférence constructive [Bisson 2006, Destouches 2006] ou de la dégrader par interférence destructive [Pigeon 2000], l'effet constructif ou destructif étant contrôlé par l'épaisseur de la couche entre les deux miroirs. De tels miroirs à réseau circulaire ont abouti à

l'émission de la polarisation radiale pour lasers Nd:YAG [Moser 2004] et pour lasers CO₂ [Ahmed 2007].

D'autres effets résonnants impliquant une résonance modale ont été mis à jour tels que la diffraction proche de 100% par un réseau résonnant dans l'ordre -1 réfléchi [Destouches 2005] et la transmission résonnante à travers une fine couche métallique ondulée par excitation d'un mode plasmonique [Avrutsky 2000, Jourlin 2006]. Ces dernières années, des études visent à rendre les réseaux résonnants actifs [Katchalski 2005] en vue d'applications dynamiques.

Dans la plupart de ces applications à base de réseau résonnant, les ordres zéros sont préférentiellement choisis afin de limiter les pertes énergétiques, notamment celles dues à la fuite de l'onde vers d'autres ordres diffractés. Cependant, certaines applications comme les réseaux pour compresseur d'impulsions ultracourtes nécessitent de fonctionner avec un seul ordre diffracté. Pour cette application précise, un mode à fuite [Tamir 1975] excité dans un réseau résonnant permet d'obtenir des efficacités de diffractions supérieures aux réseaux de diffractions classiques et, par conséquent, de limiter grandement les pertes d'un compresseur [Lyndin 2007].

Nous venons donc d'introduire le réseau résonnant dans son contexte scientifique au fil des années. Arrêtons nous maintenant quelques instants sur son composant de base...

2.2 Le guide d'onde plan

Nous allons donc introduire de façon très succincte le composant de base d'un réseau résonnant d'ordre zéro : le guide d'onde plan. Le but est ici de familiariser un lecteur non-averti avec le principe de cet élément optique par le biais de considérations géométriques et électromagnétiques. Ce paragraphe n'est qu'une introduction au guide d'onde plan. Pour plus de détails, le lecteur pourra également se référer à [kawano 2001].

Un guide d'onde plan est simplement constitué d'une couche d'épaisseur w de haut indice de réfraction n_g baignant dans deux milieux d'indices plus faibles n_c et n_s appelés respectivement superstrat pour le milieu incident et substrat pour le milieu émergent (cf. figure 2.1). Ainsi, si l'angle de propagation de l'onde dans la couche de haut indice est suffisamment élevé, une

réflexion totale peut avoir lieu aux deux interfaces. Dans ces conditions, la lumière peut se propager à l'intérieur de cette couche sans rayonnement dans les milieux externes.

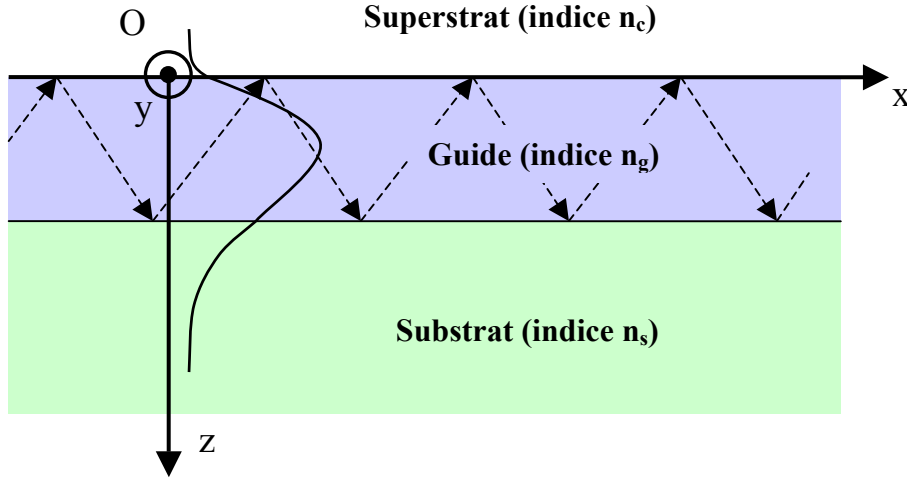


Figure 2.1 : schéma du guide d'onde plan.

Dans le cas d'une structure infinie et d'une onde injectée suivant le plan xOz dans le guide, les termes en dérivée par rapport à y sont nuls dans les équations de Maxwell. On peut alors montrer qu'il n'existe que des modes de type transverse électrique (polarisation TE) et transverse magnétique (polarisation TM) [Ghatak 1974]. L'équation d'une onde de nombre d'onde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$,

λ étant la longueur d'onde, dans un milieu d'indice homogène n s'écrit alors simplement :

$$\frac{\partial^2 \Psi_u}{\partial x^2} + n^2 k_0^2 \Psi_u = \beta^2 \Psi_u \quad (2.1)$$

où Ψ_u correspond à la composante non nulle (composante suivant y) du champ électrique dans le cas d'une polarisation $u = \text{TE}$ et celle du champ magnétique dans le cas d'une polarisation $u = \text{TM}$. β est la constante de propagation du mode, c'est à dire le nombre d'onde k de l'onde de l'onde se propageant dans la direction x .

Le problème électromagnétique du guide d'onde plan a été traité de nombreuses fois. Le livre de K. Kawano et T. Kitho est une bonne référence sur les bases de l'analyse de ces guides d'ondes en optique [Kawano 2001]. La forme des champs modaux dans le guide est donnée en résolvant dans chacune des trois zones (superstrat, guide et substrat) l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \Psi_u}{\partial z^2} + \gamma_i^2 \Psi_u = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \gamma_i^2 = \begin{cases} -k_0^2 (n_c^2 - n_e^2) & \forall z \leq 0 \\ k_0^2 (n_g^2 - n_e^2) & \forall 0 \leq z \leq w \\ -k_0^2 (n_s^2 - n_e^2) & \forall z \geq w \end{cases} \quad (2.3)$$

où n_e est l'indice effectif du mode défini par $n_e = \beta/k_0$.

Pour les modes guidés, l'énergie est confinée dans le film. La dépendance du champ selon z est donc de type oscillatoire dans le guide d'onde et évanescents dans les milieux externes. Ceci définit le domaine des valeurs que peut prendre la constante de propagation β puisque le mode ne peut se propager que si l'indice effectif est inférieur à l'indice de réfraction du guide mais supérieur aux indices du superstrat et du substrat, soit :

$$k_0 n_g \geq \beta \geq \begin{cases} k_0 n_c \\ k_0 n_s \end{cases} \quad (2.4)$$

La forme mathématique des champs dans les trois zones est donc :

$$\Psi_u(z) = \begin{cases} A e^{k_0 \sqrt{n_e^2 - n_c^2} z} & \forall z \leq 0 \\ A \cdot \cos(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} z) + B \cdot \sin(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} z) & \forall 0 \leq z \leq w \\ \left[A \cdot \cos(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} w) + B \cdot \sin(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} w) \right] e^{-k_0 \sqrt{n_e^2 - n_s^2} (z-w)} & \forall z \geq w \end{cases} \quad (2.5)$$

De plus, les composantes tangentielles, soit Ψ_u et $d\Psi_u/dz$, doivent être continues aux interfaces (en $z = 0$ et $z = w$). Ceci conduit à l'équation de dispersion des guides d'ondes plans pour un mode excité d'ordre q (q étant un entier positif ou nul) :

$$k_0 w \sqrt{n_g^2 - n_e^2} - \arctan\left(\sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}}\right) - \arctan\left(\sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}}\right) = q\pi \quad (2.6)$$

pour une onde polarisée TE, et :

$$k_0 w \sqrt{n_g^2 - n_e^2} - \arctan\left(\frac{n_g^2}{n_c^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}}\right) - \arctan\left(\frac{n_g^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}}\right) = q\pi \quad (2.7)$$

pour une onde polarisée TM.

Pour une structure dont les paramètres opto-géométriques sont fixés, seules certaines valeurs de n_e vérifient l'équation de dispersion. Celles-ci correspondent aux indices effectifs des modes guidés dans la structure susceptibles de se propager. La figure 2.2 donne la forme de l'amplitude des trois premiers modes d'un guide d'onde plan. Dans le cas d'un guide symétrique (même matériau pour les substrat et superstrat), les modes pairs ont une symétrie axiale alors que les modes impairs ont une symétrie centrale.

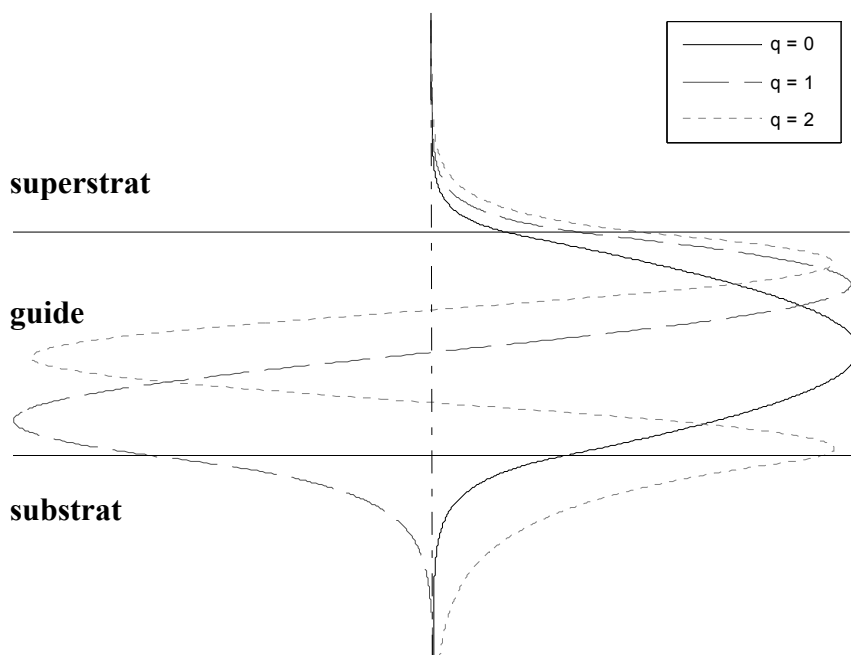


Figure 2.2 : champs modaux dans un guide d'onde plan. q représente le numéro du mode.

Nous venons donc de voir succinctement le principe d'un guide d'onde plan ainsi que les principales équations de ce type d'élément optique. Cependant il est maintenant nécessaire d'injecter la lumière dans le guide afin d'exciter une résonance. Plusieurs types de couplage, comme le prisme ou l'injection frontale, ont été utilisés dans ce but. Dans le cas des réseaux résonnants, le coupleur est un réseau de diffraction.

2.3 Le réseau de diffraction

Dès l'apparition des sources lasers, le réseau de diffraction est devenu un outil primordial de l'optique moderne. Ses applications vont du micro-coupleur de l'optique intégrée aux réseaux géants compresseurs d'impulsions lasers [Loewen 1997]. Dans ce paragraphe nous allons présenter succinctement le principe de ce composant optique connu et étudié depuis plus d'un siècle. La référence [Petit 1980] traite fondamentalement la théorie électromagnétique qui leur est associée.

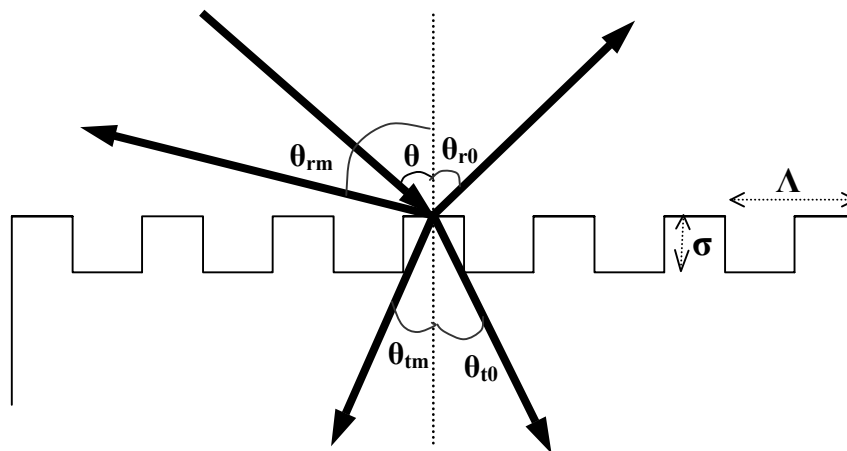


Figure 2.3 : principe du réseau de diffraction avec les notations employées.

Un réseau de diffraction est une modulation périodique d'un paramètre opto-géométrique d'un matériau. Il peut se présenter sous la forme d'une variation périodique de l'indice de réfraction (réseau de volume) ou/et sous la forme d'une modulation périodique de l'interface entre deux milieux (réseau de surface). De tels composants optiques ont la propriété de transmettre et réfléchir un faisceau de lumière incident dans plusieurs directions privilégiées appelées ordres : c'est une conséquence du phénomène physique de diffraction. Ceci est lié au fait que chaque motif de la structure périodique se comporte comme une source secondaire qui réémet l'onde incidente. Les conditions d'interférences constructives imposent donc des directions privilégiées dans lesquelles l'énergie se propage.

Considérons le réseau de diffraction de la figure 2.3 de période Λ séparant deux milieux d'indices n_c et n_g respectivement pour le milieu incident et le milieu émergent. Ce réseau est

éclairé par une onde plane de longueur d'onde λ avec un angle d'incidence θ_i par rapport à la normale au réseau. On définit alors le vecteur d'onde incident comme étant le vecteur $\mathbf{k}_i = n_c \mathbf{k}_0$ porté par le faisceau incident, avec $k_0 = 2\pi/\lambda$, et le vecteur-réseau $\mathbf{K}_r$ comme étant le vecteur perpendiculaire aux sillons de ce réseau avec $K_r = 2\pi/\Lambda$. Les conditions de continuités à l'interface imposent que les interférences constructives aient lieu lorsque la projection sur la surface du réseau du vecteur d'onde diffracté équivaut à celle du vecteur d'onde incident incrémentée d'un multiple du vecteur-réseau. La représentation du phénomène dans l'espace réciproque des fréquences spatiales, ou plus communément espace des k , devient alors simplificatrice. Une telle représentation est donnée sur la figure 2.4.

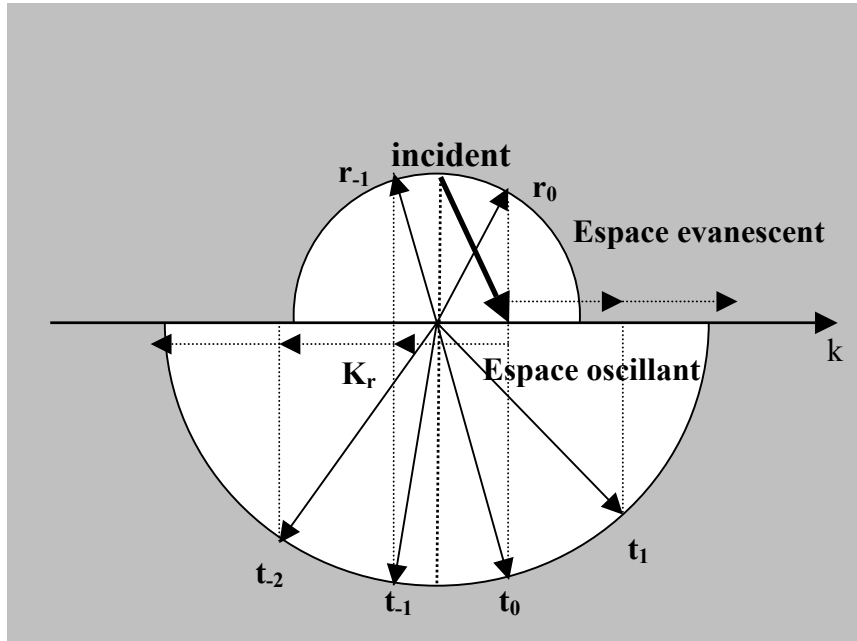


Figure 2.4 : représentation dans l'espace réciproque des fréquences spatiales.

Suivant les conventions utilisées, on retrouve ainsi les expressions des projections des vecteurs d'ondes diffractés dans les milieux incidents et transmis :

$$\text{dans le milieu transmis :} \quad n_g k_0 \sin \theta_{t_m} = n_c k_0 \sin \theta_i + m K_r \quad (2.8)$$

$$\text{dans le milieu incident :} \quad -n_c k_0 \sin \theta_{r_m} = n_c k_0 \sin \theta_i + m K_r \quad (2.9)$$

Ici, m représente l'ordre de diffraction du faisceau émergent. Il prend la forme d'un entier positif ou négatif. Ces équations des réseaux sont plus généralement connues sous leur forme donnant directement les angles diffractés, formes qui varient suivant les conventions:

$$\sin \theta_{t_m} = \frac{n_c \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda}}{n_g} \quad (2.10)$$

$$\sin \theta_{r_m} = - \left(\sin \theta_i + m \frac{\lambda}{n_c \Lambda} \right) \quad (2.11)$$

On constate que, pour l'ordre diffracté 0 ($m = 0$) correspondant à la transmission et à la réflexion de Fresnel, les lois de Snell - Descartes sont retrouvées :

$$n_g \sin \theta_{t_0} = n_c \sin \theta_i \quad \text{et} \quad \theta_{r_0} = -\theta_i$$

Il est également nécessaire de remarquer qu'il existe un nombre limité d'ordres diffractés donnant aux expressions (2.10) et (2.11) des valeurs réelles comprises entre -1 et 1 . Ces valeurs correspondent aux ordres possédant un champ propagatif oscillant, c'est à dire diffractés sous forme de faisceaux lumineux. Cependant le nombre d'ordres est illimité, et ceux dont les angles de diffraction prennent des valeurs imaginaires se propagent sous la forme de champs exponentiellement décroissants. C'est ondes sont dites évanescences. Il est donc possible de déterminer les ordres diffractés oscillants à partir des expressions (2.10) et (2.11) :

$$-\frac{\Lambda}{\lambda} (n_i + n_c \sin \theta_i) \leq m \leq \frac{\Lambda}{\lambda} (n_i - n_c \sin \theta_i) \quad (2.12)$$

où n_i représente l'indice du milieu considéré. Toutes les valeurs de m ne satisfaisant pas cette double inégalité caractériseront des ordres diffractés évanescents. Pour la plupart des applications des réseaux de diffraction, les nombres d'ordres transmis et réfléchis découlent d'une fonction optique spécifiée et de conditions sur son exécution. Il convient alors d'ajuster les paramètres opto-géométriques via ces quelques formules de bases.

Nous venons donc de voir le principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction. Dans toutes les applications, les efficacités de diffraction de chaque ordre réfléchi et transmis sont les paramètres physiques à quantifier. De nombreuses méthodes ont été développées dans ce but. Tout d'abord la théorie scalaire fut introduite. Celle-ci est basée sur les approximations de la

théorie de la diffraction (méthode de Rayleigh-Sommerfeld, approximation de Fresnel, approximation de Fraunhofer) et permet le calcul des efficacités en champ lointain en terme d'énergie [Goodman 1995]. Mais très vite cette approche limite les applications lorsque le réseau est utilisé en champ proche ou avec une période sub-longueur d'onde. Une étude électromagnétique rigoureuse est alors nécessaire. Plusieurs méthodes ont été développées, basées sur la résolution des équations de Maxwell. On notera deux lignes principales de calcul : les méthodes différentielles [Vincent 1980] et les méthodes intégrales [Maystre 1980]. Etant donné la faible épaisseur du réseau résonnant, le guide d'onde plan et le réseau de diffraction sont indissociables d'un point de vue électromagnétique. Il est par conséquent nécessaire d'appliquer une méthode rigoureuse de calcul afin de déterminer les efficacités complexes de diffraction. Parmi ces méthodes, les plus connues sont la méthode des différences finies dans le domaine temporel (« Finite Difference Time Domain ») [Taflov 2000], la méthode modale de Fourier (« Fourier Modal Method ») [Lalanne 1996], la méthode des sources [Tishchenko 2000].

Les logiciels utilisés dans le cadre de ce projet [Lyndin 2006] sont spécialement conçus pour la simulation de réseaux résonnants. Ils reposent sur deux méthodes : la méthode de Chandezon et plus généralement la méthode modale vraie (true-mode method). La méthode de Chandezon [Chandezon 1980] consiste à transformer, par un changement de système de coordonnées, l'interface ondulée entre deux milieux homogènes en un problème à interface plane entre deux milieux ayant des permittivités diélectriques et des perméabilités magnétiques tensorielles et modulées. La méthode modale vraie, quant à elle, consiste à calculer les modes dans le réseau de manière analytique [Botten 1981, Foresti 2007]. Des travaux récents comparent les résultats numériques obtenus par plusieurs de ces méthodes [Lyndin 2007b, Li 1992, Li 1999, Lalanne 2007].

La direction du vecteur k de l'onde incidente par rapport aux lignes du réseau peut être quelconque (incidence conique). Le plus souvent - et c'est le cas dans le présent travail - l'incidence est colinéaire, i.e., les vecteurs k de l'onde incidente, du réseau et dans les ordres diffractés, sont dans un plan normal aux lignes du réseau et à la surface du réseau.

2.4 Principes des réseaux résonnants

Nous venons donc de rappeler succinctement les principes du guide d'onde plan et du réseau de diffraction. Il est impossible d'exciter un mode guidé d'un guide d'onde plan par une simple réfraction, c'est à dire par le biais d'un faisceau directement transmis du superstrat ou du substrat au guide. En effet, dans ces conditions l'onde ne peut subir une réflexion totale aux deux interfaces du guide et par conséquent elle ne peut être guidée. On parlera alors d'excitation d'un mode à fuite [Tamir 1975]. Plusieurs moyens de couplage ont été imaginés pour injecter la lumière dans un guide d'onde plan, comme le couplage par prisme. Dans le cas d'un réseau, c'est une modulation périodique de la permittivité qui est utilisée. Le réseau va permettre d'injecter la lumière dans le guide par le biais d'un ordre diffracté avec un angle suffisamment grand par rapport à la normale au guide pour qu'elle subisse une réflexion totale aux deux interfaces.

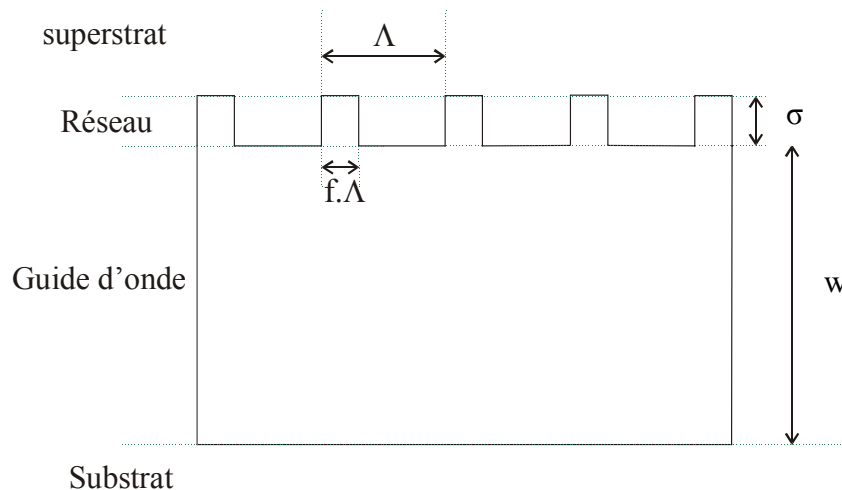


Figure 2.5 : structure d'un réseau résonnant avec les notations utilisées.

Comme le montre la figure 2.5, le réseau résonnant « standard » est avant tout une couche d'indice homogène n_g jouant le rôle de guide d'onde plan dans lequel des modes sont confinés [Lacour 2001, Lyndin 1997]. Sur le guide d'onde est déposé ou gravé un réseau de diffraction de période Λ , de facteur de remplissage f et généralement de faible profondeur σ par rapport à l'épaisseur w du guide d'onde. Ce réseau de diffraction agit comme une perturbation de ce

dernier et permet à la fois d'injecter la lumière dans le guide d'onde mais également de la ré-émettre dans le superstrat et le substrat. Le réseau peut être réalisé du côté du substrat avec ondulation résiduelle côté superstrat.

Considérons un faisceau éclairant cette structure. L'onde plane incidente de pulsation $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ peut exciter des modes guidés caractérisés par une constante de propagation β (réelle) correspondant à la projection du vecteur d'onde propagé dans le guide à l'excitation du mode. La variation de la constante de propagation en fonction de la longueur d'onde découle de l'effet de dispersion. On définit également l'indice effectif n_e d'un mode par :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.13)$$

en rappelant que $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Ces modes peuvent être copropagatifs et se propager dans la même direction que l'onde incidente, ou contra-propagatifs et se propager en sens inverse. Lorsqu'il y a couplage, la lumière étant injectée via un ordre diffracté par un réseau de diffraction, la constante de propagation du mode satisfait à la fois la condition d'accord de phase (condition de Bragg) par la formule des réseaux en transmission (2.8) et l'équation de dispersion d'un guide d'onde plan (2.6) ou (2.7) suivant la polarisation considérée. On a donc :

$$\beta = n_c k_0 \sin \theta_i + m K_r \quad (2.14)$$

ou encore d'après la définition (2.13) :

$$n_e = n_c \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.15)$$

où θ_i représente l'angle d'incidence de l'onde et m est l'ordre de diffraction permettant de coupler l'onde au mode considéré. D'après les conventions utilisées dans le paragraphe 2.3, une constante de propagation positive caractérise un mode copropagatif alors qu'une constante de propagation négative caractérise un mode contra-propagatif.

Ces modes se propagent donc à l'intérieur du guide d'onde perturbé par le réseau. Ces perturbations stimulent alors un couplage des modes guidés au superstrat et au substrat. Les pertes induites sont regroupées dans un paramètre phénoménologique appelé coefficient de

rayonnement noté α en m^{-1} . Ce dernier traduit le taux auquel l'onde guidée fuit vers les milieux extérieurs durant sa propagation le long du guide. Les ondes ainsi rayonnées sont émises suivant les directions des différents ordres transmis et réfléchis par le réseau de diffraction. De plus, lorsqu'une onde d'espace libre tombe sur un réseau résonnant en condition de réflexion totale, ce réseau introduit un déphasage entre les ondes réfléchie et transmise (proche de π radians dans le cas d'un réseau peu profond comme le montre une analyse basée sur la méthode de Rayleigh-Fourier [Sychugov 1993]). En ajustant les conditions d'excitation, il est donc possible de créer des interférences et d'atténuer plus ou moins l'amplitude de l'onde transmise jusqu'à l'annuler. L'énergie est alors entièrement réfléchie : c'est la réflexion anormale.

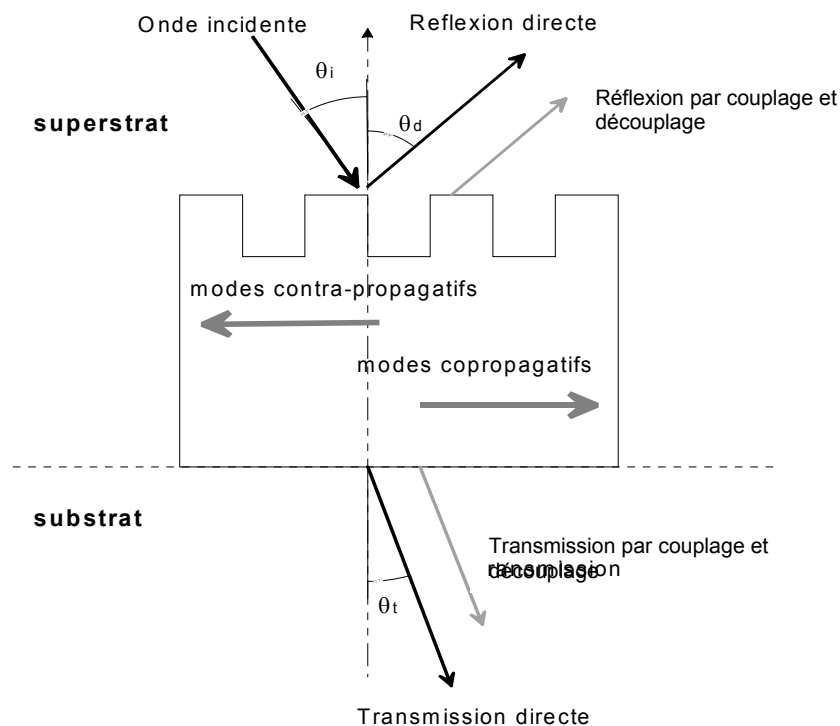


Figure 2.6 : principe du réseau résonnant. Le déphasage entre l'onde directe et l'onde couplée permet de modifier l'amplitude de l'onde totale.

L'excitation d'un mode guidé dans un réseau résonnant est lié à tous les paramètres opto-géométriques de la structure : les indices de réfraction des différents milieux, l'épaisseur des couches, le pas et la profondeur du réseau, l'angle d'incidence, etc. Elle dépend également des

paramètres de l'onde incidente telles que la longueur d'onde et la polarisation : un faisceau monochromatique sous une incidence précise n'excite qu'un seul et unique mode du guide d'onde. Cette onde excitatrice est tout d'abord couplée dans le guide d'onde plan puis découplée par le réseau dans les différents ordres transmis et réfléchis comme le montre la figure 2.6, occasionnant une modulation différente des propriétés de l'onde en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, si le faisceau incident possède une certaine largeur spectrale, le réseau résonnant pourra atténuer et déphaser de manières différentes les composantes spectrales de l'onde incidente à condition que la résonance soit judicieusement positionnée dans son spectre.

Sous le réseau le guide d'onde n'est pas forcément monocouche, il est même fréquemment multicouche. En effet, il est nécessaire pour certaines applications comme les télécommunications d'avoir une [Usievich 2003] voire deux [Levy 2001] bandes passantes très étroites. Dans d'autres applications, au contraire, une efficacité quasi-totale est demandée sur une très large bande passante et sur un ordre diffracté précis (systèmes compresseurs-étireurs d'impulsions) [Flury 2007, Lyndin 2007]. Dans la plupart des cas, l'adaptation nécessite un empilement de couches. Chaque couche joue un rôle précis. La complexité de ces structures rend donc difficile la résolution du problème dit "inverse", c'est à dire obtenir la structure des couches (épaisseur et indice de réfraction) pour une fonction optique spécifiée.

2.5 Comportement polaire de la réflexion anormale

Nous venons donc de présenter succinctement le principe de fonctionnement d'un réseau résonnant élémentaire par le biais d'une approche optique simple. Cependant, il est nécessaire d'approfondir cette étude afin de comprendre le comportement de ce réseau résonnant lors de la variation de la pulsation spatiale ou, plus directement, de la longueur d'onde incidente.

L'une des premières caractéristiques du réseau résonnant ayant vraiment suscité l'intérêt de la communauté scientifique fut la réflexion anormale. Celle-ci se traduit par une réflexion totale d'une onde par une simple couche diélectrique corruguée sous certaines conditions d'incidence au voisinage de la résonance [Golubenko 1985]. Cette singularité est liée à l'existence d'un pôle dans le problème non-homogène du réseau résonnant [Nevière 1980] comme nous l'expliquons

par la suite. L'existence de ce pôle s'explique par l'utilisation de l'outil physique appelé matrice de diffraction ou matrice $\mathbf{S}$.

La matrice $\mathbf{S}$ est une matrice reliant les ondes se propageant vers la structure (ondes incidentes) aux ondes se propageant vers l'extérieur (ondes réfléchiées et transmises). Les équations de Maxwell se trouvent toujours à la base de cette écriture matricielle. Toutefois, elle simplifie grandement le calcul lors de l'empilement de couches. Pour un composant optique quelconque, chaque élément de la matrice $\mathbf{S}$ peut s'écrire sous la forme d'une double dépendance des pulsations spatiale et temporelle, donc de la longueur d'onde, de l'onde incidente. Suivant cette convention, le problème de diffraction par une structure peut s'écrire sous la forme [Fehrembach 2003] :

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}, \lambda) = \mathbf{S}(\mathbf{k}, \lambda) \cdot \mathbf{I}(\mathbf{k}, \lambda) \quad (2.16)$$

où $\mathbf{D}$ est le vecteur composé des champs diffractés dans le superstrat et le substrat, $\mathbf{I}$ est le vecteur composé des champs incidents dans le superstrat et le substrat.

Cette matrice de diffraction est donc la signature optique de la structure. Elle permet entre autre de déterminer les caractéristiques des modes propres susceptibles de se propager. En effet, à l'image des oscillateurs mécaniques pour lesquelles les fréquences propres de résonance sont déterminées en étudiant la réponse du système sans excitation, les modes des guides d'onde sont déterminés lorsque aucune onde lumineuse n'éclaire la structure, c'est à dire lorsque le vecteur $\mathbf{I}$ est nul. L'équation à résoudre d'après (2.16) devient donc :

$$\mathbf{S}^{-1} \cdot \mathbf{D} = \mathbf{0} \quad (2.17)$$

Cette équation matricielle est connue sous le nom de problème homogène [Névière 1980] et les solutions non nulles sont les modes propres du système. Ces solutions existent lorsque le déterminant de la Matrice $\mathbf{S}^{-1}$ est nul :

$$\det[\mathbf{S}^{-1}(\mathbf{k}, \lambda)] = 0 \quad (2.18)$$

L'équation (2.18) est alors appelée équation des modes et les solutions $(\mathbf{k}_p, \lambda_p)$ sont les couples caractérisant les modes propres de la structure. Par analogie aux phénomènes de résonances connus dans le monde de la physique, ces modes propres doivent être des pôles des coefficients de réflexion et de transmission de la structure. En effet, ces couples $(\mathbf{k}_p, \lambda_p)$ étant des zéros du

déterminant de la matrice $S^{-1}(k, \lambda)$, ils sont pôles du déterminant de la matrice $S(k, \lambda)$. En général, k_p et λ_p sont des pôles de tous les éléments de la matrice S et prennent des valeurs complexes.

Dans le cas le plus simple que nous considérerons tout au long de cette thèse, seuls les ordres zéros sont diffractés dans le superstrat (D_c) et le substrat (D_s), et seule une incidence proviendra d'un des deux milieux (respectivement I_c et I_s). Dans le cas de telles structures, appelées réseaux résonnants d'ordre zéro, la matrice de diffraction se résume à sa forme la plus simple : une matrice 2 fois 2 contenant quatre éléments (cf. figure 2.7). Sur cette figure, l'ordre -1 n'apparaît pas explicitement puisqu'il couple l'onde incidente à un mode guidé puis l'en ressort.

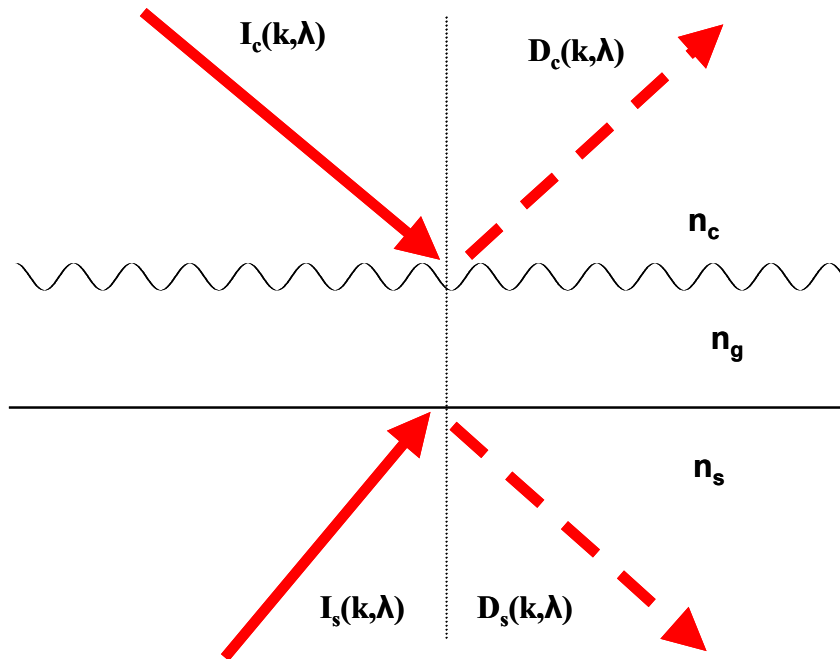


Figure 2.7 : convention pour la matrice de diffraction. I_c et D_c représentent respectivement les champs incident et diffracté du superstrat, I_s et D_s représentent respectivement les champs incident et diffracté du substrat.

Dans le cas plus classique d'une illumination à partir du superstrat uniquement ($I_s = 0$) d'un réseau résonnant d'ordre zéro, l'expression (2.16) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} r_c(k, \lambda) \sqrt{\gamma_c} \\ t_c(k, \lambda) \sqrt{\gamma_s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{cc}(k, \lambda) & S_{sc}(k, \lambda) \\ S_{cs}(k, \lambda) & S_{ss}(k, \lambda) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{\gamma_c} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

où r_c est le coefficient de réflexion (rapport des champs réfléchi et incident) et t_c le coefficient de transmission (rapport des champs transmis et incident) de la structure. Les termes correctifs

$\gamma_c = n_c k_0 \cos \theta_i$ et $\gamma_s = k_0 \cdot \sqrt{n_s^2 - n_c^2 \sin^2 \theta_i}$ faisant intervenir les indices de réfraction du superstrat et du substrat ainsi que l'angle d'incidence θ_i permettent de rendre unitaire la matrice $\mathbf{S}$. Notons que le premier indice désigne le milieu incident et le deuxième désigne le milieu émergent. Dans ces conditions, on trouve que :

$$\begin{aligned} r_c(k, \lambda) &= S_{cc}(k, \lambda) \\ t_c(k, \lambda) &= \sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}} \cdot S_{cs}(k, \lambda) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Puisque les éléments de la matrice $\mathbf{S}$ sont des fonctions polaires complexes, les coefficients de réflexion et de transmission s'écrivent aussi sous une forme polaire. Les pôles sont les couples complexes (k_p, λ_p) déterminés à partir de l'équation (2.18). Cependant un pôle induit une divergence et ce modèle mathématique ne convient donc plus à la réalité physique. Par exemple lorsque la profondeur σ du réseau de diffraction tend vers 0, il est souhaitable de retrouver les coefficients de Fresnel en réflexion et en transmission d'une couche diélectrique. Ceci implique dans le modèle la présence d'un zéro complexe k_z (ou λ_z) pour chaque élément de la matrice de diffraction afin de compenser la divergence du pôle. Chaque élément peut alors s'écrire au voisinage d'un pôle sous les formes mathématiques suivantes :

$$\begin{aligned} S_{iq}(k) &= A_{iq}(k) \frac{k - k_{z_{iq}}}{k - k_p} \\ S_{iq}(\lambda) &= B_{iq}(\lambda) \frac{\lambda - \lambda_{z_{iq}}}{\lambda - \lambda_p} \end{aligned} \quad (2.21)$$

où A_{iq} et B_{iq} sont des constantes complexes lentement variables au voisinage du pôle considéré. Dans la plupart des cas, on peut même approximer A_{cc} et B_{cc} à la réflexion de Fresnel r_0 et A_{cs} et B_{cs} à la transmission de Fresnel t_0 de la structure pondérée par le rapport $\sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}}$. Les coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau résonnant au voisinage des conditions d'excitation d'un mode s'écrivent donc en terme de longueur d'onde et de pulsation spatiale :

$$\begin{aligned} r_c(k) &= r_0 \frac{k - k_{z_{cc}}}{k - k_p} & r_c(\lambda) &= r_0 \frac{\lambda - \lambda_{z_{cc}}}{\lambda - \lambda_p} \\ t_c(k) &= t_0 \frac{k - k_{z_{cs}}}{k - k_p} & t_c(\lambda) &= t_0 \frac{\lambda - \lambda_{z_{cs}}}{\lambda - \lambda_p} \end{aligned} \quad (2.22)$$

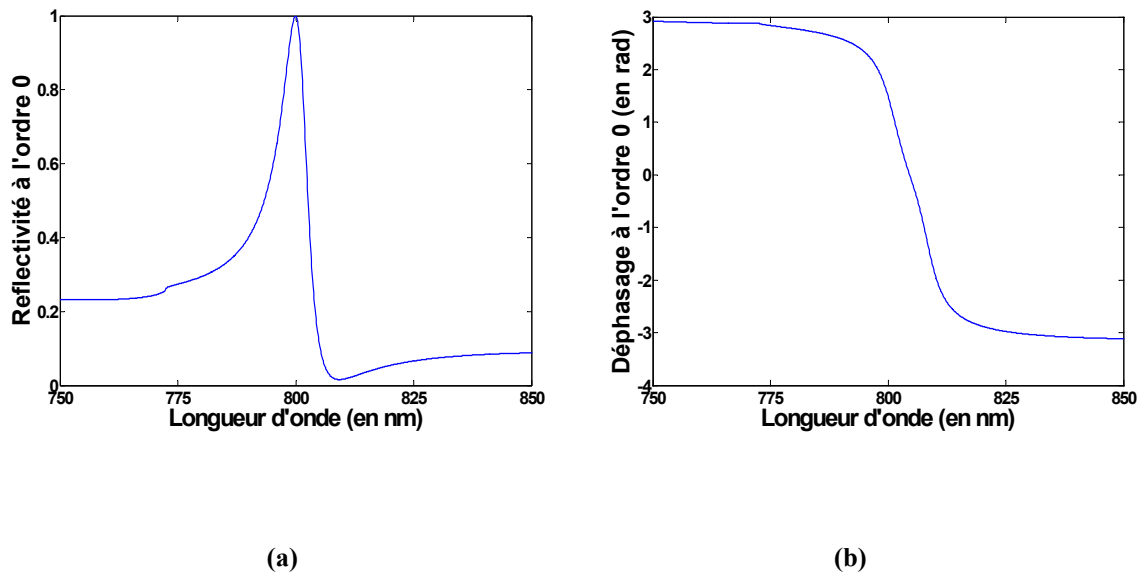


Figure 2.8 : exemple de réponse spectrale d'un réseau résonnant. (a) Coefficient de réflexion dans l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde. (b) Déphasage dans l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde.

La figure 2.8 donne un exemple de l'allure de la réponse en phase et en amplitude d'un réseau résonnant au voisinage de la résonance. En amplitude on notera le 100% de réflexion obtenu pour une condition d'excitation proche de la résonance.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit le réseau résonnant, son histoire et ses applications. Le principe d'une telle structure a été expliqué en détaillant le fonctionnement des deux éléments optiques de base qui le composent : le guide d'onde plan et le réseau de diffraction.

La réponse du réseau résonnant à une excitation électromagnétique a également été présentée. L'utilisation de la matrice de diffraction a permis de démontrer que dans le cas d'un réseau résonnant d'ordre 0 les coefficients de réflexion et de transmission s'écrivent sous forme d'une fonction polaire de la longueur d'onde λ ou du nombre d'onde k . Les pôles complexes sont les solutions du problème non-homogène.

La « vision polaire » de la résonance est donc une vision mathématique. Le travail présenté dans cette thèse s'appuie sur une vision plus physique : « l'approche phénoménologique des modes couplés ». Cette vision est introduite dans le chapitre suivant.

Une étude complète de cette fonction mathématique simple permettra de déterminer les différentes allures du coefficient de réflexion lorsque la longueur d'onde λ ou le nombre d'onde k varie. Cette étude aboutira à une méthode de caractérisation expérimentale d'un réseau résonnant, c'est à dire à la détermination de ces paramètres phénoménologiques.

Chapitre 3

Etude phénoménologique du réseau résonnant d'ordre zéro

Avant de placer un réseau résonnant sur le chemin d'une impulsion laser femtoseconde nous allons nous doter des moyens de représenter l'effet de l'élément résonnant sur cette dernière et, pour cela, en décrire le comportement spectral. Ce chapitre est une étude du réseau résonnant d'ordre zéro par approche phénoménologique des modes couplés. Nous présentons tout d'abord le principe de cette approche. L'étude plus spécifique du coefficient de réflexion sur une telle structure est ensuite menée en fonction de la fréquence spatiale de l'onde excitatrice. Enfin, les différents cas sont étudiés conduisant aux différents profils d'amplitude et de phase observables pour une réflexion autour de la résonance.

3.1 Approche phénoménologique des modes couplés de la résonance

Actuellement la principale méthode permettant de traiter les réseaux résonnants est basée sur la matrice de diffraction. Cet outil, que nous venons de présenter dans le chapitre précédent, est une traduction mathématique du problème physique. Les champs diffractés sont alors donnés par un produit matriciel de la matrice $\mathbf{S}$ caractérisant la structure par le vecteur-champ incident. Nous avons vu que les pôles k_p de cette matrice sont les pôles de tous les éléments et correspondent à

des modes guidés dans le réseau résonnant. Chacun de ces éléments s'écrit sous la forme d'un pôle de premier ordre multiplié par un zéro de premier ordre d'après l'expression (2.21) présentée au paragraphe 2.5 du chapitre 2. Cependant, ce pôle et ces zéros n'ont aucune signification physique évidente. Celle-ci peut être apportée à l'aide de l'approche phénoménologique des modes couplés. La résonance du guide d'onde est alors modélisée par un nombre restreint de paramètres décrivant physiquement le phénomène, mais difficilement quantifiables à partir des paramètres opto-géométriques de la structure. Cette approche est, comme nous le verrons, une combinaison de deux visions complémentaires du réseau résonnant : la vision diffractive et la vision modale. Considérons donc une onde plane monochromatique excitant une telle structure suivant ces deux visions.

a. Vision diffractive

Dans cette approche, l'effet de couplage dans le guide d'onde n'est pas pris en compte. On considère simplement un onde plane ayant un champ A_g dans la structure, et non pas un mode qui se propage. Deux efficacités de diffraction peuvent être définies en fonction des champs transmis A_c dans le superstrat et A_s dans le substrat comme étant :

$$\eta_c = \frac{A_c}{A_g} \quad (3.1)$$

dans le superstrat et :

$$\eta_s = \frac{A_s}{A_g} \quad (3.2)$$

dans le substrat .

Il est à noter que ces efficacités de diffraction diffèrent des efficacités du réseau à une simple interface puisque les réflexions à la deuxième interface du guide d'onde doivent être considérées.

b. Vision modale

Dans cette approche, le réseau de diffraction est simplement pris en compte par un terme de pertes caractérisé par le coefficient de rayonnement α comme le montre la figure 3.1. Ce

coefficient traduit la "vitesse" à laquelle le champ modal fuit le guide d'onde au long de sa propagation par unité de longueur.

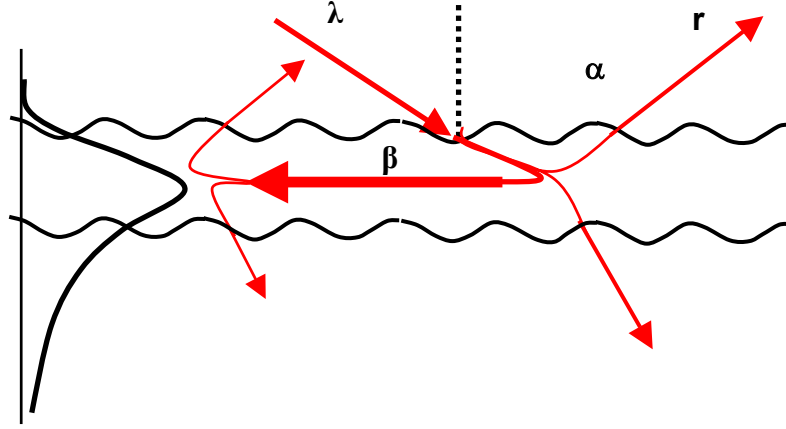


Figure 3.1 : principe du réseau résonnant suivant l'approche phénoménologique des modes couplés.

La méthode consiste à étudier le guide d'onde plan par le biais de l'optique guidée. Appelons $A_g(x)$ l'amplitude du mode dans le guide d'onde où x est la direction de propagation du mode. Sans excitation extérieure du guide, la variation du champ modal est simplement égale aux pertes accumulées le long de la propagation suivant x . Ceci peut s'écrire sous forme d'une équation différentielle :

$$\frac{\partial A_g}{\partial x} = -\alpha A_g, \text{ et la solution de cette équation est de la forme : } A_g(x) = A_{g0} \cdot e^{-\alpha x}.$$

Si le guide est excité par une onde plane de profil spatial $f_0(x)$ et désynchronisée en phase relativement au mode d'une quantité $e^{j(k-\beta)x}$, alors la variation du champ modal est égale à la somme des pertes de propagation et de la fraction de champ incident couplée au mode. L'équation différentielle correspondante devient alors :

$$\frac{\partial A_g}{\partial x} = -\alpha A_g + \kappa_i f_0(x) e^{j(k-\beta)x} \quad (3.3)$$

où κ_i est une constante complexe traduisant le couplage de l'onde incidente provenant du milieu i avec le mode guidé et β la constante de propagation de ce mode. Le terme exponentiel

imaginaire traduit le désaccord de phase entre l'onde excitatrice et l'onde guidée. Ce déphasage dépend de la fréquence spatiale k , correspondant à la projection à l'interface du vecteur d'onde propagé dans le guide. La condition de synchronisme est vérifiée à l'excitation du mode, c'est à dire lorsque $k = \beta$. Prenons le cas simple d'un faisceau infiniment étendu d'amplitude constante A_i ($f_0(x) = A_i$). L'équation différentielle (3.3) devient :

$$\frac{\partial A_g}{\partial x} = -\alpha A_g + \kappa_i A_i e^{j(k-\beta)x} \quad (3.4)$$

La solution à l'équation différentielle (3.4) est de la forme :

$$A_g(x) = \frac{\kappa_i}{j(k-\beta) + \alpha} \cdot A_i \cdot e^{j(k-\beta)x}$$

Posons $a_i = -j\kappa_i$ et $k_p = \beta + j\alpha$. Le champ modal s'écrit :

$$A_g(x, k) = \frac{a_i}{k - k_p} A_i e^{j(k-\beta)x} \quad (3.5)$$

On obtient, en écrivant l'expression (3.5) à la résonance ($k=\beta$), une propriété importante du mode propagé dans un guide d'onde couplé par réseau. L'amplitude A_g du mode guidé atteint son maximum $A_{g_{\max}}$ à la résonance avec :

$$A_{g_{\max}} = \frac{j\kappa}{\alpha} A_i \quad (3.6)$$

c. Champs diffractés par le réseau résonnant

D'après l'expression de l'approche diffractive (3.1) ou (3.2), suivant le milieu extérieur q considéré, la quantité de champ A_q de champ guidé (3.5) diffracté dans ce milieu s'écrit :

$$A_q(x, k) = \eta_q \frac{a_i}{k - k_p} A_i e^{j(k-\beta)x} = \frac{-j\kappa_i \eta_q}{k - k_p} A_i e^{j(k-\beta)x}$$

Maintenant, le coefficient de transmission t_{Gq} du mode dans le milieu extérieur q s'écrit comme étant le rapport entre le champ diffracté dans ce milieu A_q et le champ incident $A_i e^{j(k-\beta)x}$, soit :

$$t_{Gq}(k) = \frac{-j\kappa_i \eta_q}{k - k_p} \quad (3.7)$$

Dans le cas d'un faisceau infiniment étendu et d'amplitude constante, les coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent plus de la variable x : les faisceaux réfléchis et transmis ne sont pas spatialement modulés. Le coefficient de transmission (respectivement de réflexion) total de la structure est donc égal à la somme de la transmission du champ guidé t_{Gq} de l'expression (3.7) et de la transmission (respectivement la réflexion) des champs des différents ordres propagés m dans la structure. En notant i le milieu d'incidence et q le milieu d'émergence, on peut exprimer les coefficients t_{iq} de réflexion et de transmission en fonction de la projection du vecteur d'onde propagé k :

$$t_{iq}(k) = t_{Gq}(k) + \sum_{m=0}^{+\infty} t_m(k - k_p)^m \quad (3.8)$$

La partie non polaire variant très peu au voisinage de la résonance, elle peut être assimilée à une constante complexe t_{iq0} équivalente à une réflexion ou transmission de Fresnel. L'expression (3.8) du coefficient de transmission (ou réflexion) devient alors :

$$t_{iq}(k) = t_{iq0} + \frac{a_{iq}}{k - k_p} = t_{iq0} - j \frac{\kappa_i \eta_q}{(k - \beta) - j\alpha} \quad (3.9)$$

d. Des paramètres phénoménologiques aux paramètres polaires

Nous allons ici faire le lien entre l'approche phénoménologique et l'approche polaire de la résonance dans un réseau résonnant. Ce lien permettra de mieux appréhender l'évolution des paramètres polaires (pôle k_p et zéros k_{Ziq}) en fonction des paramètres optogéométriques. De plus, ces deux approches sont complémentaires. L'étude de la matrice de diffraction dans l'approche polaire aboutit par exemple à des propriétés intéressantes [Popov 1986] sur les zéros des éléments dans le cas d'une symétrie dans la structure : zéros de transmission égaux et réels dans le cas d'une symétrie axiale verticale, zéros en transmission égaux et réels tout comme les zéros en réflexion dans le cas d'une symétrie axiale horizontale et zéros en réflexion égaux et réels dans le cas d'une symétrie centrale [Fehrembach 2003]. La conservation d'énergie implique plus généralement que les zéros en transmission sont complexes conjugués tout comme les zéros en réflexion. L'approche phénoménologique par modes couplés apporte donc une compréhension

physique de la résonance alors que l'approche polaire permet d'obtenir des propriétés simplificatrices dans certains cas de structures qui généralement possèdent une symétrie axiale verticale (réseaux rectangulaires). Il est donc nécessaire de lier les différents paramètres des deux approches.

En comparant les deux mêmes expressions du coefficient de réflexion ou transmission t_{iq} de la matrice de diffraction suivant l'approche polaire (2.22) et de l'approche phénoménologique (3.9), on obtient l'égalité suivante :

$$t_{iq}(k) = t_{iq0} \frac{k - k_{z_{iq}}}{k - k_p} = t_{iq0} - j \frac{\kappa_i \eta_q}{(k - \beta) - j\alpha}$$

Soit encore :

$$t_{iq0} \frac{k - k_p + (k_p - k_{z_{iq}})}{k - k_p} = t_{iq0} - j \frac{\kappa_i \eta_q}{(k - \beta) - j\alpha}$$

Le coefficient de découplage a_{iq} de l'approche phénoménologique peut donc s'écrire en fonction du zéro $k_{z_{iq}}$ de l'approche polaire comme suit :

$$a_{iq} = -j\kappa_i \eta_q = t_{iq0} (k_p - k_{z_{iq}}) \quad (3.10)$$

Il devient donc possible d'exprimer le pôle k_p et les zéros $k_{z_{iq}}$ de l'approche algébrique polaire dépourvus de sens physique à l'aide de paramètres phénoménologiques décrivant la résonance dans un réseau résonnant : constante de propagation du mode β , coefficient de rayonnement α , coefficient de couplage κ_i d'une onde excitatrice provenant du milieu i au mode guidé, coefficient de diffraction η_q de l'onde guidée vers le milieu q et réflexion ou transmission de "Fresnel" t_{iq0} de l'onde provenant du milieu i et émergeant dans le milieu q . On peut donc écrire :

$$k_{z_{iq}} = \beta + j \left(\alpha + \frac{\kappa_i \eta_q}{t_{iq0}} \right) \quad (3.11)$$

$$k_p = \beta + j\alpha$$

Maintenant que les coefficients de transmissions et réflexions à partir d'une excitation provenant du superstrat ou du substrat sont physiquement exprimés, il est possible de faire le lien avec la matrice de diffraction $\mathbf{S}$ de la structure totale. Considérons une double excitation du guide via le superstrat et le substrat. Chacune de ces deux ondes se couple plus ou moins avec le même mode

caractérisé par sa constante de propagation β et son coefficient de rayonnement α . Ces couplages vont donc se traduire par deux coefficients différents κ_c et κ_s suivant respectivement une excitation depuis le superstrat et depuis le substrat. D'après les considérations du chapitre précédent (paragraphe 2.5), les éléments s_{iq} de la matrice de diffraction peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} s_{cc}(k) &= t_{cc}(k) \\ s_{cs}(k) &= \sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}} t_{cs}(k) \\ s_{sc}(k) &= \sqrt{\frac{\gamma_s}{\gamma_c}} t_{sc}(k) \\ s_{ss}(k) &= t_{ss}(k) \end{aligned} \quad (3.12)$$

où le premier indice représente le milieu de provenance l'onde incidente, et le deuxième indice représente le milieu de fuite de l'onde émergente (c pour le superstrat et s pour le substrat). Cet ensemble d'équations (3.12) peut encore s'écrire sous forme matricielle à partir de l'expression de l'approche phénoménologique des modes couplés (3.9) :

$$\mathbf{S}(k) = \begin{bmatrix} r_{c0} - \frac{j\kappa_c \eta_c}{(k - \beta) - j\alpha} & \sqrt{\frac{\gamma_s}{\gamma_c}} \left(t_{s0} - \frac{j\kappa_s \eta_c}{(k - \beta) - j\alpha} \right) \\ \sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}} \left(t_{c0} - \frac{j\kappa_s \eta_c}{(k - \beta) - j\alpha} \right) & r_{s0} - \frac{j\kappa_s \eta_s}{(k - \beta) - j\alpha} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

en rappelant que $\gamma_c = n_c k_0 \cos \theta_i$ et $\gamma_s = k_0 \sqrt{n_s^2 - n_c^2 \sin^2 \theta_i}$, κ_c et κ_s sont les constantes de couplages pour une onde provenant respectivement du superstrat et du substrat, η_c et η_s les efficacités de diffractions de l'onde guidée respectivement vers le superstrat et le substrat, β la constante de propagation du mode guidé, α le coefficient de rayonnement de la structure, r_{c0} et r_{s0} les réflexions hors résonances et t_{c0} et t_{s0} sont les transmissions hors résonance de la structure. On constate donc que les paramètres de découplage $a_{iq} = -j\kappa_i \eta_q$ sont liés. Ainsi on peut écrire que :

$$a_{sc} = \frac{a_{cc} a_{ss}}{a_{cs}} \quad (3.14)$$

Cette égalité est une conséquence de la théorie basée sur l'approche phénoménologique par modes couplés des réseaux résonnants. Elle est logique puisque les coefficients de découplages a_{cc} , a_{cs} , a_{sc} et a_{ss} sont liés aux deux constantes de couplages κ_c et κ_s au mode pour des ondes respectivement incidentes du superstrat et du substrat ainsi qu'aux coefficients de diffractions η_c et η_s de l'onde guidée dans ces deux milieux.

Dans le but de démontrer ce lien entre les quatre paramètres de découplage a_{iq} de la matrice de diffraction d'un réseau résonnant et ainsi confirmer l'approche phénoménologique par modes couplés des réseaux résonnants, considérons numériquement l'exemple de la figure 3.2. Une couche diélectrique d'indice de réfraction $n_g = 2$ et d'épaisseur $w_g = 330$ nm est déposée sur un substrat d'indice $n_s = 1,5$. Un réseau de diffraction rectangulaire de profondeur $\sigma = 100$ nm et de pas $\Lambda = 360$ nm est alors gravé. La structure est ensuite excitée via l'air ($n_c = 1$) par une onde plane monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm polarisée transverse électrique en incidence classique de $\theta_i = 20^\circ$.

Cette configuration est étudiée à l'aide d'un programme spécialement développé pour l'étude des réseaux résonnants par N. Lyndin [Lyndin 2006]. Il est basé sur la méthode modale vraie, c'est à dire sur le calcul analytique des modes du réseau de diffraction puis par le calcul de la matrice S totale [Botten 1981, Foresti 2006].

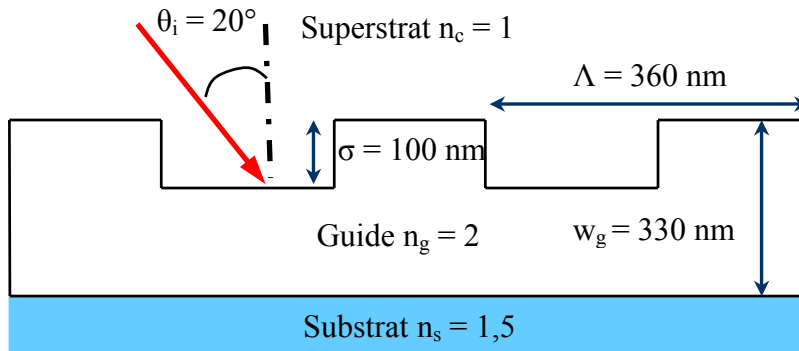


Figure 3.2 : schéma de la structure simulée numériquement.

Ce programme donne donc le pôle et les zéros de chaque élément de la matrice de diffraction. Le pôle vaut $k_p = (13,990 + 0,036j) \mu\text{m}^{-1}$. Les valeurs des coefficients de Fresnel et des zéros données par le programme pour chaque élément de la matrice S sont regroupés dans le tableau 3.1.

Coefficients de Fresnel	Zéros (en μm^{-1})
$r_{c0} = 0,37e^{-2,96j}$	$k_{z_{cc}} = 14,006 + 0,077j$
$t_{c0} = 0,92e^{-1,51j}$	$k_{z_{cs}} = 13,955 - 0,012j$
$t_{s0} = 0,94e^{-1,51j}$	$k_{z_{sc}} = 13,955 - 0,012j$
$r_{s0} = 0,36e^{-3,09j}$	$k_{z_{ss}} = 13,903 + 0,078j$

Tableau 3.1 : valeurs des coefficients de Fresnel et des zéros donnés par le programme de N. Lyndin pour la structure présentée dans la figure 3.2.

Les coefficients de découplages a_{iq} sont donc calculables d'après l'équation (3.10). Leurs valeurs sont données dans le tableau 3.2. On constate bien que le raisonnement physique est confirmé par cet exemple numérique : l'égalité (3.14) est vérifiée.

coefficient de découplage (en μm^{-1})	produit $\kappa_i\eta_q$ (en μm^{-1})
$a_{cc} = 0,027e^{1,121j}$	$\kappa_c\eta_c = j0,027e^{1,121j}$
$a_{cs} = 0,034e^{0,384j}$	$\kappa_c\eta_s = j0,034e^{0,384j}$
$a_{sc} = 0,035e^{0,382j}$	$\kappa_s\eta_c = j0,035e^{0,382j}$
$a_{ss} = 0,042e^{-2,355j}$	$\kappa_s\eta_s = j0,042e^{-2,355j}$

Tableau 3.2 : coefficients de découplages et produits $\kappa_i\eta_q$ calculés pour chaque éléments de la matrice S.

Nous venons de développer une approche physique de la résonance dans un réseau résonnant. Cette approche se trouve être complémentaire à l'approche polaire. Elle explique la réponse d'un réseau résonnant à une excitation électromagnétique à l'aide de paramètres phénoménologiques physiquement intelligibles : la constante de propagation du mode, le coefficient de rayonnement de la structure, les constantes de couplages et les efficacités de diffractions du champ modal dans les superstrat et substrat. Grâce à l'approche phénoménologique, un sens physique a été donné au pôle et aux zéros de la matrice de diffraction d'un réseau résonnant en les liant aux paramètres phénoménologiques. Le lien physique entre les quatre éléments de la matrice dans le cas d'un réseau résonnant d'ordre zéro a été démontré. De plus, grâce aux paramètres phénoménologiques, il devient plus facile d'appréhender l'évolution de la réponse d'une structure en fonction de ses paramètres optogéométriques.

Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser plus spécifiquement à la réflexion d'un réseau résonnant d'ordre zéro subissant une excitation via le superstrat.

3.2 Etude mathématique du coefficient de réflexion

L'objectif est ici d'étudier les caractéristiques en amplitude et en phase de la réponse d'un réseau résonnant suivant une excitation de fréquence spatiale k variable. Dans le cadre d'une application à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes, la réponse considérée sera spectrale. Elle sera développée dans le chapitre 4 à partir de l'étude suivante.

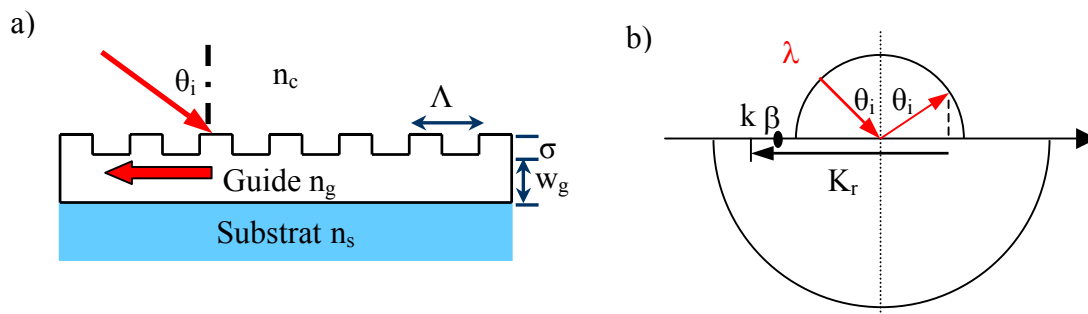


Figure 3.2 : a) schéma du réseau résonnant et b) représentation dans l'espace réciproque.

Le travail présenté ci-après [Pietroy 2007] repose sur l'étude de la fonction complexe $r(k) = s_{cc}(k)$ où le premier indice indique le milieu d'incidence et le deuxième indice le milieu d'émergence (c pour superstrat et s pour substrat). Nous nous intéressons donc à l'onde émergeant dans le milieu excitateur : la réflexion. Par analogie, cette étude pourra être étendue aux autres paramètres de la matrice de diffraction. Le cas simplifié considéré est donc le réseau résonnant d'ordre zéro excité via une onde plane monochromatique en provenance du superstrat visible sur la figure 3.2. Le mode guidé est couplé par l'intermédiaire de l'ordre -1 diffracté dans le guide.

L'onde réfléchie par un réseau résonnant peut donc être vue comme étant la somme de deux contributions : le champ issu de la réflexion de Fresnel r_0 et le champ r_g piégé dans le guide puis rayonné. Le coefficient de réflexion d'une telle structure peut alors s'écrire en fonction de la projection sur l'interface-réseau du vecteur d'onde propagé notée k :

$$r(k) = r_0 + r_g(k) \quad (3.15)$$

$$\text{avec } k = \frac{2\pi n_c \sin \theta_i}{\lambda} - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.16)$$

d'après la formule des réseaux en transmission (2.9). La résonance étant un phénomène localisé dans le spectre, la réflexion de Fresnel peut être considérée comme constante dans son voisinage. Comme nous venons de le voir dans la partie précédente à travers l'expression (3.7), la contribution correspondant au champ guidé r_g peut s'exprimer sous la forme :

$$r_g(k) = \frac{a_k}{k - k_p} \quad (3.17)$$

où a_k est la constante de découplage représentant l'amplitude complexe du champ guidé transmis dans le superstrat à la résonance et k_p le pôle de la structure pouvant s'écrire sous la forme $k_p = \beta + j\alpha$ (β est la constante de propagation du mode et α est le coefficient de rayonnement de la structure). Afin de comprendre la réponse d'un réseau résonnant lors d'une variation du paramètre k , nous allons étudier mathématiquement cette fonction complexe.

a. Etude mathématique de la contribution modale au coefficient de réflexion

Dans l'expression du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant d'ordre zéro, la contribution modale $r_g(k)$ prend des valeurs complexes. L'étude de sa représentation graphique dans le plan

complexe est donc intéressante. Il faut alors chercher parties réelle et imaginaire de la fonction. Pour ce faire, posons $\text{Re} = \text{Re}(a_k)$ et $\text{Im} = \text{Im}(a_k)$:

$$r_g(k) = \frac{\text{Re} + j \cdot \text{Im}}{(k - \beta) - j\alpha} = \frac{[\text{Re} \cdot (k - \beta) - \text{Im} \cdot \alpha] + j[\text{Im} \cdot (k - \beta) + \text{Re} \cdot \alpha]}{(k - \beta)^2 + \alpha^2}$$

Il est connu en mathématiques que les fonctions polaires sont représentées par un cercle dans le plan complexe. Si la représentation mathématique de la fonction $r_g(k)$ dans le plan complexe est un cercle alors il existe une constante complexe z_0 , centre du cercle et indépendante de k , telle que le module du complexe $r_g(k) - z_0$ est constant et que sa phase décrit une variation continue de 2π suivant k . Si l'on pose $r_g(k) = x + jy$, on devrait donc vérifier que :

$$\begin{aligned} (x - \text{Re}(z_0))^2 + (y - \text{Im}(z_0))^2 &= R^2 \\ x^2 + y^2 &= R^2 - |z_0|^2 + 2[x \cdot \text{Re}(z_0) + y \cdot \text{Im}(z_0)] \end{aligned}$$

Pour ce faire, dérivons les deux membres de l'égalité par rapport à k avec les variables R , a_k et z_0 indépendantes de k :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(x^2 + y^2)}{\partial k} &= 2 \frac{\partial(x \cdot \text{Re}(z_0) + y \cdot \text{Im}(z_0))}{\partial k} \\ \frac{\partial \left[\frac{|a_k|^2}{(k - \beta)^2 + \alpha^2} \right]}{\partial k} &= 2 \frac{\partial \left[\frac{(\text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0))(k - \beta) + (\text{Re} \cdot \text{Im}(z_0) - \text{Im} \cdot \text{Re}(z_0)) \cdot \alpha}{(k - \beta)^2 + \alpha^2} \right]}{\partial k} \end{aligned}$$

Ainsi, nous en déduisons les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} -|a_k|^2(k - \beta) &= \left\{ \begin{aligned} &(\text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0))((k - \beta)^2 + \alpha^2) \\ &- 2[(\text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0))(k - \beta) + (\text{Re} \cdot \text{Im}(z_0) - \text{Im} \cdot \text{Re}(z_0))\alpha](k - \beta) \end{aligned} \right\} \\ |a_k|^2(k - \beta) &= \left\{ \begin{aligned} &[\text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0)](k - \beta)^2 \\ &+ [2(\text{Re} \cdot \text{Im}(z_0) - \text{Im} \cdot \text{Re}(z_0))\alpha](k - \beta) \\ &- [\text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0)]\alpha^2 \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Une égalité de deux polynômes du second degré en $(k-\beta)$ est obtenue. Elle doit être vérifiée pour toute fréquence spatiale k : il y a égalité des coefficients des deux polynômes. La fonction $r_g(k)$ sera donc décrite par un cercle dans le plan complexe à condition qu'une constante complexe z_0 vérifie le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \text{Re} \cdot \text{Re}(z_0) + \text{Im} \cdot \text{Im}(z_0) = 0 \\ 2(\text{Re} \cdot \text{Im}(z_0) - \text{Im} \cdot \text{Re}(z_0))\alpha = |a_k|^2 \end{cases}$$

afin d'assurer d'une part l'annulation des termes d'ordres 2 et 0 du second membre, puis l'égalité des termes d'ordre 1 des deux membres de l'expression (3.18). Ceci nous conduit au système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \text{Re}(z_0) = -\frac{\text{Im}}{\text{Re}} \text{Im}(z_0) \\ 2\frac{|a_k|^2}{\text{Re}}\alpha \text{Im}(z_0) = |a_k|^2 \end{cases}$$

En résolvant ce système, nous obtenons par conséquent :

$$\text{Re}(z_0) = \frac{-\text{Im}}{2\alpha} \text{ et } \text{Im}(z_0) = \frac{\text{Re}}{2\alpha}$$

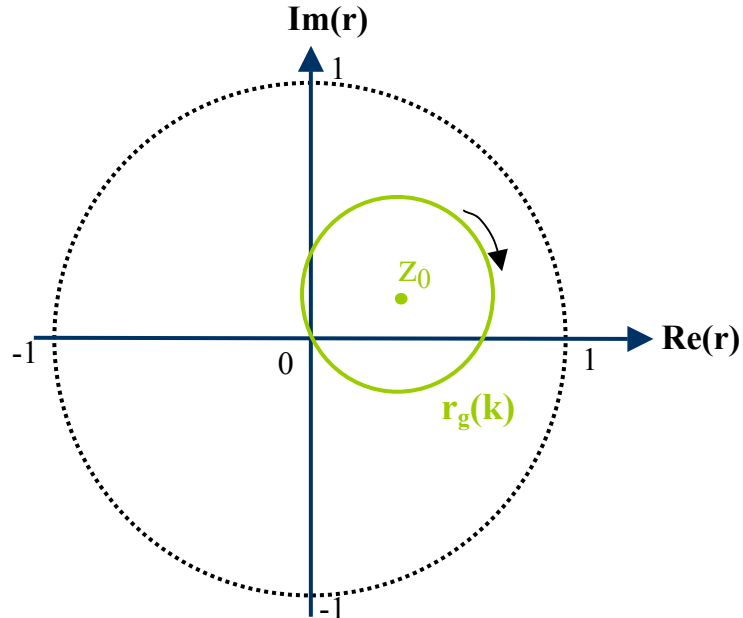


Figure 3.3 : représentation dans le plan complexe de la contribution modale de la réflexion par un réseau résonnant

Comme le montre la figure 3.3, il vient d'être démontré qu'il existe une constante complexe $z_0 = j\frac{a_k}{2\alpha}$ telle que l'expression $|r_g(k) - z_0|$ est toujours constante. Ce résultat implique que la représentation dans le plan complexe du coefficient r_g est au moins un arc de cercle centré sur le point complexe z_0 . D'après l'expression (3.17) de la contribution modale à la réflexion r_g , le complexe $(r_g(k) - z_0)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} r_g(k) - z_0 &= a_k \left[\frac{1}{(k - \beta) - j\alpha} - \frac{j}{2\alpha} \right] \\ &= a_k \frac{2\alpha(k - \beta) + j((k - \beta)^2 + \alpha^2)}{(k - \beta)^2 + \alpha^2} \\ &= -j \frac{a_k}{(k - \beta)^2 + \alpha^2} (\alpha - j(k - \beta))^2 \end{aligned}$$

Par conséquent, sa phase vaut :

$$\varphi_g(k) = \varphi_k - \frac{\pi}{2} - 2 \arctan\left(\frac{k - \beta}{\alpha}\right)$$

où φ_k est la phase de la constante de découplage a_k .

Lorsque le nombre d'onde varie de $-\infty$ à $+\infty$, la phase du complexe $r_g(k)$ effectue, de façon continue et dans le sens anti-trigonométrique, un tour complet (2π) dans le plan complexe autour du point z_0 alors que son module reste constant : la représentation dans le plan complexe de la quantité $r_g(k)$ est bien un cercle centré sur le complexe $z_0 = j\frac{a_k}{2\alpha}$.

De plus, nous constatons que $\lim_{k \rightarrow \pm\infty} r_g(k) = 0$. Ce résultat est la traduction mathématique du fait que l'onde n'est pas couplée hors résonance dans le guide. Cela implique que le cercle doit passer par l'origine du repère complexe. En conséquence, son rayon R est tout simplement égal au module de z_0 , c'est à dire $R = \frac{|a_k|}{2\alpha}$. Nous pouvons également noter que, suivant une variation vers les nombres d'ondes croissants, la phase diminue. L'apex du coefficient de réflexion tourne donc sur ce cercle dans le sens direct. Si la longueur d'onde λ varie, le sens de parcours sur le cercle sera inversé.

b. Réflexion par un réseau résonnant

Si la réflexion de Fresnel r_0 est constante au voisinage de la résonance, le coefficient de réflexion dans le plan complexe sera tout simplement la fonction $r_g(k)$, décrivant la partie résonnante de la réflexion, translatée de la quantité r_0 . Le coefficient de réflexion $r(k)$ s'écrit donc :

$$r(k) = r_0 + \frac{a_k}{k - k_p} \quad (3.19)$$

La représentation graphique sera toujours un cercle de rayon $R = \frac{|a_k|}{2\alpha}$ mais centré sur le point complexe $C = r_0 + z_0$. De plus, ce point C doit impérativement être contenu dans le cercle unité puisque le module du coefficient de réflexion ne peut être supérieur à 1. Il doit également atteindre cette valeur pour la réflexion anormale au voisinage de la résonance. Ces deux limitations impliquent que le cercle représentant le coefficient de réflexion doit être tangent au cercle unité. Ce dernier point caractérise la réflexion anormale r_M . Les deux cercles étant théoriquement tangents, leurs diamètres passant par ce point sont confondus. Par conséquent, le point de réflexion anormale, le centre du cercle de réflectivité et l'origine du plan complexe sont alignés.

La représentation du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant dans le plan complexe est un cercle de rayon $R = \frac{|a_k|}{2\alpha} \leq 1$, centré sur le point $C = r_0 + j\frac{a_k}{2\alpha}$, et passant par le point de réflexion de Fresnel r_0 correspondant à des valeurs de coefficient de réflexion hors résonance (k tend vers $\pm\infty$). Ce cercle est également tangent au cercle unité à la réflexion anormale r_M , c'est à dire lorsque $k = k_M$. Cette caractéristique implique que le rayon du cercle unité joignant l'origine du repère complexe au point de tangence est aussi porteur d'un rayon du cercle de réflexion. Le centre C de ce cercle est par conséquent compris entre le point tangent r_M et l'origine O du repère. La phase φ_M induite à la réflexion anormale est donc la même que celle du centre du cercle de réflexion : $\varphi_M = \arg[C]$. De plus, si le point de réflexion anormale r_M est le point le plus éloigné de l'origine du repère complexe, alors le point qui lui est diamétralement opposé sur la représentation graphique du coefficient de réflexion est la position la plus proche de l'origine du repère. Ce point noté r_m correspond donc à un minimum de réflexion avec la condition d'excitation $k = k_m$. Les points r_M et r_m ont donc la même phase modulo π . Ils sont des extrémités d'un diamètre du cercle de réflexion :

$$C = \frac{r_M + r_m}{2} \quad (3.20)$$

Le coefficient de réflexion à la résonance r_β , cas particulier où $k = \beta$, est également intéressant dans le but de déterminer les différents paramètres de la fonction. Nous obtenons alors un coefficient de réflexion valant :

$$r_\beta = r(\beta) = r_0 + \frac{a_k}{-j\alpha} = r_0 + j\frac{a_k}{\alpha} = 2C - r_0$$

On peut alors remarquer que $r_0 - C = C - r_\beta$. Les points r_0 et r_β sont donc diamétralement opposés sur le cercle de réflexion et par conséquent symétriques par rapport à C . On obtient donc également l'expression suivante pour le centre du cercle :

$$C = \frac{r_0 + r_\beta}{2} \quad (3.21)$$

La figure 3.4 schématise la représentation du coefficient de réflexion à la résonance sur un réseau résonnant.

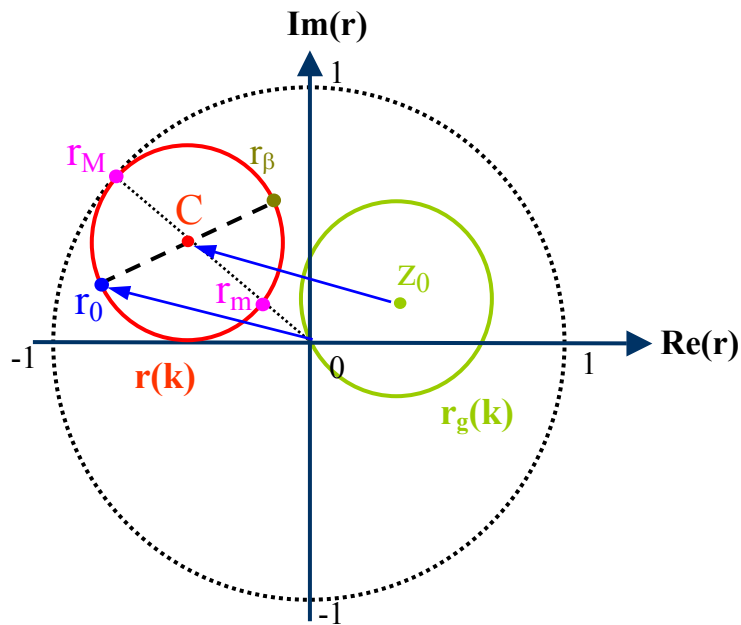


Figure 3.4 : représentation du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant dans le plan complexe

Dans le cas particulier de réseaux de faibles profondeurs, la phase à la résonance φ_M est connue comme étant π . La réflexion anormale est caractérisée par un coefficient de réflexion

$r(k_M) = r_M = -1$. Le cercle étant tangent en ce point au cercle unité, le centre C de la représentation de $r(k)$ est donc un réel purement négatif : $C = \frac{|a_k|}{2\alpha} - 1$.

Cette étude considère une structure parfaite sans perte. Cependant, dans la réalité, un réseau résonnant subit toujours des pertes par diffusion aux interfaces ou encore par absorption d'un matériau, notamment dans le cas métallique. Il en résulte tout d'abord une légère diminution de la réflexion de Fresnel théorique r_0 . Mais la principale conséquence est une augmentation de la partie imaginaire du pôle k_p de la matrice de diffraction, jusqu'ici assimilée au coefficient de rayonnement α . $\text{Im}(k_p)$, qui représente le taux de fuite de l'onde guidée hors du réseau résonnant, est donc en réalité la somme du coefficient de rayonnement α et d'un facteur de pertes de la structure α_{abs} . Au niveau de sa représentation dans le plan complexe, le coefficient de réflexion du réseau résonnant avec pertes est toujours un cercle de rayon $R = \frac{|a_k|}{2\text{Im}(k_p)}$ inférieur à celui

de la même structure sans perte. Ces pertes induisent également une réflexion anormale dont le module est inférieur à 1. Le cercle de réflexion dans le cas d'un réseau résonnant à perte est donc un cercle contenu dans le cercle unité et de rayon diminué par rapport au cercle théorique.

Nous avons donc montré que le coefficient de réflexion de tout réseau résonnant d'ordre zéro est de la forme (3.19). Il a également été démontré que sa représentation graphique dans le plan complexe est un cercle tangent au cercle unité. Cependant, les profils d'amplitude et de phase du coefficient de réflexion d'une telle structure dépendront de la position de l'origine du repère complexe par rapport à ce cercle. C'est ce que nous allons voir dans la partie suivante.

3.3 Réponses en amplitude et en phase d'un réseau résonnant en réflexion

Nous avons vu que, hors résonance, le coefficient de réflexion n'est pas affecté par le guide et doit donc tendre vers la réflexion de Fresnel : la variation du coefficient de réflexion n'est que locale. Trois cas de dépendance spectrale de phase sont envisageables suivant le rayon du cercle représentant le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant dans le plan complexe. Ils diffèrent suivant la position de l'origine du plan complexe par rapport à ce cercle. La condition limite est

lorsque le cercle passe par l'origine du repère, c'est à dire que son rayon vaut $R = \frac{|a_k|}{2\alpha} = \frac{1}{2}$.

D'après l'équation (3.6), on peut écrire cette condition de manière plus physique :

$$|\eta_c A_{g_{MAX}}| = |A_i|$$

Ainsi, le cercle contiendra l'origine du repère si le maximum du champ modal diffracté dans le superstrat est en module supérieur au champ incident.

Dans chaque cas, un exemple de structure monomode est simulé numériquement à l'aide de la méthode modale vraie [Lyndin 2006]. Les résultats montrent les profils de phase et d'amplitude obtenus pour le champ électrique polarisé TE, excitant le mode fondamental du réseau résonnant, ainsi que la représentation du coefficient de réflexion dans le plan complexe.

a. $R < 1/2$: le cercle exclut l'origine du plan complexe ($|a_k| < \alpha$)

Considérons le cas où l'origine du plan complexe est à l'extérieur du cercle de réflexion. Ce cas correspond à un cercle de réflexion de rayon inférieur à $1/2$ et l'amplitude du champ modal diffracté dans le superstrat est inférieure au module du champ incident. La variation de phase induite par la résonance n'est alors qu'une oscillation autour d'une valeur constante (phase de la réflexion de Fresnel, hors-résonance). L'allure de la variation d'amplitude dépend de la position sur le cercle de la réflexion de Fresnel par rapport au maximum et au minimum de réflexion.

La structure de la figure 3.5 est simulée numériquement à titre d'exemple. Le paramètre d'étude est la longueur d'onde, ce qui implique que l'on tourne dans le sens trigonométrique lors d'une augmentation de ce paramètre. Les réponses en amplitude et en phase ainsi que la représentation du coefficient de réflexion dans le plan complexe sont données sur cette même figure. On observe bien un maximum et un minimum au niveau de l'amplitude. Le premier rencontré sur la courbe étant le minimum, la réflexion de Fresnel est comprise suivant le sens trigonométrique entre la réflexion anormale et le minimum de réflexion sur le cercle. La phase est, quant à elle, conforme aux prédictions : une légère oscillation autour de la phase de la réflexion de Fresnel est observée.

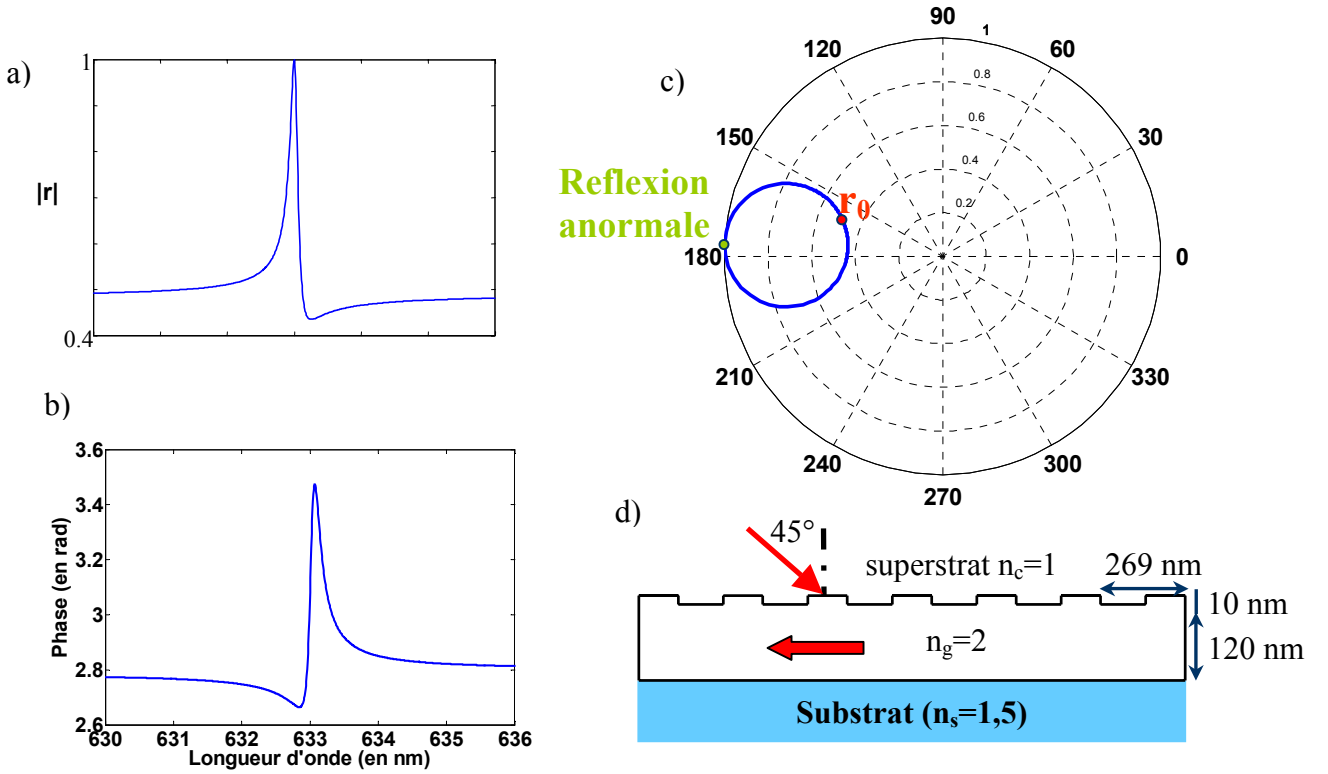


Figure 3.5 : exemple de structure dont le cercle de réflexion exclut l'origine du repère complexe.

a) réponse spectrale en amplitude, b) réponse spectrale en phase, c) représentation dans l'espace complexe, d) schéma de la structure.

b. $R = 1/2$: le cercle passe par l'origine du plan complexe ($|a_k| = \alpha$)

Considérons le cas où le cercle de réflexion passe par l'origine du plan complexe. Ce cas correspond à un cercle de réflexion dont le rayon est égal à $1/2$ et l'amplitude du champ modal diffracté dans le superstrat est égale au module du champ incident. Les profils d'amplitude et de phase obtenus autour de la résonance dépendent alors de la réflexion de Fresnel. Si celle-ci est nulle, la phase induite à travers la résonance sera continue et monotone, variant de $\pi/2$ à $3\pi/2$. Si la réflexion de Fresnel est non-nulle, la phase induite sera caractérisée par une "discontinuité" lors du passage de $3\pi/2$ à $\pi/2$.

L'exemple suivant donne les caractéristiques spectrales obtenues en module et en phase pour la structure de la figure 3.6. Le paramètre d'étude est la longueur d'onde, ce qui implique que l'on tourne dans le sens trigonométrique lors d'une augmentation de ce paramètre. Le guide d'onde est équivalent à une lame demi-onde séparant deux milieux de même indice de réfraction. Ce cas particulier correspond à une réflexion de Fresnel nulle. Par conséquent, le minimum de réflexion

et la réflexion de Fresnel sont confondus. Ce minimum est donc rejeté à l'infini sur la courbe d'amplitude et la réponse n'est caractérisée que par un maximum de réflexion. La phase est, quant à elle, une fonction continue et monotone d'amplitude π . Elle prend une forme semblable à une fonction arctangente.

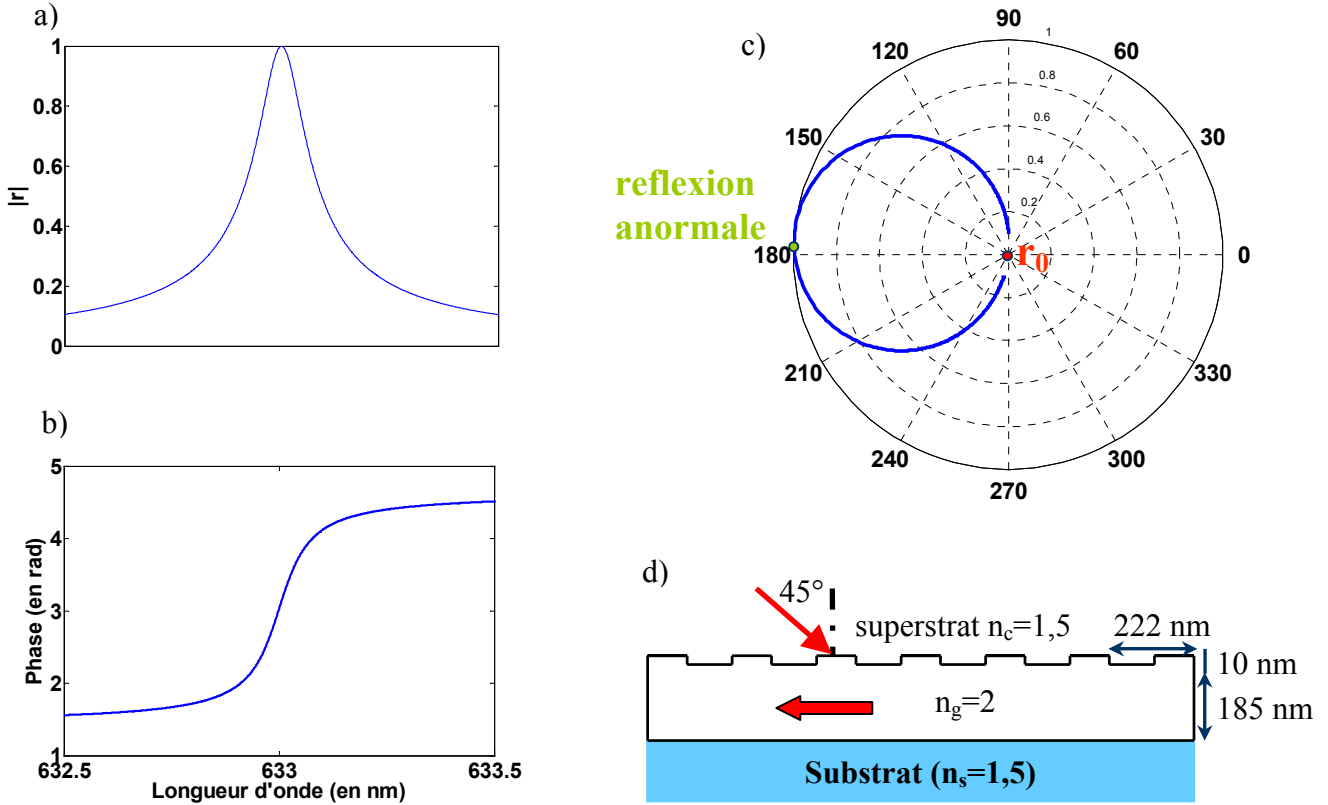


Figure 3.6 : exemple de structure dont le cercle de réflexion passe par l'origine du repère complexe. a) réponse spectrale en amplitude, b) réponse spectrale en phase, c) représentation dans l'espace complexe, d) schéma de la structure.

c. $R > 1/2$: le cercle inclut l'origine du plan complexe ($|a_k| > \alpha$)

Enfin, considérons le cas où l'origine du plan complexe est à l'intérieur du cercle de réflexion. Ce cas correspond à un cercle de réflexion dont le rayon est supérieur à $1/2$: l'amplitude du champ modal diffracté dans le superstrat est alors supérieure au module du champ incident. Dans ce cas, le passage à travers la résonance implique que la phase du coefficient de réflexion décrit un tour complet dans le plan complexe. Cette phase variera donc de 2π de façon continue et monotone.

La structure de la figure 3.7 est simulée numériquement à titre d'exemple. Les réponses en amplitude et en phase ainsi que la représentation dans le plan complexe sont données sur cette même figure. On observe toujours un maximum et un minimum au niveau de l'amplitude. La phase est, quant à elle, assimilable à une fonction arctangente d'amplitude 2π . Remarquons toutefois que le réseau de diffraction est profond, ce qui explique une phase à la résonance φ_M différente de π .

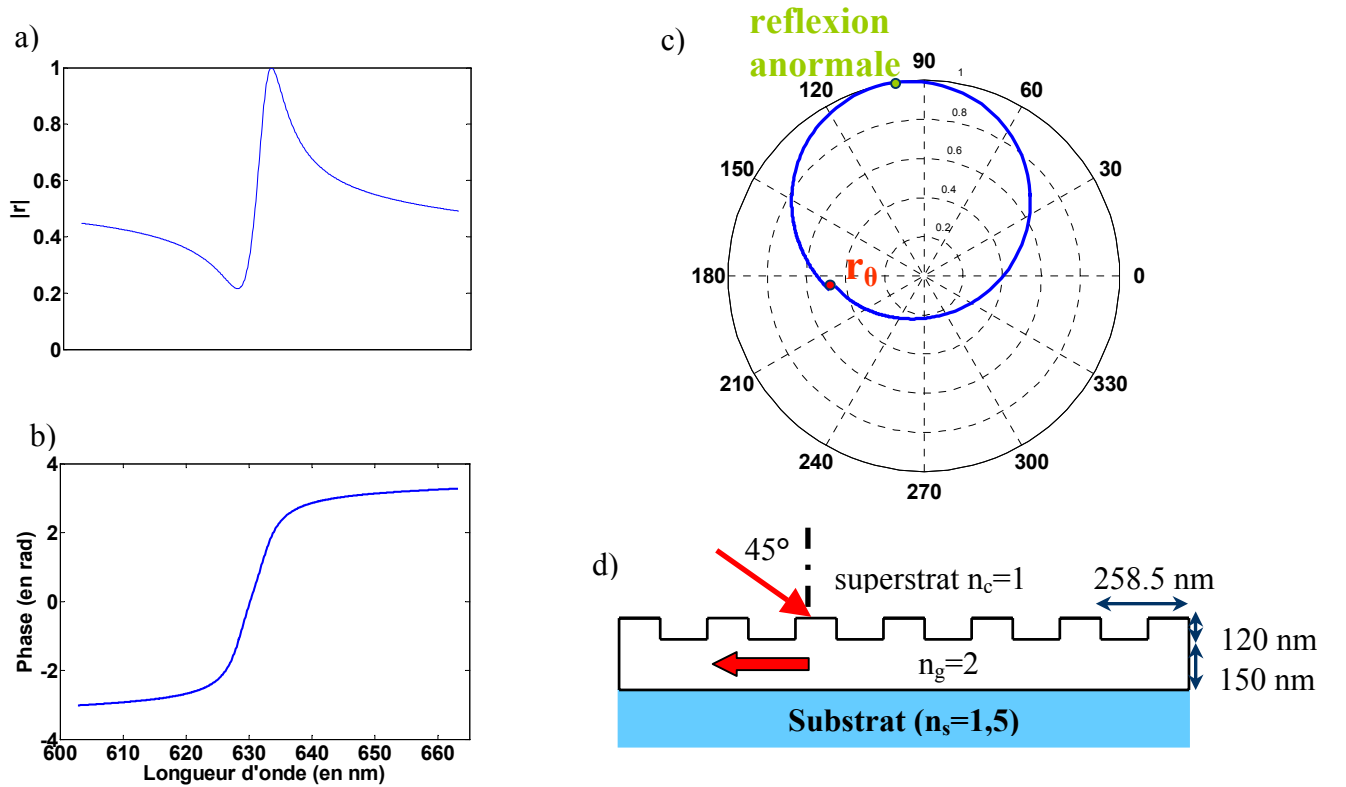


Figure 3.7 : exemple de structure dont le cercle de réflexion inclut l'origine du repère complexe.

a) réponse spectrale en amplitude, b) réponse spectrale en phase, c) représentation dans l'espace complexe, d) schéma de la structure.

3.4 Conclusion

L'étude des coefficients de réflexion et transmission d'un réseau résonnant dans l'ordre zéro a été menée. Ils peuvent s'écrire sous la forme d'une partie complexe constante correspondant à la

réflexion ou transmission hors résonance ajoutée à une partie polaire introduite par la résonance elle-même. Un lien a été fait entre les deux différentes approches existantes : *l'approche mathématique polaire* et *l'approche physique phénoménologique des modes couplés*. Les différents paramètres polaires ont été exprimés à l'aide des paramètres phénoménologiques. Une meilleure compréhension de l'évolution de ces premiers en fonction des paramètres opto-géométriques est donc apportée par cette étude.

L'étude plus particulière de la fonction mathématique caractérisant le coefficient de réflexion a montré que ce dernier est représenté dans le plan complexe par un cercle. Quatre points sont remarquables sur ce cercle :

- la réflexion de Fresnel r_0 correspondant à un coefficient de réflexion hors résonance,
- la réflexion anormale r_M correspondant à un coefficient de réflexion maximal proche de 1,
- la réflexion à la résonance r_β correspondant au coefficient de réflexion lorsque le champ guidé est maximal,
- le minimum de réflexion r_m .

Il est à noter que les réflexions de Fresnel r_0 et à la résonance r_β sont diamétralement opposées sur le cercle de réflexion, tout comme la réflexion anormale r_M et le minimum de réflexion r_m . L'ensemble de ces résultats a été publié dans la référence [Pietroy 2007].

Enfin, trois exemples de réponses d'un réseau résonnant sont donnés en fonction du diamètre du cercle de réflexion. La forme de la phase est le paramètre qui variera le plus d'un cas à l'autre puisqu'elle dépend fortement de la position de l'origine du plan complexe par rapport au cercle de réflexion.

La réponse d'un réseau résonnant est donc connue en terme de fréquence spatiale k . Elle est exprimée à l'aide de paramètres phénoménologiques physiquement compréhensibles. Cependant, en vue d'une application à la mise en forme temporelle d'impulsions laser femtoseconde, cette réponse doit être connue en terme de longueur d'onde λ . En effet, c'est la modulation en amplitude et en phase spectrales qui permettra de moduler temporellement l'impulsion. Le chapitre suivant développe cette étude aboutissant par la même occasion à une méthode globale de caractérisation d'un réseau résonnant.

Chapitre 4

Caractérisation d'un réseau résonnant d'ordre zéro

Dans le paragraphe 3.1 du chapitre 3, nous avons démontré que le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant (voir fig. 4.1) en fonction de la fréquence spatiale k pouvait s'écrire sous la forme :

$$r(k) = r_0 + \frac{a_k}{(k - \beta) - j\alpha} \quad (4.1)$$

où r_0 est assimilable à la réflexion de Fresnel, a_k une constante complexe représentative du couplage et découplage entre l'onde incidente, le mode et l'onde réfléchi, β la constante de propagation du mode et α le coefficient de radiation du réseau résonnant.

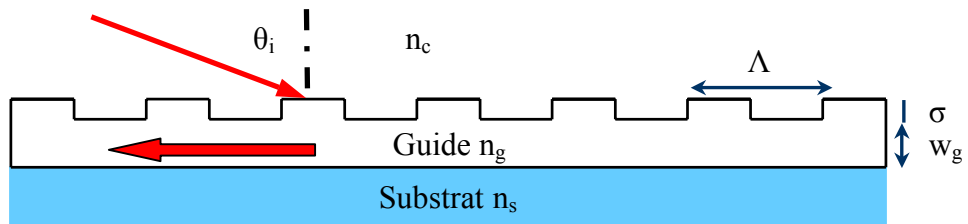


Figure 4.1 : schéma de rappel du réseau résonnant et des notations utilisées.

L'étude mathématique de la fonction (4.1) développée dans le paragraphe 3.2 du chapitre 3 a permis de constater que sa représentation graphique dans le plan complexe est un cercle de rayon

$R = \frac{|a_k|}{2\alpha}$ centré sur le point $C = r_0 - j\frac{a_k}{\alpha}$. Cependant, la fréquence spatiale n'est pas le paramètre physique le plus intéressant en vue d'une application. La réponse est le plus souvent souhaitée en fonction de l'angle d'incidence θ_i , du pas du réseau Λ ou encore de la longueur d'onde λ . Il est donc intéressant d'étudier la réponse d'un réseau résonnant suivant ces paramètres. La section suivante vise à exprimer le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant en fonction de ceux-ci afin d'obtenir directement la réponse spectrale ou angulaire d'une telle structure.

4.1 Expression du coefficient de réflexion en d'autres paramètres

a. Coefficient de réflexion suivant le pas du réseau

Cette étude est en quelque sorte un exercice de style puisqu'il est expérimentalement difficile de faire varier le pas du réseau. Le principe est simple puisque la configuration équivalente du guide d'onde n'est pas modifiée suivant une variation du pas du réseau. En effet, l'indice effectif n_e ainsi que l'épaisseur équivalente w_{eq} restent constantes. L'angle d'incidence θ_0 est donc considéré fixe dans ce cas là, tout comme la longueur d'onde λ_0 . La condition de synchronisme sera donc obtenue pour un pas de réseau défini Λ_0 .

Nous considérerons ici que le coefficient de rayonnement α est constant sur la plage de pas de réseau étudiée. En réalité les conditions d'interférences entre l'onde directement diffractée dans le milieu adjacent au réseau et l'onde diffractée en direction de l'autre milieu semi-infini et réfléchi par l'interface opposée du guide d'onde varieront légèrement avec la direction des ordres diffractés ce qui aura pour effet de faire varier α . Cependant, cette variation peut être négligée.

Ecrire le coefficient de réflexion en fonction du pas du réseau revient donc tout simplement à remplacer dans l'expression (4.1) du coefficient de réflexion la fréquence spatiale k par l'expression (3.13) obtenue à partir de la formule des réseaux dans le chapitre 3. On obtient donc :

$$r(\Lambda) = r_0 + \frac{a_k}{\left(\left(\frac{2\pi n_c \sin \theta_0}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\Lambda} \right) - \left(\frac{2\pi n_c \sin \theta_0}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\Lambda_0} \right) \right) - j\alpha}$$

Soit en simplifiant :

$$r(\Lambda) = r_0 + \frac{a_k}{-2\pi \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda_0} \right) - j\alpha}$$

Maintenant en considérant que la résonance est localisée, c'est à dire que $\Lambda \Lambda_0 \sim \Lambda_0^2$, on peut réécrire cette dernière sous la forme :

$$r(\Lambda) = r_0 + \frac{a_k}{-\frac{2\pi}{\Lambda_0^2}(\Lambda_0 - \Lambda) - j\alpha} = r_0 + \frac{\Lambda_0^2 a_k / 2\pi}{(\Lambda - \Lambda_0) - j \frac{\Lambda_0^2 \alpha}{2\pi}} \quad (4.2)$$

Le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant en fonction du pas du réseau pourra se mettre sous la forme :

$$r(\Lambda) = r_0 + \frac{a_\Lambda}{(\Lambda - \Lambda_0) - j\Delta\Lambda} \quad (4.3)$$

avec :

$$\begin{aligned} a_\Lambda &= \frac{\Lambda_0^2 a_k}{2\pi} \\ \Delta\Lambda &= \frac{\Lambda_0^2 \alpha}{2\pi} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ainsi, les paramètres phénoménologiques suivant le pas du réseau Λ sont liés par les expressions (4.4) aux paramètres phénoménologiques suivant la fréquence spatiale k . Du point de vue de la représentation dans le plan complexe, le coefficient de réflexion sera un cercle identique au cercle en k puisqu'un simple changement de variable a été effectué. Par analogie à l'étude mathématique de la fonction $r(k)$, on vérifie également que le rayon du cercle obtenu est le même ainsi que son centre :

$$R = \frac{|a_\Lambda|}{\Delta\Lambda} = \frac{|a_k|}{\alpha}$$

$$C = r_0 + j \frac{a_\Lambda}{\Delta\Lambda} = r_0 + j \frac{a_k}{\alpha}$$

b. Coefficient de réflexion suivant l'angle d'incidence

Cette étude est expérimentalement justifiée puisque certaines applications des réseaux résonnants sont basées sur leurs réponses angulaires. On étudie la variation du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant en fonction de l'angle d'incidence θ_i . Le principe est le même que précédemment puisque la configuration équivalente du guide d'onde n'est pas modifiée suivant une variation de l'angle d'incidence. En effet, l'indice effectif n_e ainsi que l'épaisseur équivalente w_{eq} restent les mêmes. Cette fois-ci, le pas du réseau Λ_0 est fixe, tout comme la longueur d'onde λ_0 . La condition de synchronisme sera donc obtenue pour un angle d'incidence défini θ_0 .

Nous considérerons ici encore que le coefficient de rayonnement α est constant sur la plage angulaire étudiée. En réalité les conditions d'interférences varieront légèrement avec la direction des ordres diffractés ce qui aura pour effet de faire varier α .

Ecrire le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence revient tout simplement à remplacer la fréquence spatiale k par l'expression (3.13) dans l'expression (4.1) du coefficient de réflexion. On obtient :

$$r(\theta_i) = r_0 + \frac{a_k}{\left(\left(\frac{2\pi n_c \sin \theta_i}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\Lambda_0} \right) - \left(\frac{2\pi n_c \sin \theta_0}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\Lambda_0} \right) \right) - j\alpha}$$

Soit en simplifiant :

$$r(\theta_i) = r_0 + \frac{a_k}{\frac{2\pi n_c}{\lambda_0} (\sin \theta_i - \sin \theta_0) - j\alpha}$$

Maintenant en considérant que la résonance est localisée, on peut exprimer la fonction $\sin \theta_i$ par son développement en série de Taylor du premier ordre au voisinage de la résonance θ_0 . La fonction $\sin \theta_i$ peut alors être remplacée par $\sin \theta_0 + (\theta_i - \theta_0) \cdot \cos \theta_0$. L'expression précédente du coefficient de réflexion peut se réécrire sous la forme :

$$r(\theta_i) = r_0 + \frac{a_k}{\frac{2\pi n_c \cos \theta_0}{\lambda_0} (\theta_i - \theta_0) - j\alpha} = r_0 + \frac{\lambda_0 a_k / 2\pi n_c \cos \theta_0}{(\theta_i - \theta_0) - j \frac{\lambda_0 \alpha}{2\pi n_c \cos \theta_0}} \quad (4.5)$$

Finalement, le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant en fonction de l'angle d'incidence θ_i deviendra :

$$r(\theta_i) = r_0 + \frac{a_\theta}{(\theta_i - \theta_0) - j\Delta\theta} \quad (4.6)$$

avec :

$$\begin{aligned} a_\theta &= \frac{\lambda_0 a_k}{2\pi n_c \cos \theta_0} \\ \Delta\theta &= \frac{\lambda_0 \alpha}{2\pi n_c \cos \theta_0} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Une attention toute particulière sera faite lors de ces calculs. La largeur angulaire de résonance doit être exprimée en radians afin que ces formules soient vérifiées.

En conséquence, les paramètres phénoménologiques suivant l'angle d'incidence θ_i sont liés par les expressions (4.7) aux paramètres phénoménologiques suivant la fréquence spatiale k . Du point de vue d'une représentation dans le plan complexe, puisqu'un simple changement de variable a été effectué, le coefficient de réflexion sera un cercle identique au cercle en k . Par analogie à l'étude mathématique de la fonction $r(k)$, on vérifie que le rayon et le centre du cercle obtenus sont inchangés :

$$\begin{aligned} R &= \frac{|a_\theta|}{\Delta\theta} = \frac{|a_k|}{\alpha} \\ C &= r_0 + j \frac{a_\theta}{\Delta\theta} = r_0 + j \frac{a_k}{\alpha} \end{aligned}$$

c. Coefficient de réflexion suivant la longueur d'onde

Ici encore cette étude est justifiée : grand nombre d'applications à base de réseaux résonnants utilise la réponse spectrale. Dans notre application à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes, il est primordial de connaître cette réponse spectrale, notamment la largeur de résonance $\Delta\lambda$ comme nous le verrons dans le chapitre 6. Le problème est ici un peu plus complexe que dans les deux cas précédents. En effet, lorsque la longueur d'onde λ varie, la fréquence spatiale k varie mais l'indice effectif du guide aussi. Il n'est donc pas physiquement juste d'exprimer uniquement le coefficient de réflexion en remplaçant la fréquence spatiale par l'expression (3.13) en terme de longueur d'onde.

Pour démontrer le lien entre les paramètres phénoménologiques en terme de fréquence spatiale k et de longueur d'onde λ , l'approche via l'optique guidée est également nécessaire. La largeur de résonance en terme de fréquence spatiale sera la somme de deux contributions : une partie liée à la fréquence spatiale variant avec la longueur d'onde et une partie liée à la variation de la configuration du guide d'onde. L'équation de dispersion d'un guide d'onde plan (2.7) rappelée dans le chapitre 2 est alors employée pour déterminer la largeur spectrale $\Delta\lambda$. Nous allons calculer la variation de la constante de propagation β en fonction d'une variation élémentaire de longueur d'onde. Celle-ci dépend de deux quantités, soit :

$$\delta\beta = \left(\frac{\partial k}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} + \left(\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \delta\lambda \quad (4.8)$$

Dans les deux cas, la variation élémentaire est définie comme étant deux fois la largeur de résonance, soit $\delta\beta = 2\alpha$ et $\delta\lambda = 2\Delta\lambda$. L'expression (4.8) peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha = \left(\frac{\partial k}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} + \left(\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \Delta\lambda \quad (4.9)$$

Le paragraphe suivant est dédié aux détails des calculs menant à l'expression de la largeur spectrale de résonance en fonction du coefficient de radiation α . Le lecteur pourra directement passer à l'équation (4.13) s'il ne souhaite pas s'encombrer des détails du calcul.

Il convient donc de prendre en compte la largeur spectrale induite par la variation de la constante de propagation due à la variation de fréquence spatiale, tout comme dans les deux cas précédents (en fonction de θ_i et Λ). On trouve que :

$$\left(\frac{\partial k}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} = \frac{-2\pi n_c \sin \theta_0}{\lambda_0^2} \quad (4.10)$$

La variation de la constante de propagation due à la variation de la configuration du guide d'onde est également prise en compte. Pour ce faire, rappelons que $k_0 = 2\pi/\lambda$. On peut en déduire :

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{\partial \beta}{\partial k_0} \frac{\partial k_0}{\partial \lambda}$$

Etant donnée la relation $\beta = n_c k_0$ ou n_c représente l'indice effectif du mode guidé, on peut développer cette dernière expression :

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{\partial (n_e k_0)}{\partial k_0} \frac{\partial k_0}{\partial \lambda} = \frac{-2\pi}{\lambda^2} \left(n_e + k_0 \frac{\partial n_e}{\partial k_0} \right) \quad (4.11)$$

Exprimons maintenant k_0 à partir de l'équation de dispersion généralisée pour toute polarisation :

$$k_0 = \frac{1}{w_{eq} \sqrt{n_g^2 - n_e^2}} \left[\arctan \left(p_s \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(p_c \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + q\pi \right] \quad (4.12)$$

où q est le mode considéré et où le paramètre de polarisation p_i prend les valeurs $p_i = 1$ pour une polarisation transverse électrique et $p_i = n_g^2/n_i^2$ pour une polarisation transverse magnétique. En partant du fait que la dérivée des termes en arctangentes par rapport à l'indice effectif n_e valent :

$$\frac{\partial \arctan_i}{\partial n_e} = \frac{p_i n_e (n_g^2 - n_i^2)}{(n_g^2 - p_i n_i^2) + (p_i - 1) n_e^2} \sqrt{\frac{n_g^2 - n_e^2}{n_e^2 - n_i^2}},$$

la dérivée de k_0 par rapport à l'indice effectif s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_0}{\partial n_e} = & \frac{1}{w_{eq} \sqrt{n_g^2 - n_e^2}} \left[\frac{p_c n_e (n_g^2 - n_c^2)}{(n_g^2 - p_c n_c^2) + (p_c - 1) n_e^2} \sqrt{\frac{n_g^2 - n_e^2}{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{p_s n_e (n_g^2 - n_s^2)}{(n_g^2 - p_s n_s^2) + (p_s - 1) n_e^2} \sqrt{\frac{n_g^2 - n_e^2}{n_e^2 - n_s^2}} \right] \\ & + \frac{n_e}{w_{eq} \sqrt{n_g^2 - n_e^2}^3} \left[\arctan \left(p_s \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(p_c \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + m\pi \right] \end{aligned}$$

En remplaçant cette dernière dans l'expression (4.11), on obtient :

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} = \frac{-2\pi}{\lambda_0^2} \left[n_e + \frac{2\pi w_{eq}}{\lambda_0} \left/ \left\{ \frac{p_c n_e (n_g^2 - n_c^2)}{[(n_g^2 - p_c n_c^2) + (p_c - 1) n_e^2] \sqrt{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{p_s n_e (n_g^2 - n_s^2)}{[(n_g^2 - p_s n_s^2) + (p_s - 1) n_e^2] \sqrt{n_e^2 - n_s^2}} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{n_e}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}^3} \left[\arctan \left(p_s \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(p_c \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + m\pi \right] \right\} \right] \right]$$

Lorsque le mode fondamental est excité ($m=0$), la largeur spectrale $\Delta\lambda$ suivant la polarisation TE ou TM de l'onde s'écrit d'après l'expression (4.9) :

$$\begin{aligned}
 \Delta\lambda_{TE} &= \frac{-\alpha\lambda_0^2}{2\pi \left[n_c \sin \theta_0 + n_e + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{w_{eq}}{\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 - n_s^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}} \left[\arctan \left(\sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(\sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) \right] \right]} \\
 \Delta\lambda_{TM} &= \frac{-\alpha\lambda_0^2}{2\pi \left[n_c \sin \theta_0 + n_e + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{w_{eq}}{\frac{n_g^2}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{n_g^2}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_s^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}} \left[\arctan \left(\frac{n_g^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(\frac{n_g^2}{n_c^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) \right] \right]}
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Ainsi, il existe un lien de proportionnalité entre la largeur de résonance spectrale $\Delta\lambda$ et le coefficient de radiation α . Cependant, ce lien n'est pas suffisant pour donner l'allure de la représentation du coefficient de réflexion suivant une variation de la longueur d'onde dans le plan complexe : des considérations physiques sont alors nécessaires. Tout d'abord, la résonance a lieu pour les mêmes conditions d'excitation que précédemment, c'est à dire pour un angle d'incidence θ_0 , un pas de réseau Λ_0 et une longueur d'onde λ_0 . Le coefficient de réflexion à la résonance r_β est donc le même que dans les deux études précédentes. De plus, hors résonance, le coefficient de réflexion sera également le même puisque la réflexion de Fresnel varie peu autour de la résonance.

Le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant suivant une variation de la longueur d'onde est une fonction polaire comme montré dans le chapitre 2. Sa représentation graphique dans le plan complexe est donc un cercle ayant les mêmes propriétés que le cercle $r(k)$. De plus, les représentations $r(k)$ et $r(\lambda)$ possèdent deux points en commun : la réflexion à la résonance r_β ainsi que la réflexion de Fresnel r_0 . Ces deux points étant diamétralement opposés, les cercles $r(k)$ et $r(\lambda)$ sont identiques. Par conséquent ils ont le même centre C et le même rayon R . Par analogie à l'étude mathématique de la fonction $r(k)$, cette condition impose que :

$$\frac{a_k}{\alpha} = \frac{a_\lambda}{\Delta\lambda}.$$

En combinant cette expression avec l'expression (4.13), on obtient la relation suivante pour la constante de découplage a_λ :

$$\begin{aligned}
 a_{\lambda TE} &= \frac{-a_k \lambda_0^2}{2\pi \left[n_e + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{w_{eq}}{\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 - n_s^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}^3} \left[\arctan \left(p_s \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(\sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) \right]} \right]} \\
 a_{\lambda TM} &= \frac{-a_k \lambda_0^2}{2\pi \left[n_e + \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{w_{eq}}{\frac{n_g^2}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_c^2}} + \frac{n_g^2}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_s^2}} + \frac{n_e}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}^3} \left[\arctan \left(\frac{n_g^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) + \arctan \left(\frac{n_g^2}{n_c^2} \sqrt{\frac{n_e^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_e^2}} \right) \right]} \right]}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

En conséquence, les paramètres phénoménologiques suivant la longueur d'onde λ sont liés par les expressions (4.13) et (4.14) aux paramètres phénoménologiques suivant la fréquence spatiale k . Du point de vue de la représentation dans le plan complexe, le coefficient de réflexion sera un cercle confondu avec le cercle $r(k)$. Cependant, d'après l'expression (4.13) on constate que la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ est toujours de signe négatif. Par convention nous considérerons cette valeur comme positive et effectuerons les changements de signes nécessaires. On pourra écrire le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant suivant une variation de la longueur d'onde sous la forme :

$$r(\lambda) = r_0 - \frac{a_\lambda}{(\lambda - \lambda_0) + j\Delta\lambda} \tag{4.15}$$

Dans cette section, nous avons exprimé le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant par approche phénoménologique suivant trois paramètres : le pas du réseau Λ , l'angle d'incidence θ_i et la longueur d'onde λ . L'étude en pas de réseau n'est développée que dans le but d'apporter une confirmation supplémentaire de la théorie à l'aide de l'exemple numérique de la section 3 de ce chapitre. En revanche, les études en angle d'incidence et longueur d'onde sont utiles car un réseau résonnant est généralement conçu pour obtenir une certaine réponse angulaire ou spectrale suivant l'application visée. Pour notre objectif de mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves, la réponse spectrale sera utilisée. Les largeurs angulaire $\Delta\theta$ et spectrale $\Delta\lambda$ de résonance sont donc des paramètres importants pour la détermination de la

réponse utile à l'application d'un réseau résonnant. Il est cependant nécessaire de pouvoir les calculer à partir d'une réponse numérique ou expérimentale. La section suivante développe une telle méthode de caractérisation d'un réseau résonnant.

4.2 Caractérisation de réseaux résonnants à partir de l'étude phénoménologique

La connaissance exacte du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant passe par la détermination de ces quatre paramètres phénoménologiques : la réflexion de Fresnel r_0 , la constante de découplage a_k , le coefficient de rayonnement α et la constante de propagation du mode β . Le but est ici de déterminer ceux-ci par le biais d'une simple caractérisation expérimentale ou numérique spectrale ou angulaire du champ électrique réfléchi par un réseau résonnant. La méthode de caractérisation développée dans cette section pour la fréquence spatiale est extensible par analogie à l'angle d'incidence, au pas du réseau et à la longueur d'onde.

a. Détermination des coefficients

L'ensemble des résultats présentés ci-après a été publié dans la référence [Pietroy 2007]. La première valeur utile découlant de la caractérisation d'un réseau résonnant est la réflexion de Fresnel r_0 . Celle-ci est facilement identifiable puisqu'elle correspond au point de fermeture du cercle de réflexion. Ensuite, cette caractérisation donne la possibilité de déterminer le coefficient complexe de réflexion anormale r_M correspondant au maximum de réflectivité (module proche de 1), et notamment sa phase. La connaissance de r_M nous permet également d'identifier la condition d'excitation k_M permettant d'obtenir la réflexion anormale. De plus, le fait que le cercle de réflectivité soit tangent au cercle unité à la réflexion anormale implique que la droite passant par le point de réflexion anormale et l'origine du plan complexe est à la fois porteuse d'un diamètre du cercle unité et d'un diamètre du cercle de réflexion. En conséquence, le point diamétralement opposé à la réflexion anormale sur le cercle correspondra à un minimum de réflexion. Il est donc possible de déterminer le coefficient complexe du minimum de réflexion r_m

ainsi que sa phase. La connaissance de r_m nous permet également d'identifier la condition d'excitation k_m permettant d'obtenir le minimum de réflexion. Par conséquent, la connaissance en module et en phase de la réflexion anormale et du minimum de réflexion permet de retrouver la position du centre du cercle de réflectivité $C = \frac{r_M + r_m}{2}$ ainsi que son rayon R .

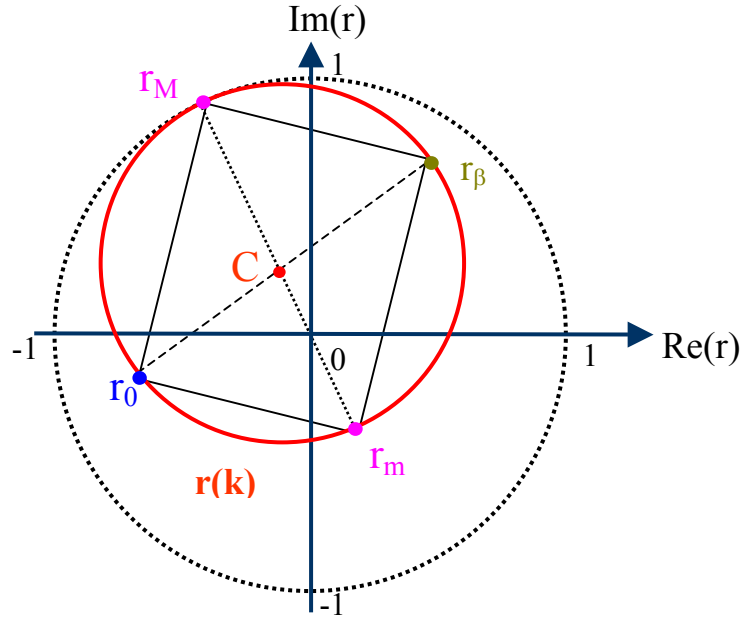


Figure 4.2 : représentation du coefficient de réflexion dans le plan complexe et positionnement du rectangle de réflexion.

Par l'expression (3.17), il a été démontré que le coefficient de réflexion à la condition de synchronisme r_β était le point diamétralement opposé à la réflexion de Fresnel r_0 sur le cercle représentant le coefficient de réflexion dans le plan complexe. Il en va de même pour le coefficient de réflexion anormale r_M et le minimum de réflexion r_m comme démontré par l'expression (3.16). $[r_\beta r_0]$ et $[r_M r_m]$ sont donc deux diamètres du cercle et par conséquent le quadrilatère $r_\beta r_0 r_m r_M$ est un rectangle comme le montre la figure 4.2. Cette remarque à elle seule va nous permettre de retrouver les paramètres phénoménologiques d'une structure à partir de la connaissance de ces quatre points. Le paragraphe suivant détaille les calculs menant aux principales expressions. Le lecteur pourra directement passer à l'expression (4.27) s'il ne souhaite pas s'encombrer des détails de calculs.

Puisque le quadrilatère $r_\beta r_0 r_m r_M$ est un rectangle, le triangle $r_M r_m r_0$ est rectangle en r_0 . On peut tout simplement appliquer la propriété de Pythagore :

$$|r_M - r_0|^2 + |r_m - r_0|^2 = |r_M - r_m|^2$$

Les phases des réflexions anormale φ_M et minimale φ_m étant les mêmes modulo π , $\cos(\varphi_m - \varphi_0)$ peut s'écrire $\pm \cos(\varphi_M - \varphi_0)$. A partir de l'expression précédente, on peut alors exprimer cette dernière quantité comme suit :

$$\cos(\varphi_M - \varphi_0) = \frac{|r_0|^2 \pm |r_M||r_m|}{|r_0|(|r_M| \pm |r_m|)} \quad (4.16)$$

Le quadrilatère $r_\beta r_0 r_m r_M$ étant un rectangle, ses diagonales ont même longueur, soit :

$$|r_M - r_m| = |r_\beta - r_0| \quad (4.17)$$

En élevant au carré les deux membres de l'égalité précédente puis en développant, on trouve :

$$|r_M|^2 + |r_m|^2 - 2|r_M||r_m|\cos(\varphi_M - \varphi_m) = |r_0|^2 + |r_\beta|^2 - 2|r_0||r_\beta|\cos(\varphi_0 - \varphi_\beta) \quad (4.18)$$

De plus ces deux diamètres sont sécants en le centre C du cercle. En combinant les équations (3.20) et (3.21) du chapitre 3 on écrira :

$$r_M + r_m = r_\beta + r_0 \quad (4.19)$$

En élevant au carré les modules de cette égalité complexe puis en développant, on obtient :

$$|r_M|^2 + |r_m|^2 + 2|r_M||r_m|\cos(\varphi_M - \varphi_m) = |r_0|^2 + |r_\beta|^2 + 2|r_0||r_\beta|\cos(\varphi_0 - \varphi_\beta) \quad (4.20)$$

En ajoutant membre à membre les expressions (4.18) et (4.20) puis en simplifiant par 2, la relation suivante est démontrée :

$$|r_M|^2 + |r_m|^2 = |r_0|^2 + |r_\beta|^2 \quad (4.21)$$

Maintenant nous allons nous concentrer sur le rapport complexe des nombres $r_M - r_0$ et $r_0 - r_m$. En développant ce quotient de nombres complexes à partir de l'expression du coefficient de réflexion (4.1) on obtient :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = -\frac{(k_m - \beta) - j\alpha}{(k_M - \beta) - j\alpha}$$

En multipliant numérateur et dénominateur par le complexe conjugué du dénominateur puis en regroupant parties réelles et parties imaginaires du quotient, le rapport précédent devient :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = - \frac{[(k_m - \beta)(k_M - \beta) + \alpha^2] + j\alpha(k_m - k_M)}{(k_M - \beta)^2 + \alpha^2} \quad (4.22)$$

Maintenant, toujours en utilisant le rectangle $r_\beta r_0 r_m r_M$, les segments $[r_0 r_m]$ et $[r_0 r_M]$ sont perpendiculaires. En d'autres termes, le rapport des complexes $r_0 - r_m$ et $r_0 - r_M$ est purement imaginaire :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = \pm j \frac{|r_M - r_0|}{|r_0 - r_m|} \quad (4.23)$$

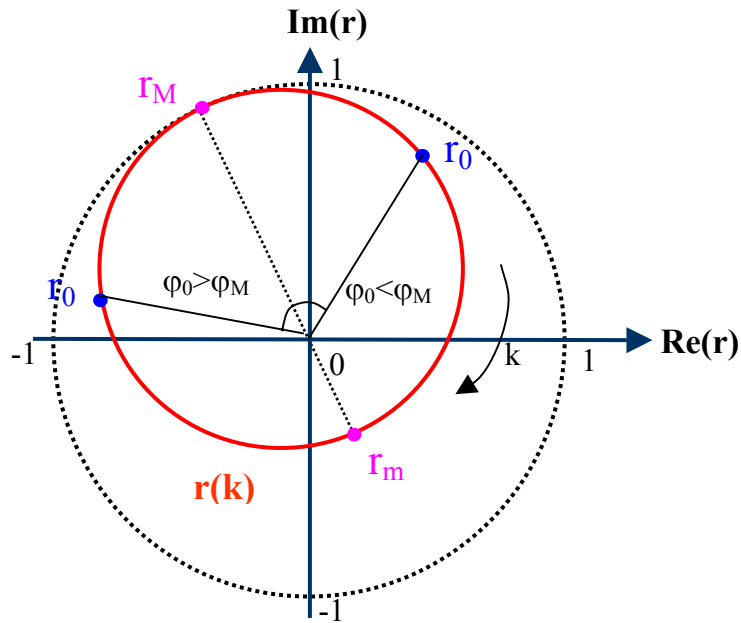


Figure 4.3: configuration du cercle suivant le signe de $\varphi_0 - \varphi_M$.

Le facteur $\pm j$ de l'expression (4.23) provient de la phase de $\pm \pi/2$ du quotient. D'après le sens trigonométrique de rotation sur le cercle suivant une variation croissante de k , on remarque que cette phase vaut $\pi/2$ lorsque le coefficient de réflexion passe par la réflexion anormale avant le minimum. On observera donc un signe positif lorsque $k_m > k_M$ et négatif lorsque $k_M > k_m$ comme le montre la figure 4.3.

Le signe de la phase relative de la réflexion de Fresnel $\varphi_0 - \varphi_M$ peut enfin s'écrire comme étant le signe opposé de $(k_M - k_m)$. Le développement de ces deux modules dans l'expression (4.23) donne :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = -\text{sign}(k_M - k_m) j \cdot \sqrt{\frac{|r_M|^2 + |r_0|^2 - 2|r_M||r_0|\cos(\varphi_M - \varphi_0)}{|r_m|^2 + |r_0|^2 - 2|r_m||r_0|\cos(\varphi_m - \varphi_0)}}$$

En substituant les termes cosinus par l'expression (4.16) puis en simplifiant par le facteur $(|r_M| + |r_m|)$, on obtient :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = -\text{sign}(k_M - k_m) j \cdot \sqrt{\frac{(|r_M|^2 + |r_0|^2)(|r_M| + |r_m|) - 2|r_M|(|r_M||r_m| + |r_0|^2)}{(|r_m|^2 + |r_0|^2)(|r_M| + |r_m|) - 2|r_m|(|r_M||r_m| + |r_0|^2)}}$$

Après développement puis simplification, on constate qu'il est possible de factoriser au numérateur et au dénominateur par $(|r_M| - |r_m|)$. Cette factorisation donne :

$$\frac{r_M - r_0}{r_0 - r_m} = -\text{sign}(k_M - k_m) j \sqrt{\frac{|r_M|^2 - |r_0|^2}{|r_0|^2 - |r_m|^2}}$$

Cette dernière est finalement égale à l'expression (4.22). L'égalité implique que la partie réelle de l'expression (4.22) soit nulle et sa partie imaginaire égale à une constante réelle ρ définie comme étant :

$$\rho = \sqrt{\frac{|r_M|^2 - |r_0|^2}{|r_0|^2 - |r_m|^2}} \quad (4.24)$$

Ces considérations aboutissent à deux équations :

$$\begin{cases} (k_m - \beta)(k_M - \beta) = -\alpha^2 \\ \frac{\alpha[(k_m - \beta) - (k_M - \beta)]}{(k_M - \beta)^2 + \alpha^2} = -\text{sign}(k_M - k_m) \rho \end{cases}$$

De la première égalité, nous déduisons que le produit $(k_m - \beta)(k_M - \beta)$ est toujours négatif. La constante de propagation est ainsi comprise entre les conditions de réflexion anormale k_M et le minimum de réflexion k_m . Cette première égalité permet de constater que la condition de

résonance ne correspond pas obligatoirement à la condition de maximum de réflexion. De cette expression, on peut également écrire que :

$$k_m - \beta = \frac{-\alpha^2}{k_M - \beta} \quad (4.25)$$

En substituant cette dernière dans la deuxième équation du système, on trouve que:

$$\text{sign}(k_M - k_m)\rho = \frac{\alpha}{k_M - \beta} = -\frac{k_m - \beta}{\alpha} \quad (4.26)$$

Cette double égalité permet d'écrire la somme $\frac{k_M - \beta}{\alpha} + \frac{-(k_m - \beta)}{\alpha}$ qui vaut :

$$\frac{k_M - \beta}{\alpha} - \frac{k_m - \beta}{\alpha} = \text{sign}(k_M - k_m) \left(\frac{1}{\rho} + \rho \right)$$

Soit après réduction des deux membres :

$$\frac{k_M - k_m}{\alpha} = \text{sign}(k_M - k_m) \frac{\rho^2 + 1}{\rho}$$

ou encore, en écrivant $k_M - k_m$ sous la forme $|k_M - k_m| \cdot \text{sign}(k_M - k_m)$ puis en simplifiant par la fonction signe :

$$\frac{|k_M - k_m|}{\alpha} = \frac{\rho^2 + 1}{\rho}$$

Le coefficient de radiation α est alors donné par :

$$\alpha = \frac{\rho}{\rho^2 + 1} |k_M - k_m| \quad (4.27)$$

A partir de la double égalité (4.26) et de l'expression (4.27), il est également possible de déterminer la constante de propagation β en fonction de k_m ou k_M . Afin de minimiser l'erreur sur cette valeur, une moyenne peut être calculée :

$$\beta = \frac{k_M + k_m}{2} + \frac{\rho^2 - 1}{2(\rho^2 + 1)} \text{sign}(k_M - k_m) |k_M + k_m|$$

D'où :

$$\beta = \frac{k_M + k_m}{2} + \frac{\rho^2 - 1}{2(\rho^2 + 1)}(k_M - k_m) \quad (4.28)$$

avec $\rho = \sqrt{\frac{|r_M|^2 - |r_0|^2}{|r_0|^2 - |r_m|^2}}$.

Enfin, d'après l'expression (4.1) calculée en $k = \beta$, le coefficient de découplage a_k est lié au coefficient de rayonnement α et aux coefficients de réflexion de Fresnel r_0 et de synchronisme r_β par :

$$a_k = -j\alpha(r_\beta - r_0) \quad (4.29)$$

La constante de propagation du mode β étant difficilement mesurable, le coefficient de réflexion à la condition de synchronisme r_β pourra être exprimé en fonction de la réflexion de Fresnel r_0 , de la réflexion anormale r_M et du minimum de réflexion r_m plus facilement approchés expérimentalement. On obtient alors d'après les équations (3.19) et (3.20) :

$$r_\beta = r_M + r_m - r_0$$

En injectant cette expression de r_β dans l'expression (4.29), la constante de découplage s'écrit sous la forme:

$$a_k = -j\alpha(r_M + r_m - 2r_0) \quad (4.30)$$

En conclusion, à partir d'une simple caractérisation expérimentale ou numérique d'un réseau résonnant au voisinage de la résonance, il est possible de retrouver tous les paramètres caractéristiques de la structure et l'expression du coefficient de réflexion. Le coefficient de radiation α et la constante de propagation β dépendent uniquement des modules des coefficients de réflexion anormale, minimale et de Fresnel ainsi que de la différence des fréquences spatiales excitant les réflexions anormale et minimale ($k_M - k_m$) respectivement suivant les expressions (4.27) et (4.28). La constante de découplage a_k nécessite en plus la phase de ces différentes réflexions comme le montre l'expression (4.30).

b. Extension de la méthode aux autres paramètres optogéométriques

Il vient d'être démontré qu'il est possible de remonter aux trois paramètres phénoménologiques d'un réseau résonnant à partir de la caractérisation de son coefficient de réflexion au voisinage de la résonance en terme de fréquence spatiale k . D'après la paragraphe 3.3 du chapitre 3, le même type de fonction mathématique représente le coefficient de réflexion en terme de longueur d'onde λ , d'angle d'incidence θ_i et de pas de réseau Λ . Les résultats du paragraphe 4.2.a sont donc transposables suivant ces différentes variables. Les expressions du paramètre de résonance, de la largeur de résonance et de la constante de découplage deviennent :

- dans le cas d'une caractérisation en pas de réseau Λ :

$$\begin{aligned}\Lambda_0 &= \frac{\Lambda_M + \Lambda_m}{2} + \frac{(\Lambda_M - \Lambda_m)(\rho^2 - 1)}{2(\rho^2 + 1)} \\ \Delta\Lambda &= \frac{\rho |\Lambda_M - \Lambda_m|}{\rho^2 + 1} \\ a_\Lambda &= -j\Delta\Lambda(r_\beta - r_0)\end{aligned}\tag{4.31}$$

- dans le cas d'une caractérisation angulaire :

$$\begin{aligned}\theta_0 &= \frac{\theta_M + \theta_m}{2} + \frac{(\theta_M - \theta_m)(\rho^2 - 1)}{2(\rho^2 + 1)} \\ \Delta\theta &= \frac{\rho |\theta_M - \theta_m|}{\rho^2 + 1} \\ a_\theta &= -j\Delta\theta(r_\beta - r_0)\end{aligned}\tag{4.32}$$

- dans le cas d'une caractérisation spectrale :

Il a été vu dans l'expression (4.13) que la largeur de résonance spectrale $\Delta\lambda$ est de signe opposé au coefficient de radiation α de la structure. Par convention $\Delta\lambda$ sera toujours positif. C'est pourquoi dans l'expression (4.33) un changement de signe est opéré pour les variables α et a_λ .

$$\begin{aligned}
 \lambda_0 &= \frac{\lambda_M + \lambda_m}{2} + \frac{(\lambda_M - \lambda_m)(\rho^2 - 1)}{2(\rho^2 + 1)} \\
 \Delta\lambda &= \frac{\rho|\lambda_M - \lambda_m|}{\rho^2 + 1} \\
 a_\lambda &= -j\Delta\lambda(r_\beta - r_0)
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

$$\text{avec } \rho = \sqrt{\frac{|r_M|^2 - |r_0|^2}{|r_0|^2 - |r_m|^2}} \tag{4.34}$$

A partir de la caractérisation numérique ou expérimentale d'un réseau résonnant suivant le paramètre considéré, il est possible de remonter aux paramètres phénoménologiques de la structure suivant ce paramètre par le biais du set d'expressions adapté ((4.31) pour le pas de réseau, (4.32) pour l'angle d'incidence, (4.33) pour la longueur d'onde). De plus il sera possible de remonter au coefficient de radiation α et à la constante de découplage a_k via les formules correspondantes du paragraphe 3.3.c.

4.3 Simulations numériques

Une méthode de caractérisation vient donc d'être développée. Cette section est consacrée à l'illustration de celle-ci par un exemple numérique. La structure de la figure 4.4 est ici considérée : il s'agit d'une couche de haut indice ($n_g = 2$) d'épaisseur $w_g = 270$ nm déposée sur un substrat de bas indice ($n_s = 1,5$). Un réseau de diffraction binaire de $\sigma = 120$ nm de profondeur et de $\Lambda_0 = 258,5$ nm de pas est gravé dans cette couche. Si l'on considère une onde incidente de longueur d'onde $\lambda_0 = 632,2$ nm polarisée TE, le mode fondamental du réseau résonnant sera excité pour un angle d'incidence $\theta_0 = 45^\circ$. Partant de ces conditions d'excitation du mode, une étude numérique de la structure à l'aide de la méthode modale vraie est effectuée grâce au programme développé par N. Lyndin [Lyndin 2006]. Le coefficient de réflexion est ainsi calculé au voisinage de la résonance en fonction du pas du réseau Λ , de l'angle d'incidence

θ_i puis de la longueur d'onde λ . Dans chaque cas, les paramètres phénoménologiques correspondant sont calculés puis les courbes du coefficient de réflexion suivant l'approche phénoménologique et les simulations numériques sont comparées. Enfin dans les trois cas, le coefficient de radiation est calculé puis comparé à la valeur donnée par la méthode modale vraie.

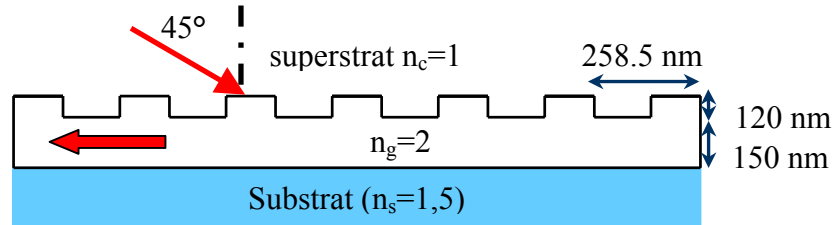


Figure 4.4 : schéma de la structure simulée numériquement.

a. Caractérisation en pas de réseau

La longueur d'onde est fixée dans ce paragraphe à $\lambda_0 = 632,2$ nm et l'angle d'incidence à $\theta_0 = 45^\circ$. Le coefficient de réflexion est calculé pour des valeurs de pas comprises entre 250 nm et 270 nm. On trouve que la réflexion anormale est obtenue pour un pas de réseau $\Lambda_M = 258,06$ nm. Le coefficient de réflexion a une amplitude $|r_M| = 1$ et une phase $\varphi_M = 1,73$ rad. Le minimum de réflexion de module $|r_m| = 0,21$ et de phase $\varphi_m = -1,41$ rad a lieu pour un pas de réseau de $\Lambda_m = 260,54$ nm. L'amplitude de la réflexion de Fresnel est trouvée égale à $|r_0| = 0,48$ et sa phase $\varphi_0 = -3,03$ rad. D'après l'expression (4.34), le facteur ρ de la structure vaut $\rho = 2,06$.

Les paramètres phénoménologiques peuvent alors être calculés à l'aide des expressions (4.31). On retrouve bien un pas de réseau excitant le mode $\Lambda_0 = 258,5$ nm, une largeur de résonance $\Delta\Lambda = 0,98$ nm, et une constante de découplage $a_\Lambda = 1,18\exp(-0,75j)$. Une comparaison entre les simulations numériques et l'approche phénoménologique du coefficient de réflexion du réseau résonnant est faite sur la figure 4.5. On constate que les deux représentations sont cohérentes. Une légère différence intervient sur la courbe d'amplitude pour les valeurs les plus éloignées de la résonance. Ceci est dû au fait que la réflexion de Fresnel n'est pas constante sur toute la plage de variation. Par conséquent, elle induit une erreur sur la représentation lorsque l'on s'éloigne de la résonance.

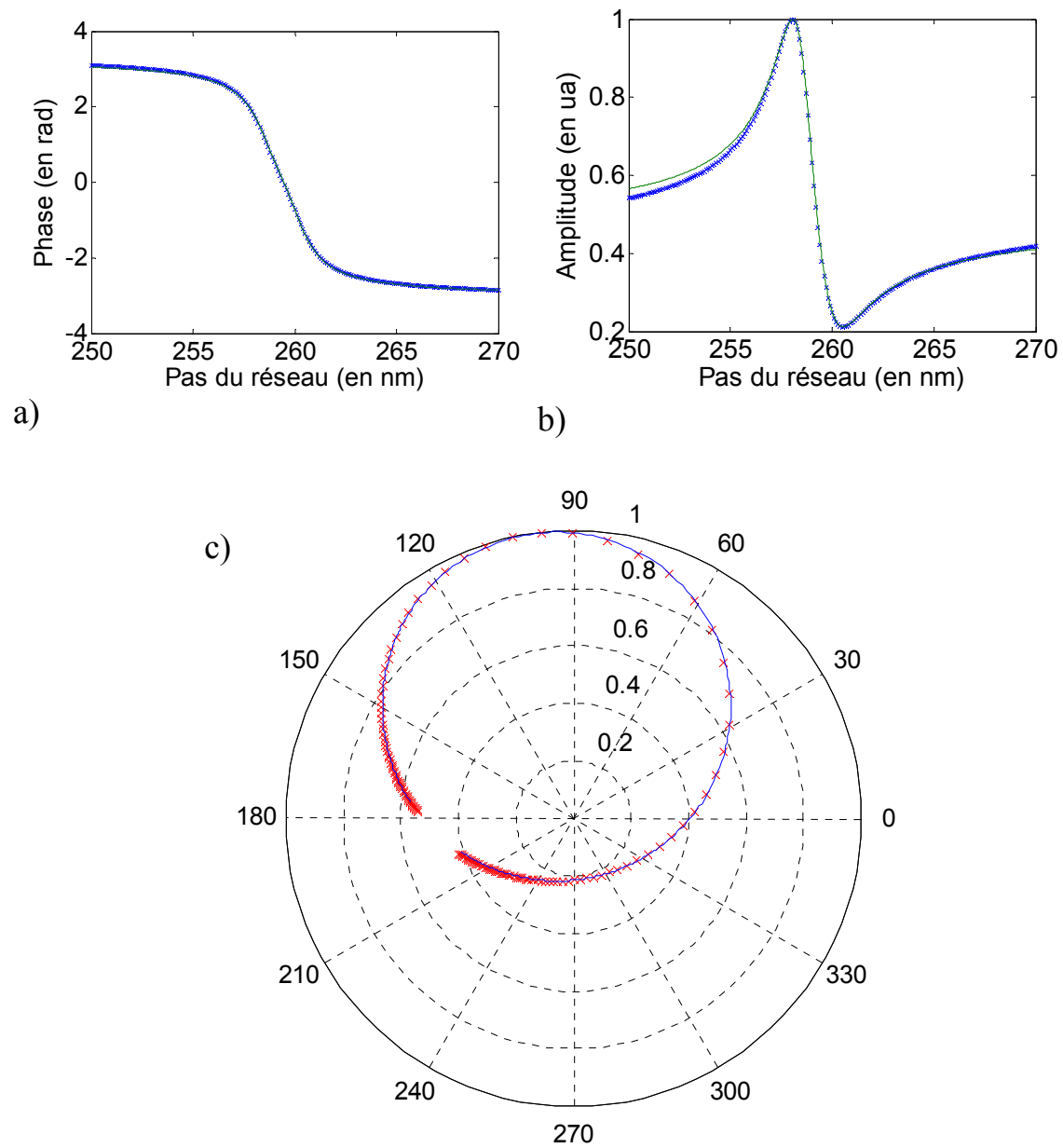


Figure 4.5 : a) phase et b) amplitude du coefficient du réflexion, puis c) représentation dans le plan complexe par simulations numériques (trait continu) et par caractérisation phénoménologique (croix) en fonction du pas du réseau.

En calculant le coefficient de radiation à l'aide de l'expression (4.4), on trouve que $\alpha = 917 \text{ cm}^{-1}$. La valeur donnée par la méthode modale vraie est de 913 cm^{-1} . Les résultats diffèrent donc très légèrement. L'erreur n'est que de 0,4%. Cet écart s'explique physiquement par

l'approximation faite dans notre modèle : la réflexion de Fresnel r_0 n'est pas strictement constante sur la plage de pas de réseau étudiée. Les valeurs des maximum et minimum de réflexion sont par conséquent légèrement modifiées.

b. Caractérisation angulaire

La longueur d'onde est toujours fixée dans cette caractérisation à $\lambda_0 = 632,2$ nm. Le pas du réseau est également maintenu : $\Lambda_0 = 258,5$ nm. Le coefficient de réflexion est calculé pour des angles d'incidences compris entre 35° et 55° . On trouve que la réflexion anormale est obtenue pour un angle d'incidence $\theta_M = 44,66^\circ$. Le coefficient de réflexion a alors une amplitude $|r_M| = 1$ et une phase $\varphi_M = 1,72$ rad. Le minimum de réflexion de module $|r_m| = 0,21$ et de phase $\varphi_m = -1,38$ rad a lieu pour un angle d'incidence de $\theta_m = 46,57^\circ$. L'amplitude de la réflexion de Fresnel est trouvée égale à $|r_0| = 0,46$ et sa phase $\varphi_0 = -3,01$ rad. D'après l'expression (4.34), le facteur ρ de la structure vaut $\rho = 2,17$.

Les paramètres phénoménologiques peuvent être calculés d'après les expressions (4.32). On trouve un angle d'excitation du mode $\theta_0 = 44,99^\circ$ proche de 45° , une largeur angulaire de résonance $\Delta\theta = 0,73^\circ$, et une constante de découplage $a_0 = 0,88\exp(-0,72j)$. Une comparaison entre les simulations et l'approche phénoménologique du coefficient de réflexion du réseau résonnant est faite sur la figure 4.6. On constate que les deux représentations sont cohérentes. On observe toujours une légère différence intervenant sur la courbe d'amplitude pour les valeurs les plus éloignées de la résonance.

En calculant le coefficient de radiation à l'aide de l'expression (4.7), on trouve que $\alpha = 893$ cm⁻¹. La valeur donnée par la méthode modale vraie est de 913 cm⁻¹. Les résultats diffèrent légèrement : l'erreur est de moins de 3%. Comme précédemment, cet écart s'explique par le fait que la réflexion de Fresnel r_0 varie légèrement sur la plage angulaire étudiée : les valeurs des maximum et minimum de réflexion sont légèrement modifiées.

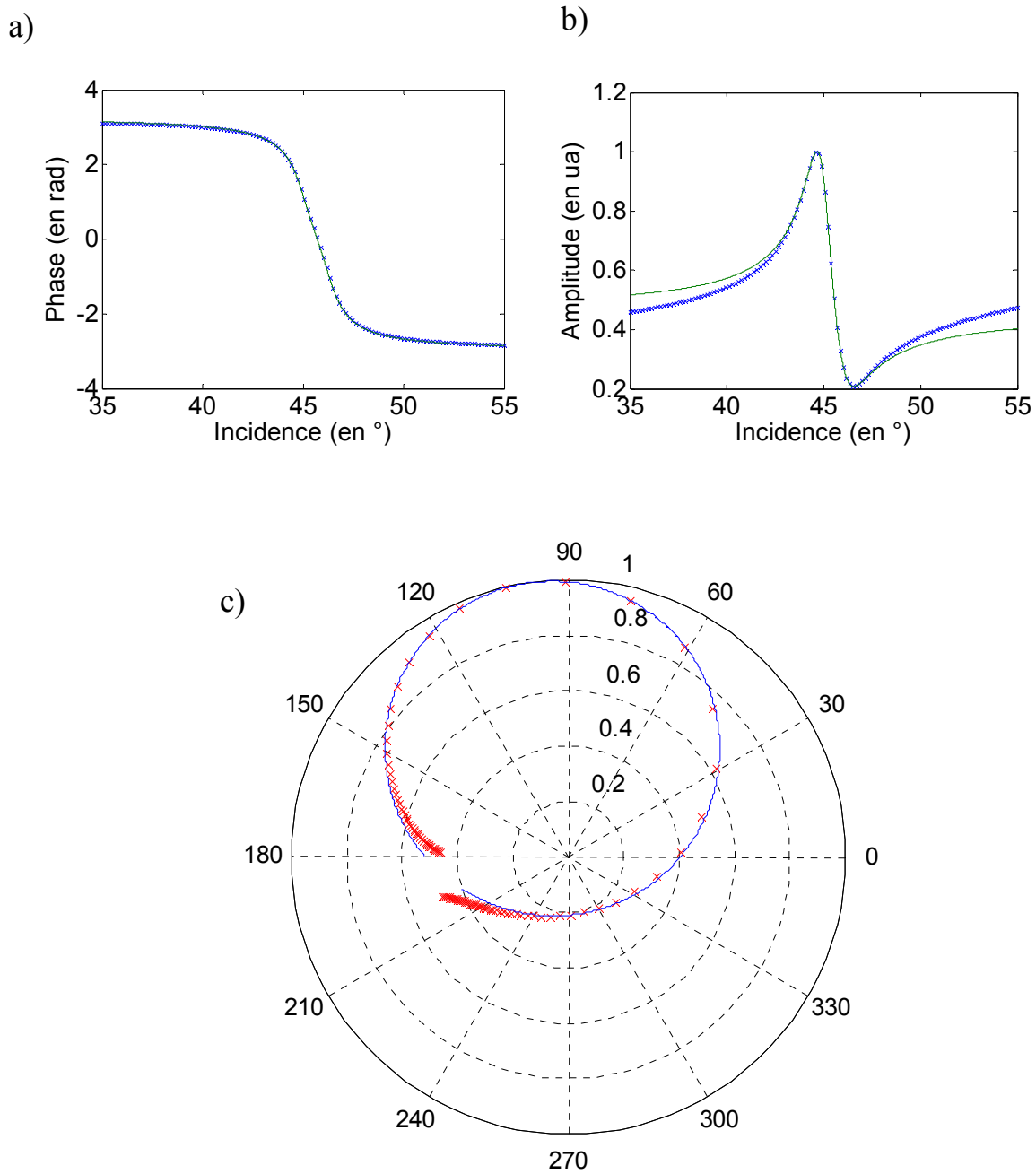


Figure 4.6 : a) phase et b) amplitude du coefficient du réflexion, puis c) représentation dans le plan complexe par simulations numériques (trait continu) et par caractérisation phénoménologique (croix) en fonction de l'angle d'incidence.

c. Caractérisation spectrale

Dans ce type de caractérisation numérique, la longueur d'onde λ varie. L'angle d'incidence et le pas du réseau sont fixés à $\theta_0 = 45^\circ$ et $\Lambda_0 = 258,5$ nm. Le coefficient de réflexion est calculé pour des longueurs d'ondes comprises entre 600 nm et 660 nm. On trouve que la réflexion anormale est obtenue pour une longueur d'onde $\lambda_M = 633,2$ nm. Le coefficient de réflexion a alors une amplitude $|r_M| = 1$ et une phase $\varphi_M = 1,73$ rad. Le minimum de réflexion de module $|r_m| = 0,22$ et de phase $\varphi_m = -1,43$ rad a lieu pour une longueur d'onde $\lambda_m = 627,8$ nm. L'amplitude de la réflexion de Fresnel est trouvée égale à $|r_0| = 0,47$ et sa phase $\varphi_0 = -3,00$ rad. D'après l'expression (4.34), le facteur ρ de la structure vaut $\rho = 2,09$.

Les paramètres phénoménologiques peuvent être calculés d'après les expressions (4.33). On trouve une longueur d'onde d'excitation du mode $\lambda_0 = 632,2$ nm conformément aux hypothèses de départ, une largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda = 2,1$ nm, et une constante de découplage $a_\lambda = 2,55\exp(-0,73j)$. Une comparaison entre les simulations et l'approche phénoménologique du coefficient de réflexion sur le réseau résonnant est faite sur la figure 4.7. On constate que les deux représentations sont cohérentes. On observe toujours une légère différence intervenant sur la courbe d'amplitude pour les valeurs les plus éloignées de la résonance.

Pour calculer le coefficient de rayonnement α de la structure, il est nécessaire de calculer l'indice effectif n_e du mode guidé ainsi que l'épaisseur équivalente w_{eq} du guide. L'indice effectif est donné par l'expression (2.15) présentée au chapitre 2 (p.44), soit dans notre cas $n_e = -1,7385$. Le signe négatif indique que le mode est contrapropagatif. Ce signe doit être négligé dans les calculs suivants puisque le sens de propagation du mode n'intervient pas dans l'optique guidée. Connaissant l'indice effectif du mode, il est également possible de calculer l'épaisseur équivalente du guide d'onde par le biais de l'équation de dispersion en polarisation TE (2.6). On obtient alors une épaisseur équivalente du guide d'onde $w_{eq} = 172$ nm. Le coefficient de rayonnement α de la structure découle de l'expression (4.7) : on trouve $\alpha = 898$ cm⁻¹. La valeur donnée par la méthode modale vraie est de 913 cm⁻¹. Les résultats diffèrent donc légèrement. L'erreur est de l'ordre de 2 % entre résultats numériques directs et analyse de ces mêmes données numériques. Ici encore, cet écart s'explique physiquement par l'approximation faite dans notre modèle : la réflexion de Fresnel r_0 n'est pas strictement constante sur la plage spectrale étudiée. Les valeurs des maximum et minimum de réflexion sont par conséquent légèrement modifiées.

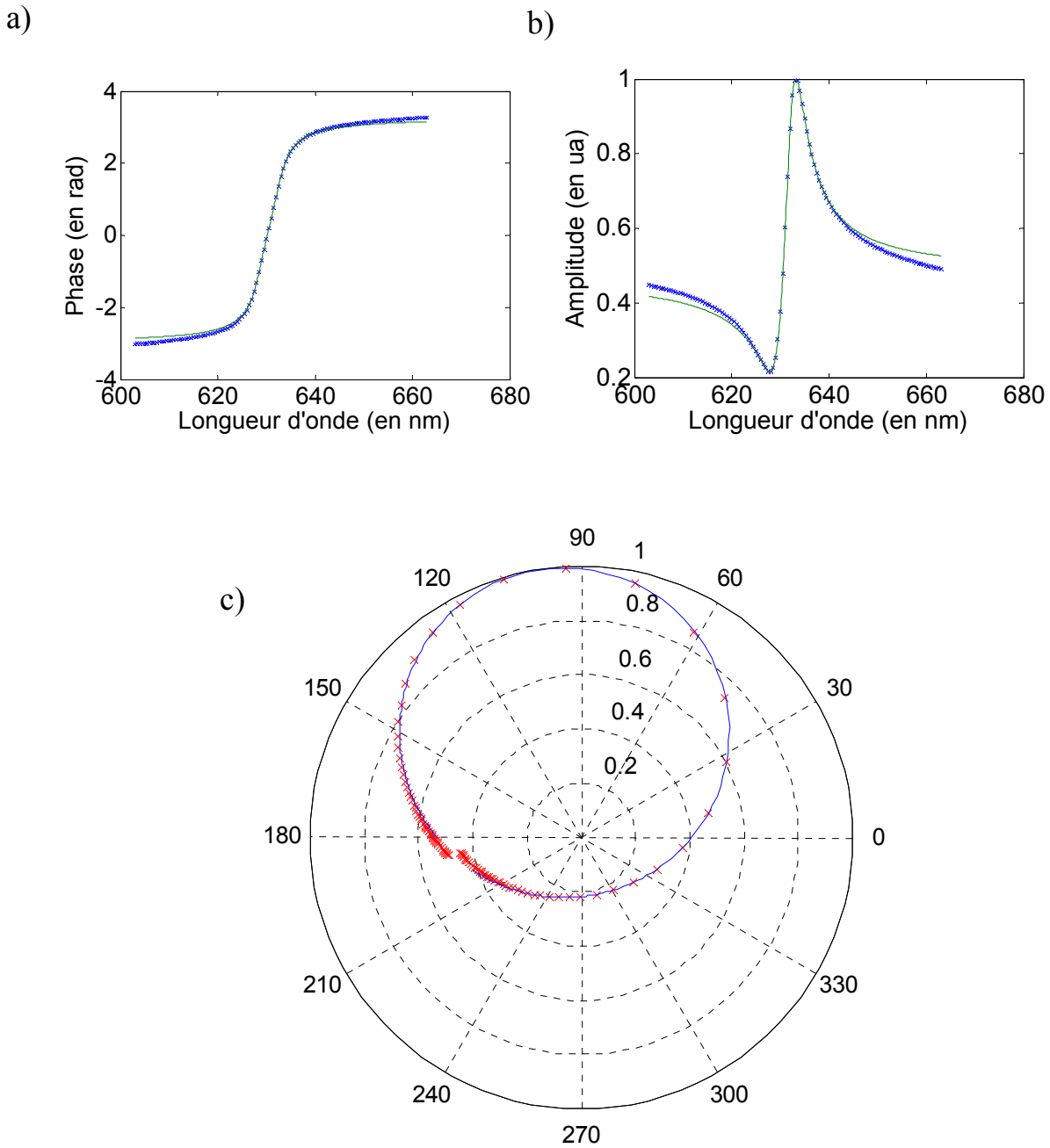


Figure 4.7 : a) phase et b) amplitude du coefficient du réflexion, puis c) représentation dans le plan complexe par simulations numériques (trait continu) et par caractérisation phénoménologique (croix) en fonction de la longueur d'onde.

4.4 Caractérisation expérimentale

La dernière section a permis de montrer que la caractérisation complète d'un réseau résonnant ne passe que par la détermination de trois points de réflexion facilement mesurables : la réflexion de Fresnel r_0 , la réflexion anormale r_M et le minimum de réflexion r_m . Dans le but de calculer la constante de propagation β grâce à l'expression (4.28) et du coefficient de rayonnement α grâce à l'expression (4.27), seuls les modules de ces coefficients de réflexion ainsi que les conditions d'excitation k_M de la réflexion anormale et k_m du minimum de réflexion sont nécessaires. La caractérisation de ces deux paramètres phénoménologiques est expérimentalement facile à mettre en œuvre. Dans le cas d'une caractérisation angulaire par exemple, une simple platine de rotation ainsi qu'un détecteur de puissance optique seront suffisants. Le problème survient lors de la détermination de la constante de découplage a_k . En effet, il est nécessaire d'avoir accès à la fois aux modules mais également aux phases des différentes réflexions. L'accès expérimental à celles-ci est plus compliqué. Cependant il est possible de s'en affranchir.

a. Méthode par mesures des modules uniquement

La première quantité à déterminer est le diamètre du cercle de réflexion du réseau résonnant. Un diamètre du cercle de réflexion est limité par la réflexion anormale r_M et le minimum de réflexion r_m . La connaissance en module de ces coefficients n'est cependant pas suffisante. Le problème consiste à savoir si le cercle contient ou non l'origine, soit encore à savoir si la phase au minimum de réflexion est égale à la phase de la réflexion anormale ou bien si un déphasage de π intervient. Pour ce faire, un simple dispositif polarimétrique peut être utilisé.

Une fois les modules $|r_M|$ et $|r_m|$ mesurés pour la polarisation excitant le réseau résonnant, on mesure le module du coefficient de réflexion $|r_p|$ pour la polarisation orthogonale. Si aucune résonance n'est excitée par cette polarisation d'onde suivant ces conditions d'incidence, cette réflexion peut être considérée comme constante. Ensuite la structure est éclairée par une onde polarisée linéairement à 45° du plan d'incidence. Un analyseur croisé à cette polarisation incidente est placé après la réflexion. Les deux composantes TE et TM réfléchies sont donc projetées suivant l'axe de l'analyseur et interfèrent. Les mesures dans la condition d'excitation de la réflexion anormale et minimale sont effectuées à nouveau. Dans le cas de la réflexion

anormale r_M , si le coefficient de réflexion r_p pointe dans la même direction alors les interférences seront constructives et la puissance optique mesurée sera supérieure à la moyenne quadratique de $|r_M|$ et $|r_p|$ correspondant au cas où r_p est orthogonal à r_M dans le plan complexe. Si les deux coefficients complexes pointent dans des directions opposées, alors les interférences seront destructives. En ce qui concerne le minimum de réflexion, si sa phase est la même que celle de la réflexion anormale ($\varphi_m = \varphi_M$), alors le type d'interférences sera identique. L'origine du plan complexe est alors hors du cercle et le diamètre du cercle de réflexion vaut $D = |r_M| - |r_m|$. Si $\varphi_m = \varphi_M + \pi$, les deux types d'interférences ont lieu. L'origine du plan complexe est alors inclus dans le cercle et le diamètre vaut $D = |r_M| + |r_m|$.

Maintenant que le diamètre du cercle est connu, on peut constater que la composante continue de la variation de phase n'influe que sur la position angulaire du cercle dans le plan complexe. Il est donc possible de prendre la phase à la réflexion anormale φ_M pour référence des phases. Ainsi, la réflexion anormale se retrouve positive sur l'axe des réels. De plus, la phase de la réflexion de Fresnel r_0 est calculable relativement à cette phase de la réflexion anormale par le biais de l'expression (4.16). Le signe sera choisi en fonction de l'inclusion ou non de l'origine du plan complexe dans le cercle par la méthode qui vient d'être détaillée précédemment.

Connaissant la phase relative ($\varphi_0 - \varphi_M$) de la réflexion de Fresnel r_0 ainsi que son module préalablement mesuré, deux solutions sont possibles pour positionner ce point sur le cercle de réflexion recentré sur l'axe réel. Ces deux solutions correspondent à un angle relatif positif ou négatif. Pour résoudre ce problème, il suffit de constater quel est le premier extremum rencontré lors d'une variation croissante de la fréquence spatiale k . En effet, le sens de rotation sur le cercle suivant cette variation est connu. Si le premier point est le minimum r_m ($k_m < k_M$), la réflexion de Fresnel est située avant ce point sur le parcours donc que l'angle relatif $\varphi_0 - \varphi_M$ est positif. Si le premier point est la réflexion anormale ($k_m > k_M$), alors l'angle relatif est négatif. Le module de la réflexion de Fresnel ainsi que sa phase relative à la réflexion anormale sont connus, le calcul de la constante de découplage peut être effectué via l'expression (4.30) modifiée :

$$|a_k| e^{j(\varphi_k - \varphi_M)} = -j\alpha \left(|r_M| \pm |r_m| - 2|r_0| e^{j(\varphi_0 - \varphi_M)} \right) \quad (4.35)$$

A partir de la simple mesure des modules des coefficients de réflexion anormale, minimale et de Fresnel, il est possible de caractériser tous les paramètres phénoménologiques à une constante de phase φ_M près. Une petite étape de mesure des modules par polarimétrie est également nécessaire

afin de déterminer la position de l'origine du plan complexe relativement au cercle de réflexion du réseau résonnant caractérisé. La courbe de réponse en amplitude du réseau résonnant sera obtenue de manière exacte alors que sa réponse en phase sera donnée à une constante près : la phase de la réflexion anormale. Ce problème n'est pas d'une grande importance dans les applications généralement visées où seule la modulation d'amplitude est utile.

Cette méthode peut ainsi être utilisée à partir d'un matériel classique. Les seules précautions sont à prendre au niveau de la source. En effet, les largeurs de résonance spectrale et angulaire peuvent être très fines suivant les applications. La divergence de la source ainsi que sa largeur spectrale doivent donc être suffisamment faibles devant les largeurs de résonance spectrale et angulaire de la structure de façon à avoir une résolution acceptable. Si tel n'est pas le cas, le coefficient de réflexion mesuré sera moyenné sur une certaine plage d'angle et de longueur d'onde. La conséquence sera une dilatation de la courbe : le minimum mesuré sera plus important et le maximum mesuré sera plus faible que leurs valeurs réelles. Les courbes de phase et d'amplitude seront également élargies. Dans le plan complexe, il en résultera un aplatissement du cercle de réflexion autour dans la zone de résonance. Si le minimum de réflexion r_m est en module proche de la réflexion de Fresnel r_0 , il se peut qu'expérimentalement la condition de minimum de réflexion ne soit pas identifiable rendant par conséquent la caractérisation impossible.

b. Caractérisation ellipsométrique d'une structure

La méthode générale développée précédemment a été testée sur un réseau résonnant fabriqué pour une application de capteur biologique. De tels capteurs permettent d'estimer la quantité d'espèces biologiques en solution aqueuse présentes à la surface du réseau résonnant. Ces cellules induisent un changement de l'indice de réfraction du substrat "vu" par le champ modal à la surface du guide donc une variation de l'indice effectif du mode guidé qui est mesuré [Bernard 1995]. Il s'agit d'une structure purement diélectrique constituée d'une couche d'épaisseur w de l'ordre de 180 nm de haut indice $n_g = 1,9$ jouant le rôle de guide d'onde plan déposée sur un substrat d'indice n_s dans lequel est gravé un réseau de diffraction à profil rectangulaire de profondeur σ et de pas $\Lambda = 360$ nm. La structure est corruguée aux deux interfaces substrat et superstrat comme le montre la figure 4.8. Le guide d'onde plan est alors excité via l'ordre -1 diffracté par le réseau dans le guide.

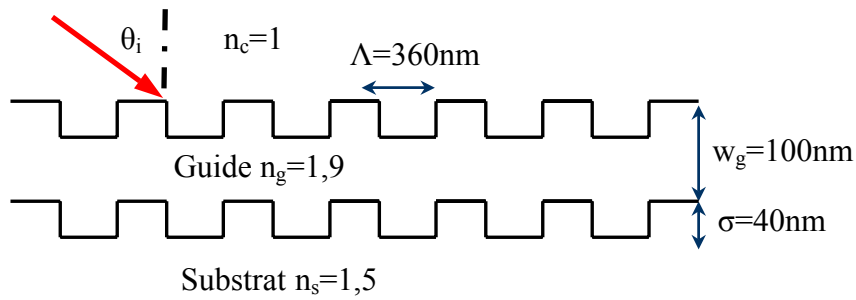


Figure 4.8 : schéma de la structure caractérisée ellipsométriquement.

La caractérisation de cette structure est réalisée de façon complète par ellipsométrie [Azzam 1987]. Le principe de l'ellipsométrie est de mesurer le rapport complexe des coefficients de réflexion TE et TM. Dans notre cas, la résonance a lieu pour une onde polarisée TE. Le coefficient de réflexion reste constant pour une polarisation TM. Les mesures vont donner les réponses angulaires en amplitude pondérée par l'amplitude du coefficient de réflexion TM et en phase relative à la phase de la réflexion TM. Dans le but d'une détermination du coefficient de rayonnement α et de la constante de propagation β , il n'est pas nécessaire de se ramener aux valeurs exactes. Cependant le coefficient de découplage angulaire a_0 sera calculé dans ces conditions de façon à comparer les résultats obtenus aux résultats expérimentaux.

Nous avons donc réalisé des mesures par ellipsométrie sur des échantillons adaptés. L'instrument utilisé est le modèle GES5E de Sopra. Les détails techniques de l'appareil sont disponibles sur le site du fabricant [Sopra 2007]. La source est une source xénon à arc court. La raie considérée a une longueur d'onde $\lambda_0 = 764$ nm et une largeur spectrale de l'ordre de 0,2 nm. De plus les différentes raies de la source sont suffisamment espacées spectralement de sorte que la raie considérée est isolée dans le spectromètre de résolution nanométrique. Le dispositif de caractérisation expérimental a donc une largeur spectrale de l'ordre de 0,2 nm. La lumière issue de la source est injectée dans une fibre de 200 μm de cœur. La lumière issue de cette fibre est focalisée par une lentille de 130 mm de focale ce qui implique une divergence du faisceau incident sur le réseau résonnant de l'ordre de 0,1°.

Le module et la phase du rapport complexe des réflexions TE par TM sont donc mesurés suivant la méthode standard avec un polariseur fixe à 45°. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.9.

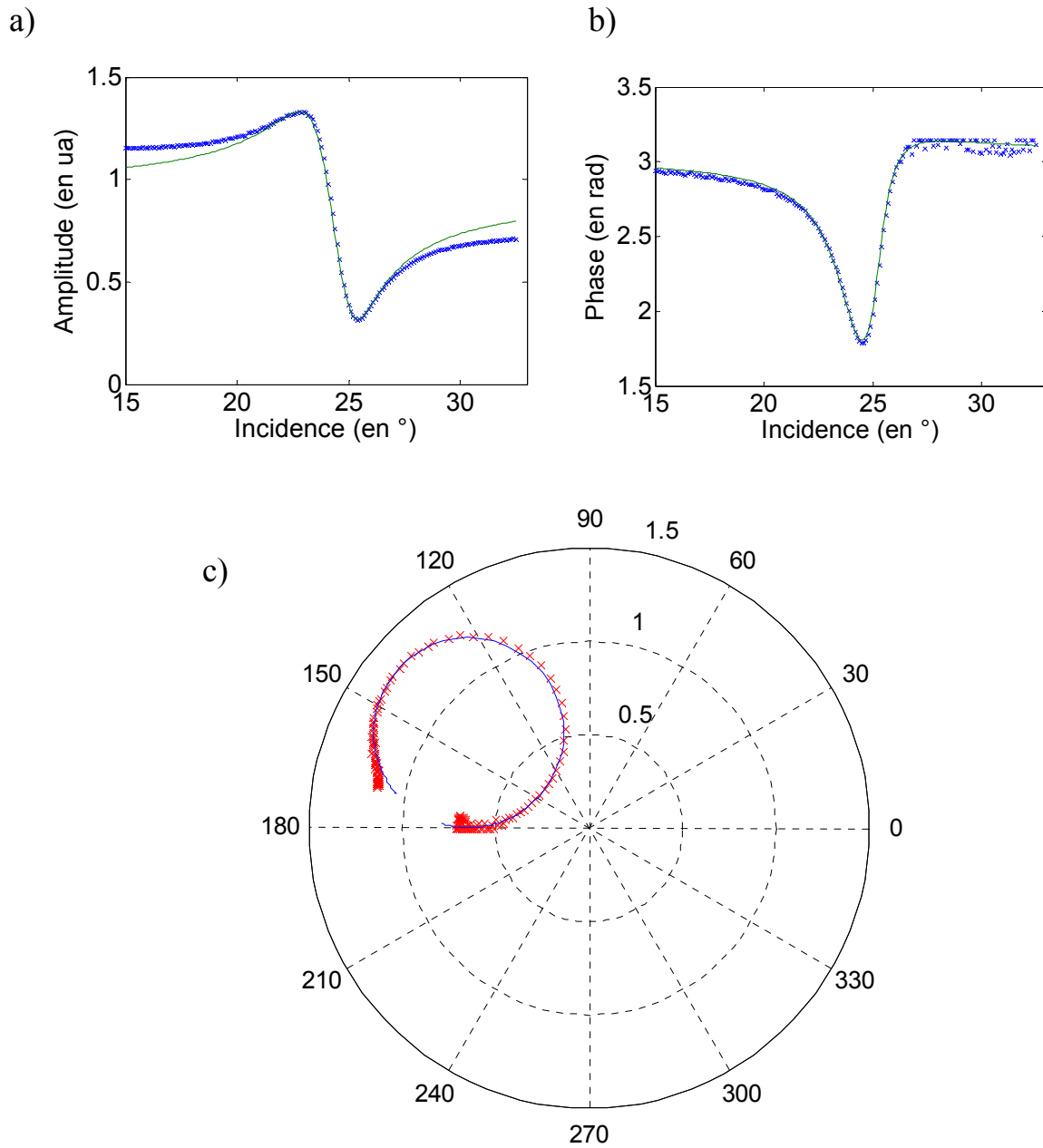


Figure 4.9 : a) phase et b) amplitude du coefficient du réflexion, puis c) représentation dans le plan complexe par mesure ellipsométriques (trait continu) et par caractérisation phénoménologique expérimentale (croix) en fonction de l'angle d'incidence.

Le coefficient de réflexion est mesuré pour des angles d'incidence compris entre 15° et 35°. On trouve que la réflexion anormale est obtenue pour un pas de réseau $\theta_M = 22,8^\circ$. Le coefficient de réflexion a alors une amplitude pondérée $|r_M| = 1,33$ et une phase relative $\varphi_M = 2,48$ rad. Le

minimum de réflexion de module pondéré $|r_m| = 0,32$ et de phase relative $\varphi_m = 2,43$ rad a lieu pour un angle d'incidence de $\theta_m = 25,4^\circ$. L'amplitude de la réflexion de Fresnel est trouvée égale à $|r_0| = 0,94$ et sa phase $\varphi_0 = 3,04$ rad. D'après l'expression (4.34) le facteur ρ de la structure vaut $\rho = 1,06$.

Les paramètres phénoménologiques peuvent être alors calculés d'après les d'expressions (4.32). On trouve un angle d'excitation du mode $\theta_0 = 24,03^\circ$ proche de 25° , une largeur de résonance $\Delta\theta = 1,3^\circ$, et une constante de découplage $a_0 = 1,32\exp(-0,61j)$. Une comparaison entre les simulations et l'approche phénoménologique du coefficient de réflexion sur le réseau résonnant est faite sur la figure 4.8. On constate que les deux représentations sont cohérentes. La légère différence intervenant sur la courbe d'amplitude pour les valeurs les plus éloignées de la résonance est due au fait que la réflexion de Fresnel varie légèrement sur la plage angulaire étudiée. Le coefficient de rayonnement est calculé à l'aide de l'expression (4.7) : on trouve $\alpha = 1702 \text{ cm}^{-1}$.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une méthodologie de caractérisation phénoménologique des réseaux résonnants a été développée. La détermination des paramètres phénoménologiques d'une structure est ainsi possible par la simple caractérisation numérique ou expérimentale en module des coefficients de réflexion de Fresnel, anormale et le minimum de réflexion. Une petite étape d'observations polarimétriques est également nécessaire afin de déterminer la position de l'origine du repère complexe par rapport au cercle de réflexion.

Le lien entre les paramètres phénoménologiques suivant différentes variables considérées a également été déterminé. Les variables considérées sont tout d'abord la fréquence spatiale, par intérêt physique, puis le pas du réseau par but pédagogique. Cependant, les paramètres étudiés les plus intéressants sont la longueur d'onde et l'angle d'incidence. En effet, ce sont souvent ces caractéristiques qui sont utilisées suivant l'application visée.

Des simulations numériques dans les différents cas ont été menées sur la même structure donnant des résultats voisins et confirmant ainsi la plausibilité de la représentation dans le plan complexe

et de la passerelle échafaudée entre représentations polaire et modale. Une structure a également été étudiée expérimentalement par le biais d'une caractérisation expérimentale ellipsométrique. Ceci a permis de révéler les différents problèmes techniques que l'on peut rencontrer lors de cette caractérisation, de définir les conditions expérimentales adéquates et avant tout que la caractérisation expérimentale de ces paramètres phénoménologiques est possible.

La réponse spectrale d'un réseau résonnant est maintenant déterminée. Cet élément optique joue donc le rôle de modulateur spectral de lumière en amplitude et en phase pouvant moduler la forme temporelle d'une impulsion ultra-brève. Dans le chapitre suivant, nous allons nous appliquer à développer un modulateur de phase quasi-pur basé sur le réseau résonnant.

Chapitre 5

Le miroir résonnant

5.1 Vers un modulateur de phase pure

Le chapitre précédent a permis la représentation du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant suivant l'approche phénoménologique des modes couplés. Cette étude a abouti à plusieurs propriétés intéressantes du coefficient de réflexion permettant entre autre l'établissement d'une méthode de caractérisation des paramètres phénoménologiques d'un réseau résonnant. Dans ce chapitre nous allons étendre cette étude au cas plus particulier d'une structure 100% réfléchissante sur une large bande : le miroir résonnant. Ce composant optique n'aura pour effet que d'induire un déphasage à l'onde réfléchie. Il s'agit donc d'un modulateur de phase pur.

a. Principe du miroir résonnant

Le concept de miroir résonnant est simple. Il s'agit d'un réseau résonnant réfléchissant la totalité de l'onde excitatrice dans le milieu incident sur une large bande spectrale ou angulaire. Ce miroir aura la particularité de n'induire qu'un déphasage pur à l'onde incidente. Il suffit donc d'annihiler la modulation d'amplitude en empêchant toute perte énergétique liée à la transmission de l'onde et à sa diffraction dans les ordres autres que zéro.

La solution au problème de pertes par transmission est simple : il suffit de placer un miroir en guise de substrat. Ainsi, sur une large bande spectrale, toute l'onde sera réfléchie sans perte théoriquement dans le milieu incident.

La solution au problème de pertes par les ordres diffractés n'est guère plus compliquée : il suffit de réduire le pas du réseau de diffraction de façon à ce qu'aucun champ propagatif ne soit diffracté dans le milieu incident. Cependant, il convient quand même d'avoir au minimum un ordre diffracté dans le guide afin d'exciter le mode (cf. fig. 5.1). Cette double-condition se traduit sur la constante de propagation β du mode par :

$$-n_g k_0 \leq \beta \leq -n_c k_0 \quad (5.1)$$

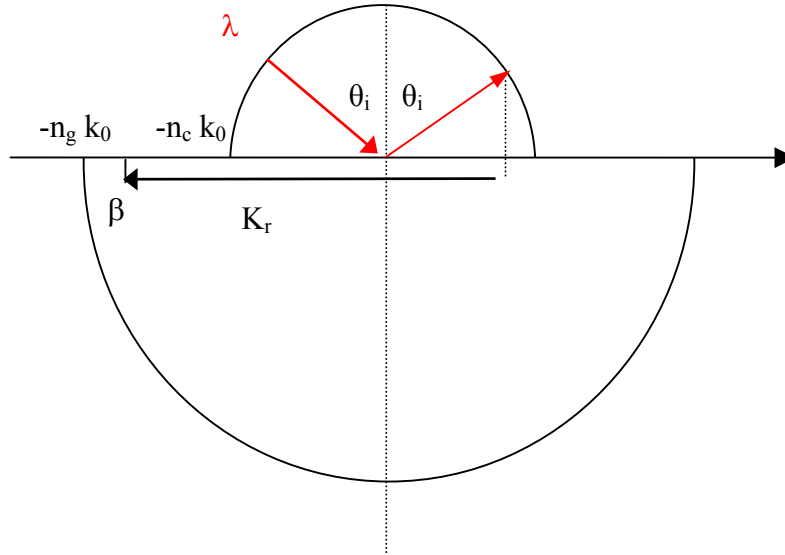


Figure 5.1 : représentation dans l'espace réciproque d'un réseau résonnant à la condition de synchronisme.

D'après l'équation (2.14) exprimant la constante de propagation β du mode à l'aide de la formule des réseaux de diffractions en transmission (p.44), le pas du réseau de diffraction Λ doit vérifier l'inégalité suivante afin qu'un seul ordre ne soit diffracté dans le guide et aucun dans le milieu incident :

$$\frac{\lambda_0}{n_g + n_c \sin \theta_i} \leq \Lambda \leq \frac{\lambda_0}{n_c (1 + \sin \theta_i)} \quad (5.2)$$

où n_g et n_c sont respectivement les indices de réfraction du guide et du milieu incident, θ_i l'angle d'incidence du faisceau de longueur d'onde λ_0 .

Le miroir résonnant est donc un simple réseau résonnant dont le substrat est un miroir et dont le pas Λ satisfait l'équation (5.2). Ainsi, l'onde n'a qu'une possibilité pour fuir la structure : l'ordre zéro réfléchi. Ce composant optique fonctionne donc comme un miroir. Par conséquent, pour un angle donné, l'onde incidente excitera le mode du guide mais n'affectera pas sa réponse en amplitude. Seule la phase sera changée suivant la condition d'excitation. Si le paramètre d'étude est la longueur d'onde, alors ce composant est un modulateur de phase spectrale pur. Le schéma du miroir résonnant basique est exposé dans la figure 5.2.

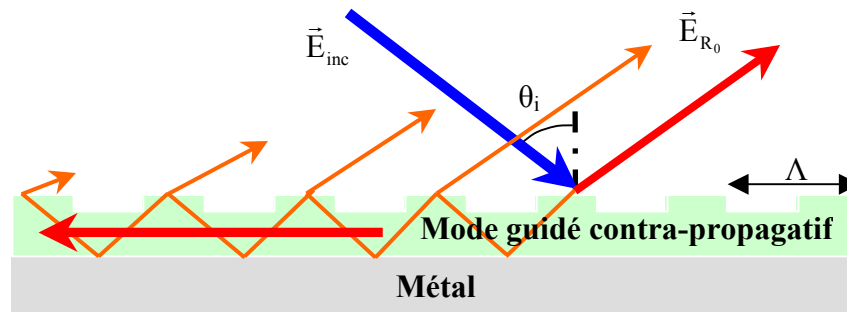


Figure 5.2 : schéma de principe du miroir résonnant.

b. Phase spectrale induite par le déphaseur

Un modulateur de phase pur est donc concevable à partir d'un simple réseau résonnant. Ce composant optique, appelé miroir résonnant, permet donc de n'apporter aucune modulation d'amplitude à l'onde incidente quelle que soit sa désynchronisation avec la condition d'excitation du mode guidé. Le module du coefficient de réflexion sera donc toujours de 100%. Cependant, l'onde incidente se couple quand même au mode. Ceci se traduit par un déphasage uniquement. Nous avons vu dans le chapitre précédent que ce déphasage varie en fonction de la désynchronisation de l'onde excitatrice avec le mode. En conséquence, la phase spectrale induite par la structure varie en fonction de la longueur d'onde. En vue d'une mise en application de ce modulateur de phase pure, il est nécessaire de connaître les fonctions de phases auxquelles il donne accès. Pour ce faire, l'étude menée précédemment sur le coefficient de réflexion va être approfondie dans le cas spécifique du miroir résonnant. Cette étude sera basée sur l'évolution de

la longueur d'onde λ , mais une étude analogique donnera des résultats identiques en terme de fréquence spatiale k ou d'angle d'incidence θ_i .

Par l'expression (4.15) du chapitre 4, nous avons montré qu'il était possible d'écrire le coefficient de réflexion d'un réseau résonnant suite à une excitation par une onde plane monochromatique sous la forme :

$$r(\lambda) = r_0 - \frac{a_\lambda}{(\lambda - \lambda_0) + j\Delta\lambda} \quad (5.3)$$

où r_0 est la réflexion de Fresnel (hors résonance), λ_0 la longueur d'onde d'excitation du mode, a_λ une constante complexe liée au coefficient de couplage κ , et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de résonance. Dans le cas d'un miroir résonnant, si le miroir est considéré parfait donc sans perte, le coefficient de réflexion de la structure a toujours un module égal à 1 en particulier la réflexion de Fresnel. La représentation polaire du coefficient de réflexion est donc un cercle de rayon 1 et tangent au cercle unité à la résonance. Par conséquent ce sera le cercle unité et son centre C sera l'origine du repère.

$$z_0 = r_0 + j \frac{a_\lambda}{2\Delta\lambda} = 0$$

Dans ce cas, le coefficient de découplage a_λ est étroitement lié à la réflexion de Fresnel r_0 puisque isoler a_λ dans l'expression précédente conduit à :

$$a_\lambda = 2j\Delta\lambda r_0 \quad (5.4)$$

Remarquons que comme $|r_0| = 1$, $|a_\lambda| = 2\Delta\lambda$ et le coefficient de réflexion s'écrit :

$$r(\lambda) = r_0 \left(1 - \frac{2j\Delta\lambda}{(\lambda - \lambda_0) + j\Delta\lambda} \right)$$

Après regroupement puis simplification, on obtient :

$$r(\lambda) = r_0 \left(\frac{(\lambda - \lambda_0) - j\Delta\lambda}{(\lambda - \lambda_0) + j\Delta\lambda} \right) = r_0 \left(\frac{j(\lambda - \lambda_0) + \Delta\lambda}{j(\lambda - \lambda_0) - \Delta\lambda} \right)$$

d'où :

$$r(\lambda) = r_0 \cdot \left(\frac{(\Delta\lambda + j(\lambda - \lambda_0))^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \Delta\lambda^2} \right) = e^{j\left(\varphi_0 + 2\arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)\right)}$$

Le déphasage spectral induit par l'excitation d'un mode dans un réseau résonnant s'écrit donc :

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0 + 2\arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right) \quad (5.5)$$

Le miroir résonnant permet de générer des profils spectraux (ou angulaires) de phase suivant une fonction arctangente de 2π d'amplitude. Ce profil est le seul possible ce qui est un inconvénient majeur pour un modulateur de phase : le miroir résonnant est statique. Le seul paramètre encore inconnu analytiquement reste la largeur de résonance. Cette quantité est étroitement liée au coefficient de rayonnement α comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.1. La largeur de résonance dépend donc, comme le coefficient α , de la « force » du réseau (profondeur, facteur de remplissage et contraste d'indice), c'est à dire de la capacité du réseau à diffracter l'énergie dans les ordres autres que zéro. La largeur de résonance, adaptable par le biais des paramètres optogéométriques, est le seul paramètre permettant de modifier le déphasage. Il sera possible d'adapter l'étendue spectrale de la variation de phase à l'aide de ce paramètre.

5.2 Adaptation de la largeur de résonance

Nous venons de voir que la fonction de phase induite par un miroir résonnant à travers la résonance est une fonction arctangente d'amplitude 2π dont la largeur spectrale est ajustable par le biais des paramètres optogéométriques. Ce paramètre est étroitement lié au coefficient de rayonnement α . Il est donc possible de concevoir un modulateur de phase spectrale pur à l'aide d'un réseau résonnant. De plus, ce composant diffractif sera également un modulateur de phase angulaire pur, par exemple pour une application comme une lame anisotrope à déphasage accordable en fonction de l'angle d'incidence.

Etudier la variation de la largeur spectrale ou angulaire de résonance revient donc à étudier la variation du coefficient de rayonnement α de la structure. Deux visions du problème permettent

de trouver un moyen d'ajuster ce coefficient α : une vision générale du réseau résonnant ainsi qu'une étude de la matrice de diffraction dans le cas particulier du miroir résonnant.

a. Positionnement du problème de l'ajustement de la largeur de résonance

Le coefficient de rayonnement α est un paramètre phénoménologique. Il a donc une signification physique mais sa relation analytique avec les paramètres opto-géométriques de la structure n'est pas directe. En d'autres termes il est impossible de déterminer directement la structure qui nous donnera sous certaines conditions d'incidence prédéfinies les paramètres phénoménologiques recherchés. Ce problème est connu sous le nom de problème inverse. Généralement celui-ci est même plus complexe puisque pour les applications à base de réseaux résonnants certaines conditions sont imposées. En effet, les applications orientées filtres pour les télécommunications imposent une réflexion de 100% pour une longueur d'onde spécifique λ_0 et sur une bande spectrale très étroite (grand coefficient de radiation). Pour d'autres applications comme les capteurs biologiques par exemple, on souhaite généralement avoir un fort contraste entre la réflexion anormale et hors résonance : on impose donc une réflexion de Fresnel r_0 nulle. Dans cette section, nous allons étudier l'évolution du coefficient de rayonnement α ainsi que des largeurs de résonance angulaire $\Delta\theta$ et spectrale $\Delta\lambda$ suivant une variation des paramètres optogéométriques de la structure.

b. Adaptation de la largeur de résonance sous conservation de la configuration équivalente guide d'onde d'un réseau résonnant

Le but est ici de trouver une méthode permettant d'atteindre une largeur de résonance angulaire ou spectrale voulue. Ces paramètres sont liés de façon proportionnelle au coefficient de rayonnement α par les expressions (4.7) et (4.13). Or il est connu dans la littérature que ce coefficient α varie de façon croissante avec la profondeur σ du réseau de diffraction [Sychugov 1980]. Il est donc facile d'adapter le coefficient de rayonnement de la structure en ajustant la profondeur du réseau. Cependant, si seul ce paramètre varie, l'épaisseur équivalente et par conséquent l'indice effectif du guide varieront.

En ce qui concerne la largeur de résonance angulaire $\Delta\theta$ (expression (4.7) p.85), la constante de proportionnalité est liée à la longueur d'onde λ_0 , l'indice du superstrat n_c ainsi qu'à l'angle d'incidence excitant le mode θ_0 . Cette angle est celui qui permet d'exciter le mode et correspond donc à un indice effectif n_e qui lui-même dépend de l'épaisseur équivalente de guide d'onde w_{eq} . Toute modification de l'indice effectif ou de l'épaisseur équivalente du guide d'onde induira donc une modification dans la constante de proportionnalité entre le coefficient de radiation et la largeur de résonance angulaire. La largeur de résonance spectrale $\Delta\lambda$ (expression (4.13) p.88) est, quant à elle, liée au coefficient de rayonnement par une constante de proportionnalité dépendant directement de l'indice effectif et de l'épaisseur équivalente du guide d'onde. En conséquence, si le coefficient de rayonnement varie de manière monotone il n'en sera pas forcément de même pour les largeurs de résonance. Il faut donc garder les relations de proportionnalité entre celles-ci (4.7 , 4.13) et le coefficient de rayonnement α constantes lors de la variation de la profondeur du réseau de diffraction.

Le problème du réseau résonnant peut être résolu analytiquement à l'aide de la méthode de Rayleigh Fourier valable lorsque le rapport profondeur / pas de réseau est inférieur à 7 % [Sychugov 1997, Avrutsky 1987, Wirgin 1981]. Mais cette condition n'est pas toujours vérifiée notamment dans le cas des réseaux profonds. Déterminer analytiquement les paramètres optogéométriques d'une structure donnant la largeur de résonance souhaitée devient alors difficile. Une méthode doit donc être élaborée permettant de faire converger la largeur de résonance vers la valeur souhaitée par ajustement d'un paramètre optogéométrique. Le principe consiste à augmenter la profondeur du réseau σ en adaptant l'épaisseur de la couche du guide d'onde de façon à conserver la même configuration équivalente de guide d'onde. Ainsi les largeurs de résonance spectrale et angulaire seront toujours proportionnelles au coefficient de rayonnement dans les mêmes rapports. Il devient alors possible de converger vers la largeur de résonance souhaitée simplement en augmentant la profondeur du réseau de diffraction, c'est à dire en augmentant le coefficient de rayonnement α .

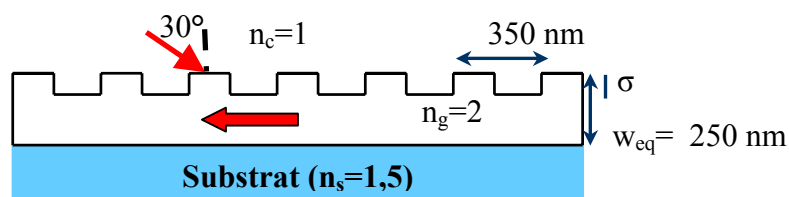


Figure 5.3 : schéma de la structure simulée numériquement.

Une étude numérique est menée ci-après sur un réseau résonnant classique afin de confirmer cette méthode. La structure, représentée sur la figure 5.3, consiste en une couche de haut indice de réfraction type HfO_2 ($n_g = 2$) d'épaisseur équivalente $w_{\text{eq}} = 250$ nm déposée sur un substrat bas indice SiO_2 ($n_s = 1,5$). Cette structure est placée dans l'air ($n_c = 1$). Le réseau de diffraction est un réseau binaire de pas $\Lambda = 350$ nm. Sa profondeur varie de 10 nm à 150 nm.

Cette structure est excitée à l'aide d'un onde plane de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm polarisée TE avec un angle d'incidence de $\theta_0 = 30^\circ$. Le mode a alors un indice effectif $n_e = 1,785$. Après calcul du coefficient de proportionnalité dans chaque cas, les expressions (4.7) et (4.13) peuvent s'écrire dans le cas particulier de cette structure sous les formes suivantes où α est en nm^{-1} :

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= 8423\alpha \\ \Delta\lambda &= 40014\alpha\end{aligned}\tag{5.6}$$

La structure est simulée numériquement toujours à partir de la méthode modale vraie et du programme élaboré par N. Lyndin [Lyndin 2006]. Entre deux simulations, la profondeur du réseau est augmentée et l'épaisseur de la sous-couche guide adaptée de sorte à obtenir un mode excité à 30° et conserver ainsi un indice effectif et une épaisseur équivalente constantes. Le coefficient de réflexion complexe est alors calculé autour de la résonance suivant une variation de la longueur d'onde puis de l'angle d'incidence. Les largeurs de résonance sont alors calculées suivant la méthode de caractérisation développée dans le chapitre précédent pour chaque profondeur de réseau. Dans le même temps, le coefficient de radiation est donné pour chaque cas par le programme.

Les résultats obtenus pour la largeur angulaire sont donnés dans la figure 5.4. La largeur de résonance est tout d'abord calculée à partir des courbes du coefficient de réflexion autour de la résonance analysées suivant la méthode du chapitre 4 et notamment les expressions (4.32). Ces résultats sont ensuite comparés aux calculs par le biais de l'équation (5.6) et les valeurs numériques du coefficient de rayonnement α calculées par le programme. On remarque que la variation de la profondeur du réseau suivant la méthode préconisée permet bien de faire varier de façon monotone la largeur de résonance angulaire. De plus, les deux courbes diffèrent très peu, les résultats du chapitre 4 liant la largeur de résonance angulaire $\Delta\theta$ au coefficient de rayonnement α de l'expression (4.7) sont une nouvelle fois vérifiés dans cet exemple.

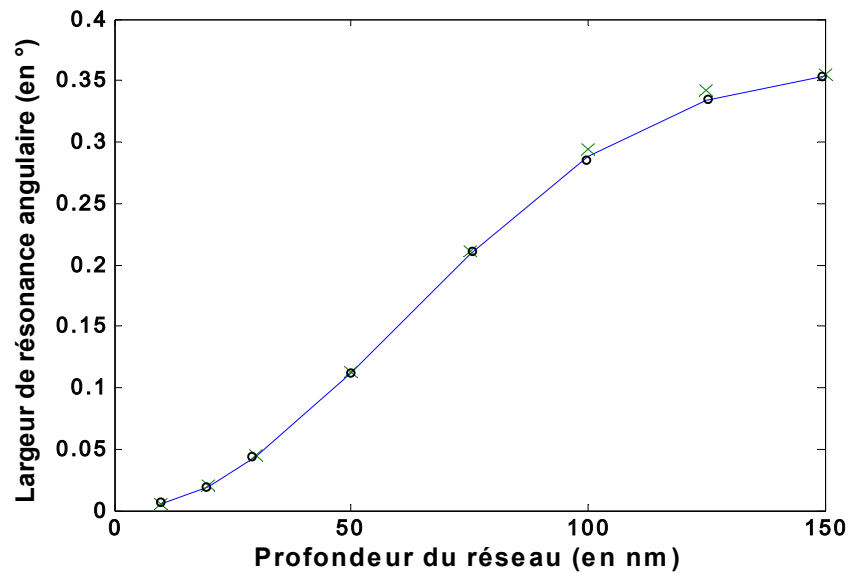


Figure 5.4 : évolution de la largeur de résonance angulaire en fonction de la profondeur du réseau. Analyse par la méthode du chapitre 4 en trait continu et utilisation des expressions (5.6) en croix.

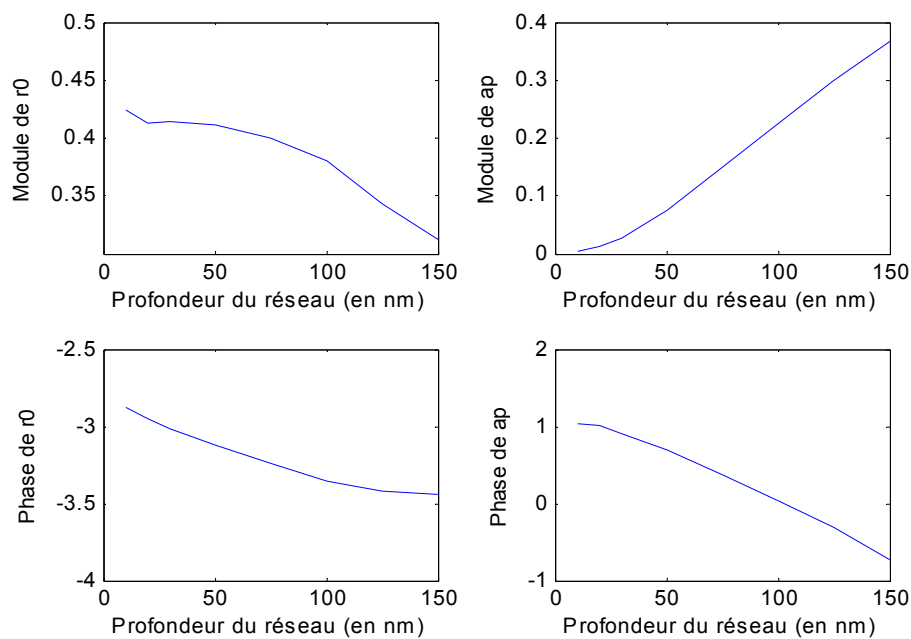


Figure 5.5 : évolution suivant le même échantillonnage de la réflexion de Fresnel en amplitude (haut gauche) et en phase (bas gauche) ainsi que du coefficient de découplage en amplitude (haut droite) et en phase (bas droite) en fonction de la profondeur du réseau à épaisseur équivalente constante.

La méthode de caractérisation de réseau résonnant, développée dans la partie 2 du chapitre 4 à partir des conditions de réflexions minimale et anormale, permet également de déterminer tous les paramètres phénoménologiques. Ainsi, la figure 5.5 donne à titre illustratif l'évolution de la réflexion de Fresnel r_0 et du coefficient de découplage a_0 . L'épaisseur équivalente étant constante, la réflexion de Fresnel varie très peu en amplitude et en phase. Au niveau du coefficient de découplage, il est à noter que l'amplitude semble évoluer de façon linéaire à partir d'un certain seuil de profondeur.

Les résultats obtenus pour la largeur spectrale sont maintenant donnés dans la figure 5.6. La largeur de résonance est tout d'abord calculée à partir des courbes du coefficient de réflexion autour de la résonance analysées suivant la méthode du chapitre 4 et notamment les expressions (4.33). Ces résultats sont ensuite comparés aux calculs par le biais de l'équation (5.6) et des valeurs numériques du coefficient de radiation α calculées par le programme. On remarque que la variation de la profondeur du réseau suivant la méthode préconisée permet bien de faire varier de façon monotone la largeur de résonance spectrale. De plus, les deux courbes différant très peu, les résultats du chapitre 4 liant la largeur de résonance spectrale $\Delta\lambda$ au coefficient de radiation α (4.13) sont une nouvelle fois vérifiés dans cet exemple.

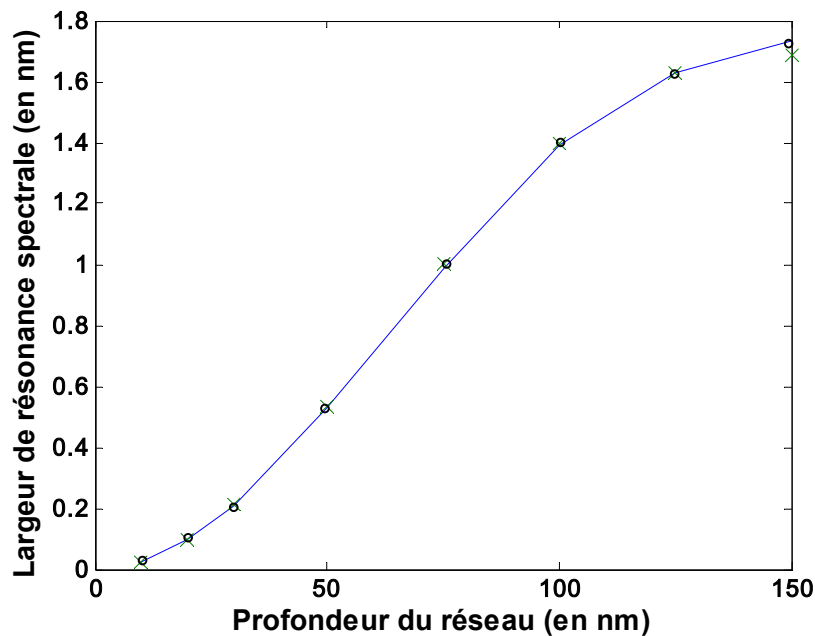


Figure 5.6: évolution de la largeur de résonance spectrale en fonction de la profondeur du réseau. Analyse par la méthode du chapitre 4 en cercles reliés et utilisation des expressions (5.6) en croix.

c. Etude par matrice de diffraction de la largeur de résonance d'un miroir résonnant

Dans cette section, une étude du coefficient de réflexion d'un miroir résonnant est menée à l'aide de la matrice de diffraction. Cette étude permettra de comprendre l'évolution de la largeur de résonance en fonction de l'épaisseur d'une couche tampon insérée entre le réseau résonnant et le miroir. Un réseau résonnant d'indice n_g déposé sur un substrat d'indice n_b est d'abord considéré. A ce dernier correspond une matrice de diffraction S comme définie dans la section 2.5. Un miroir sans perte est alors rajouté à une distance w_b de l'interface guide-substrat dans le substrat. Le milieu jouant initialement le rôle de substrat se transforme alors en couche tampon insérée entre le guide et le miroir. Nous ferons ici l'hypothèse que cette couche n'a qu'un effet déphaseur. L'intégralité de l'onde transmise D_s dans la couche tampon est ainsi réinjectée dans le guide avec un déphasage φ_b induit par la double traversée de la couche tampon et la phase de la réflexion sur le miroir comme le montre la figure 5.7.

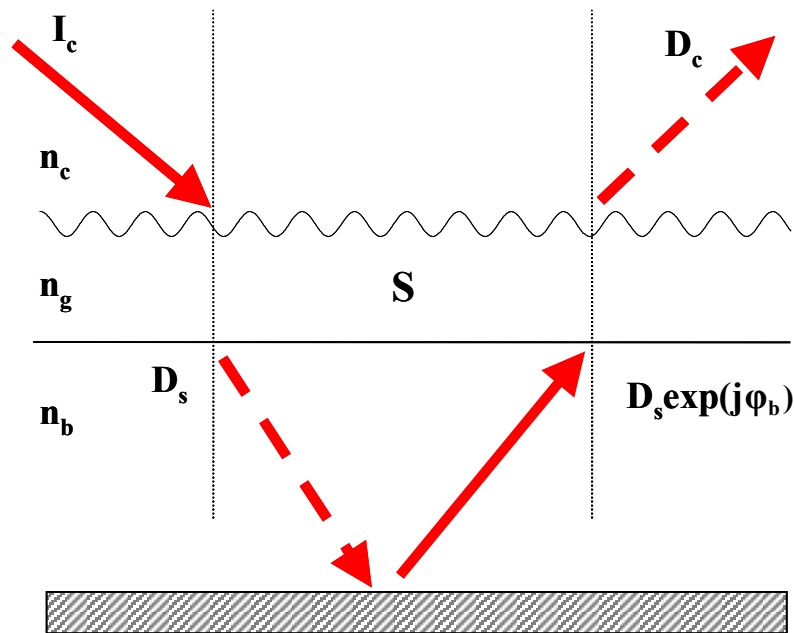


Figure 5.7 : principe de l'étude de la matrice de diffraction d'un miroir résonnant.

D'après l'équation (2.19) exprimée dans le paragraphe 5 du chapitre 2, le champ réfléchi D_c peut s'écrire en fonction du champ incident I_c et du champ diffracté dans la couche tampon D_s :

$$\begin{pmatrix} D_c \\ D_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{cc} & S_{sc} \\ S_{cs} & S_{ss} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_c \\ D_s e^{j\varphi_b} \end{pmatrix}$$

Un système de deux équations à deux inconnues est donc obtenu :

$$\begin{cases} D_c = S_{cc} I_c - S_{sc} D_s e^{2j\varphi_b} \\ D_s = S_{cs} I_c - S_{ss} D_s e^{2j\varphi_b} \end{cases}$$

En isolant dans la deuxième équation le champ diffracté dans la couche tampon, on trouve :

$$D_s = \frac{S_{cs} I_c}{1 - S_{ss} e^{j\varphi_b}}$$

Puis en substituant D_s par cette expression dans la première équation du système, on peut calculer le champ réfléchi D_c :

$$D_c = S_{cc} I_c + \frac{S_{sc} S_{cs} I_c e^{j\varphi_b}}{1 - S_{ss} e^{j\varphi_b}}$$

Le coefficient de réflexion est alors donné par le rapport des champs réfléchi D_c et incident I_c , soit :

$$r = S_{cc} + \frac{S_{sc} S_{cs} e^{j\varphi_b}}{1 - S_{ss} e^{j\varphi_b}} \quad (5.7)$$

En remplaçant les différents éléments de la matrice de diffraction par leurs expressions phénoménologiques (3.9) explicitées dans le chapitre 3, nous allons pouvoir exprimer le coefficient de réflexion obtenu par un tel miroir résonnant à l'aide des différents paramètres phénoménologiques du réseau résonnant de base :

$$r(k) = \left(r_{0c} + \frac{a_{cc}}{k - k_p} \right) + \frac{\left(t_{0c} + \frac{a_{cs}}{k - k_p} \right) \left(t_{0s} + \frac{a_{sc}}{k - k_p} \right) e^{j\varphi_b}}{1 - \left(r_{0s} + \frac{a_{ss}}{k - k_p} \right) e^{j\varphi_b}}$$

où r_{0i} et t_{0i} représentent respectivement les réflexion et transmission de Fresnel pour une onde incidente provenant du milieu i , et a_j sont les coefficients de découplage pour une onde incidente

provenant du milieu i et émergent dans le milieu j et k_p est le pôle de la matrice de diffraction. Les équations suivantes détaillent le calcul permettant d'aboutir à une expression quasi-analytique du coefficient de réflexion $r(k)$ dans le cas d'un miroir résonnant. Le lecteur ne souhaitant pas s'attarder sur ces détails pourra directement passer à l'expression (5.8).

Développons donc l'expression précédente. Nous obtenons :

$$r(k) = r_{0c} + \frac{a_{cc}}{k - k_p} + \frac{t_{0c} t_{0s} e^{j\varphi_b}}{(1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}) - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{k - k_p}} + \frac{\frac{t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc}}{k - k_p} e^{j\varphi_b}}{(1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}) - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{k - k_p}} + \frac{\frac{a_{cs} a_{sc}}{(k - k_p)^2} e^{j\varphi_b}}{(1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}) - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{k - k_p}}$$

Mettons alors $\frac{a_{cc}}{k - k_p}$ en facteur sur les quatre derniers termes de l'expression précédente puis

multiplions les trois derniers termes par $\frac{k - k_p}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}$ au numérateur et au dénominateur :

$$r(k) = r_{0c} + \frac{a_{cc}}{k - k_p} \left[1 + \frac{\frac{t_{0c} t_{0s}}{a_{cc}} \frac{e^{j\varphi_b}}{1 + r_{0s} e^{j\varphi_b}} (k - k_p)^2}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}} + \frac{\frac{t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc}}{a_{cc}} \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} (k - k_p)}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}} + \frac{\frac{a_{cs} a_{sc}}{a_{cc}} \frac{e^{j\varphi_b}}{(1 - r_{0s} e^{j\varphi_b})}}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}} \right]$$

Maintenant nous pouvons remplacer le coefficient $\frac{a_{cs} a_{sc}}{a_{cc}}$ par a_{ss} comme nous l'avons dans

l'expression (3.14) puis mettons les termes entre parenthèses sur le même dénominateur : les termes ne dépendant pas de $(k - k_p)$ s'annulent. Une simplification par $(k - k_p)$ est donc possible :

$$r(k) = r_{0c} + \frac{a_{cc} + t_{0c} t_{0s} \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} (k - k_p) + (t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc}) \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}$$

En mettant tout au même dénominateur puis en regroupant les termes, le coefficient de réflexion s'écrit :

$$r(k) = \frac{\left(r_{0c} + \frac{t_{0c} t_{0s} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} \right) (k - k_p) + (t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc} - r_{0c} a_{ss}) \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} + a_{cc}}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}$$

Posons alors $r_0 = r_{0c} + \frac{t_{0c} t_{0s} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}$ puis en factorisons par cette quantité. Le coefficient de réflexion du miroir résonnant s'écrit sous la forme d'un pôle et d'un zéro :

$$r(k) = r_0 \frac{k - \left(k_p + \frac{(t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc} - r_{0c} a_{ss}) \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} - a_{cc}}{r_0} \right)}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}$$

ou encore :

$$r(k) = r_0 + \frac{\frac{(t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc} - r_{0c} a_{ss}) \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} + a_{cc}}{r_0} + \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}{k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}}}$$

Après simplification du numérateur, nous obtenons une expression quasi-analytique du coefficient de réflexion d'un miroir résonnant :

$$r = r_0 + \frac{a_{cc} + (t_{0s} a_{cs} + t_{0c} a_{sc}) \frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} + t_{0c} t_{0s} a_{ss} \left(\frac{e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} \right)^2}{r_0 \left(k - k_p - \frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} \right)} \quad (5.8)$$

où la phase φ_b , induite par la réflexion sur le miroir et la propagation de l'onde dans la couche tampon, est directement liée à l'épaisseur w_b de cette couche par la relation :

$$\varphi_b(w_b) = \frac{2\pi \sqrt{n_b^2 - n_c^2 \sin^2 \theta_i} w_b}{\lambda_0} + \Phi_m \quad (5.9)$$

La constante Φ_m correspond à la phase induite par la réflexion sur le miroir (π dans le cas d'un miroir métallique parfait). Comme le montre l'expression (5.8), le coefficient de réflexion admet une périodicité en terme de phase donc en terme d'épaisseur de la couche tampon. Comme nous l'avons vu dans la section 1.d du chapitre 3, et notamment par l'expression (3.11), le coefficient de rayonnement est la partie imaginaire du pôle de réflexion. Le coefficient de rayonnement α'

du miroir résonnant peut, par conséquent, être calculé analytiquement à partir des paramètres phénoménologiques du réseau résonnant qui le constitue et de l'épaisseur de la couche tampon qui détermine la phase φ_b d'après l'expression (5.9) :

$$\alpha' = \alpha + \text{Im} \left(\frac{a_{ss} e^{j\varphi_b}}{1 - r_{0s} e^{j\varphi_b}} \right) \quad (5.10)$$

On constate logiquement que la variation du coefficient de rayonnement d'un miroir résonnant ne dépend que des paramètres de la matrice S liés à une incidence provenant du substrat. Ce coefficient variera périodiquement avec la phase et l'épaisseur de la couche tampon comme le montre l'expression (5.10). Nous allons démontrer ceci par l'intermédiaire d'un exemple numérique suivant.

La structure suivante (fig. 5.8) est simulée numériquement ci-après à l'aide de la méthode modale vraie. Une couche de 200 nm type HfO_2 d'indice $n_g = 2$ est déposée sur un substrat de quartz d'indice $n_s = 1,5$. Un réseau binaire de pas $\Lambda = 400$ nm est gravé dans cette dernière sur une profondeur σ de 80 nm. Cette structure est excitée par une onde polarisée TE de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm sous un angle d'incidence θ_i de 22° environ. Les paramètres phénoménologiques des éléments de la matrice de diffraction de cette structure sont alors calculés numériquement par le programme à l'aide de la méthode modale vraie [Lyndin 2006]. Le coefficient de radiation vaut alors $\alpha = 639 \text{ cm}^{-1}$, la réflexion de Fresnel pour une excitation via le substrat vaut $r_{0s} = 0.20e^{-1.60j}$ et le coefficient de découplage a_{ss} pour une onde provenant du substrat puis se découplant dans le substrat vaut $760e^{0.23j} \text{ cm}^{-1}$.

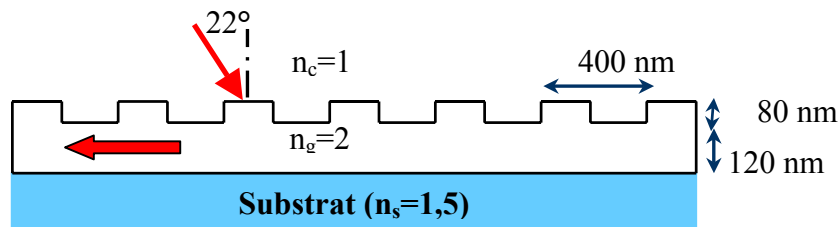


Figure 5.8 : schéma de la structure simulée numériquement.

Un miroir métallique sans perte (partie réelle de la permittivité égale à -33 et partie imaginaire nulle) est alors inséré dans le substrat à une certaine distance w_b du guide. Ce miroir induit une phase Φ_m égale à π rad. La phase totale est calculée à l'aide de l'expression (5.9) pour plusieurs valeurs d'épaisseur de la couche tampon w_b comprises entre 0 et 1000 nm, puis insérée dans l'expression quasi-analytique (5.10) du coefficient de rayonnement d'un miroir résonnant. Pour chaque valeur de w_b , ce même coefficient de rayonnement est calculé numériquement à partir du programme. Les résultats obtenus sont regroupés sur la figure 5.9.

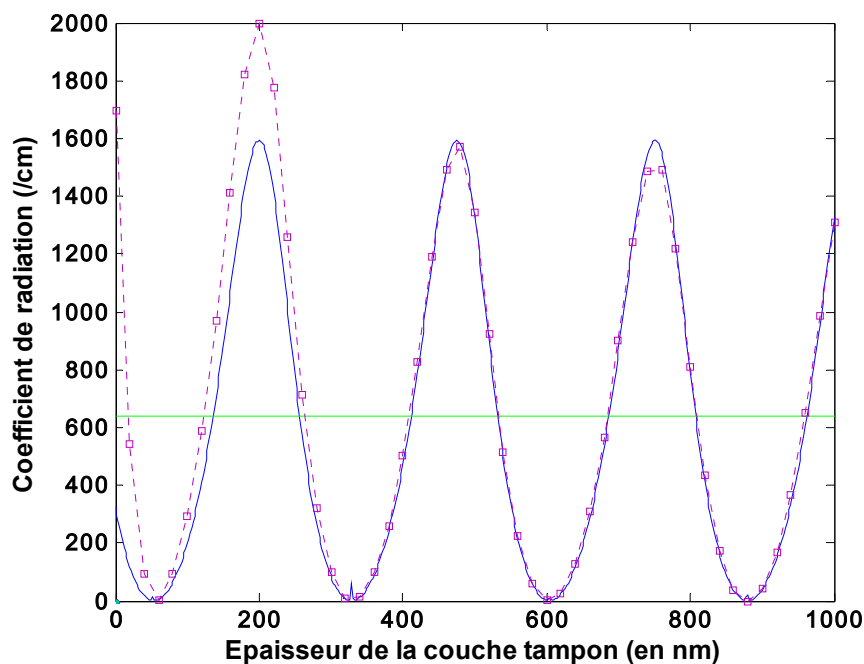


Figure 5.9 : évolution du coefficient de radiation en fonction de l'épaisseur de la couche tampon.

En pointillés marqueurs carrés : résultats du programme de N. Lyndin, en continu : résultats obtenus par l'étude de la matrice de diffraction.

On constate que le coefficient de radiation varie périodiquement avec l'épaisseur de la couche tampon atteignant même une valeur nulle et dépassant sa valeur sans miroir. Les deux courbes sont quasiment superposées, ce qui confirme la validité de notre hypothèse : la couche tampon peut être assimilée à un élément déphaseur et ne perturbe pas les paramètres phénoménologiques du réseau résonnant. Une légère différence intervient pour de faibles épaisseurs de la couche tampon. Cette différence est due au fait que, dans ces conditions, le guide d'onde n'est pas assez

isolé du métal. La configuration équivalente du guide d'onde est donc modifiée de façon non négligeable. De plus, d'un point de vue technologique, il sera préférable de viser un maximum de la courbe de façon à limiter l'erreur sur le coefficient de rayonnement α liée à l'erreur sur l'épaisseur de la couche tampon. En effet, une erreur de 10 nm sur un sommet induit une variation de la valeur de α de 3 % alors que la même erreur sur un front induit une variation de α non négligeable de 25 %.

Le deuxième avantage à se placer au sommet de cette courbe est une question de conservation d'énergie dans le cas d'un miroir métallique à perte (partie imaginaire de la permittivité égale à 2 dans l'exemple suivant). En effet, le coefficient de réflexion énergétique donné pour une épaisseur quelconque (ici $w_b = 650$ nm) de la couche tampon donne les courbes de la figure 5.10. On constate que ce coefficient de réflexion passe par un minimum de plus en plus faible lorsque le coefficient de rayonnement augmente. Ce résultat est essentiellement lié au fait que le mode n'est pas parfaitement isolé du métal.

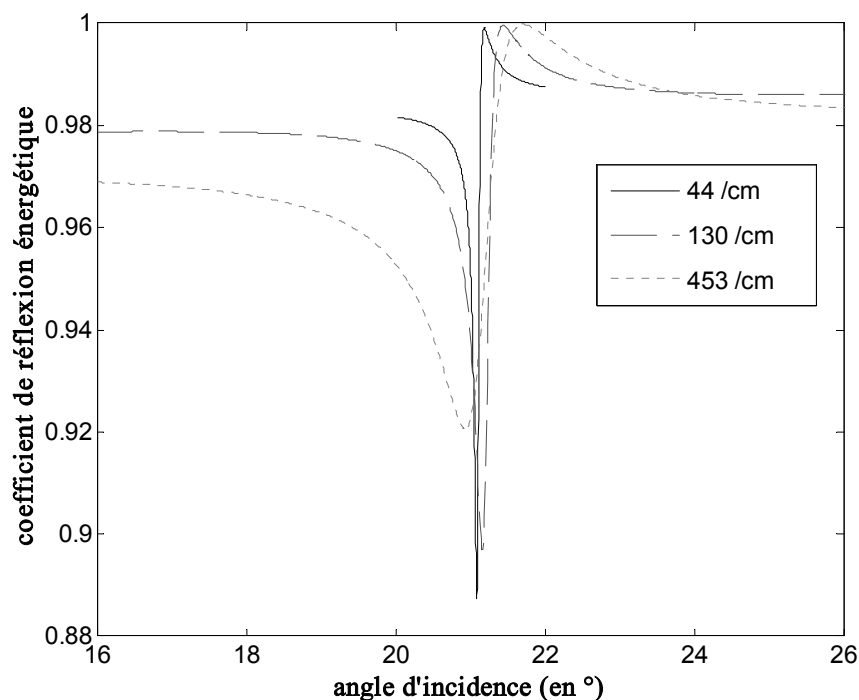


Figure 5.10 : réponse en amplitude autour de la résonance du coefficient de réflexion pour différents coefficients de radiation dans le cas d'une épaisseur de couche tampon non adaptée.

La configuration équivalente guide d'onde est identique d'un cas à l'autre.

Le fait que le mode ne soit pas parfaitement isolé du métal se traduit par une allure particulière de champ modal comme le montre la figure 5.12. (courbe grise). Ce champ est alors non négligeable au niveau du miroir métallique et par conséquent les pertes énergétiques sont accrues. Plus le coefficient de rayonnement α diminue, plus le champ modal est concentré dans le guide, et plus le minimum du coefficient de réflexion est faible. En revanche, en adaptant l'épaisseur de la couche tampon de façon à être sur un sommet ($w_b = 750$ nm), on constate qu'il n'y a plus de minimum. La courbe de réflexion de la figure 5.11 montre qu'autour de la résonance le coefficient de réflexion est toujours supérieur à la réflexion hors-résonance. Les pertes totales d'une source dont la largeur spectrale ou angulaire est de l'ordre de grandeur de la largeur de résonance sont ainsi grandement limitées. Nos observations sont liées au fait que dans ces conditions le mode est parfaitement isolé du métal (cf. fig 5.12). Le champ modal a alors un comportement exponentiellement décroissant dans la couche tampon. Il est alors très faible au niveau du métal et seul l'effet résonnant est observable sur le coefficient de réflexion.

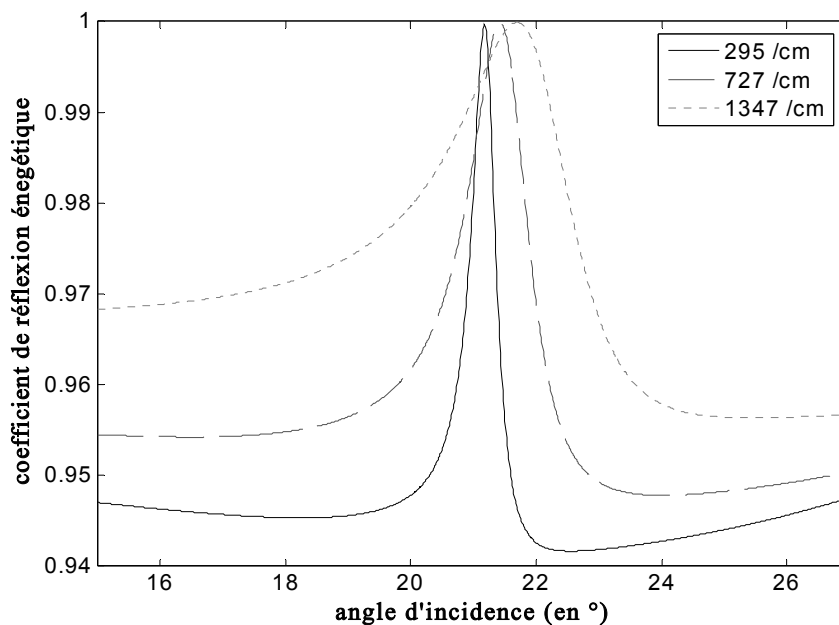


Figure 5.11 : réponse en amplitude autour de la résonance du coefficient de réflexion pour différents coefficients de radiation dans le cas d'une épaisseur de couche tampon optimisée. La configuration équivalente guide d'onde est identique d'un cas à l'autre.

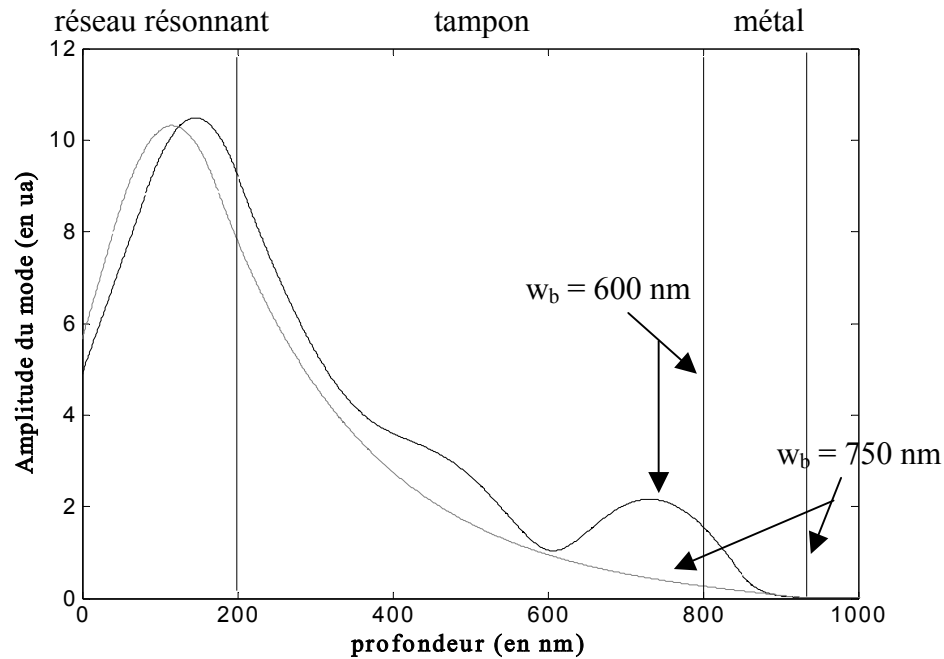


Figure 5.12 : représentation du champ modal dans la structure pour des épaisseurs de couche tampon de 600 nm (courbe noire) et 750 nm (courbe noire).

Deux méthodes ont donc été développées afin d'ajuster la largeur de résonance d'un réseau résonnant. La première, valable pour tout réseau résonnant, consiste à ajuster la profondeur du réseau de diffraction tout en conservant la même configuration équivalente du guide d'onde. La deuxième méthode, valable pour le cas spécifique des miroirs résonnants, consiste à ajuster l'épaisseur d'une couche tampon insérée entre le miroir et le guide d'onde. La largeur de résonance varie alors de façon périodique. Une expression quasi-analytique est obtenue pour le coefficient de réflexion du miroir résonnant, permettant ainsi de s'approcher de la résolution du problème inverse dans ce cas particulier. Cette étude théorique a également un but technologique puisqu'elle permet de trouver des positions pour lesquelles les erreurs sur les épaisseurs de couches déposées minimiseront la variation de largeur spectrale de résonance. De plus, en adaptant cette épaisseur, il est possible d'isoler parfaitement le mode du miroir métallique donc de limiter les pertes énergétiques. Une combinaison des deux méthodes sera donc utile pour la conception d'un modulateur de phase spectrale pur.

Maintenant que la phase induite par un miroir résonnant a été étudiée théoriquement, nous allons apporter une preuve expérimentale du phénomène.

5.3 Démonstration expérimentale de la phase spectrale induite par un miroir résonnant

Le but est ici de démontrer expérimentalement que le déphasage spectral induit par un miroir résonnant se présente bien sous la forme d'une fonction arctangente de 2π d'amplitude. Pour cette étude, le miroir utilisé sera un miroir métallique en or. En effet, le substrat d'or a une permittivité complexe qui se traduit par des pertes énergétiques. A la résonance, l'onde s'accumule dans le guide et le champ vu par le métal augmente, induisant de plus fortes pertes. Il en découle une diminution du module de réflexion à l'approche de la résonance qui ne sera pas toujours égal à 1.

La structure étudiée est constituée d'un substrat d'or de permittivité $\epsilon_m = -33 + 0,6j$ sur lequel est déposé en deux étapes un réseau résonnant en résine (shipley SPR 505A) comme le montre la figure 5.13. La conception a été réalisée pour une longueur d'onde de 800 nm. L'indice de réfraction de cette résine pour cette longueur d'onde est de 1,602. Dans un premier temps, la sous-couche guide d'épaisseur 125 nm est déposée à l'aide d'une tournette. Cette couche subit un "hard-bake" spécifique de sorte à la rendre insensible à une exposition UV et insoluble lors du développement. Ensuite, la couche de résine, qui deviendra le réseau de profondeur 240 nm, est déposée puis exposée sur un montage holographique à l'aide d'un laser Helium-Cadmium émettant à la longueur d'onde de 442 nm. La structure est caractérisée après développement par AFM afin de vérifier profondeur et profil du réseau de diffraction, puis par un montage de Littrow pour déterminer le pas exact.

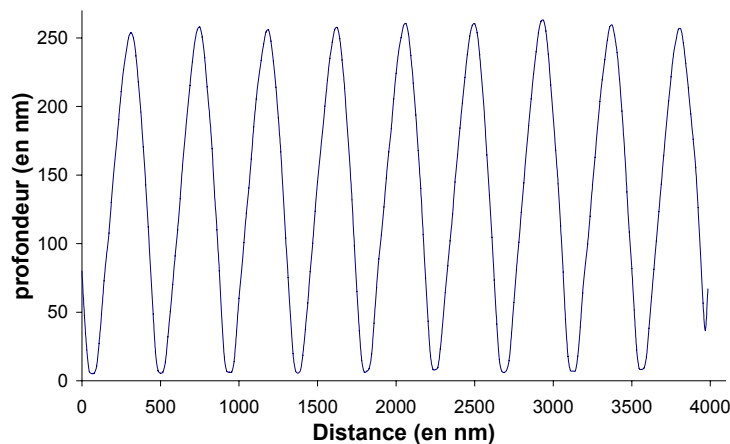


Figure 5.17 : caractérisation au microscope à force atomique du réseau de diffraction fabriqué en résine.

La figure 5.17 montre le profil du réseau obtenu. La grande profondeur et le faible pas font que ce profil mesuré est probablement loin du profil binaire réel. Cependant la caractérisation AFM permet de vérifier l'homogénéité de l'échantillon ainsi que sa profondeur et son facteur de remplissage. Une période de 431 nm est mesurée pour un facteur de remplissage de 0,3. Dans une telle structure représentée sur la figure 5.18, un mode TE est excité à une longueur d'onde de 800 nm arrivant sous une incidence de 54° .

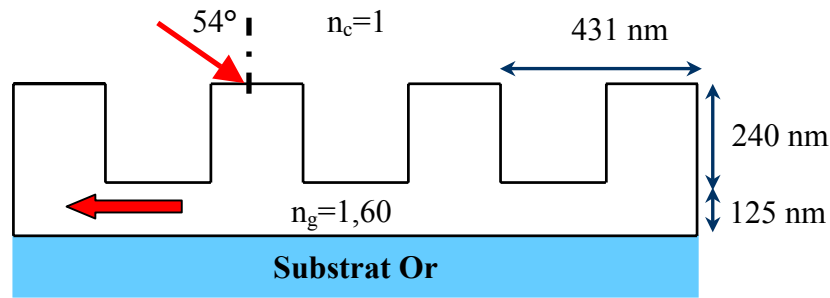


Figure 5.18 : structure fabriquée pour la démonstration expérimentale de la phase spectrale induite autour de la résonance.

La résonance se traduit dans le domaine spectral par un pic d'absorption lié aux pertes du métal dans le module et par un déphasage présumé suivre une fonction arctangente d'amplitude 2π . Ce mode guidé ne peut être excité que par une onde polarisée TE. En polarisation TM et sous ces mêmes conditions, le coefficient de réflexion sera quasiment constant au voisinage de 800 nm. Par conséquent, la méthode préconisée pour caractériser expérimentalement l'échantillon est l'ellipsométrie. Cette méthode permet de mesurer le rapport des coefficients de réflexions TE et TM sous forme complexe [Azzam 1987]. L'exploitation de ces résultats donne la phase spectrale induite par la résonance à une constante près (phase de la réflexion en polarisation TM).

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un ellipsomètre à modulation de phase UVISEL NIR de Jobin Yvon [Jobin 2007]. Les résultats expérimentaux sont ensuite confrontés aux résultats numériques simulés par le biais de la méthode modale vraie [Lyndin 2006]. Les courbes précédentes permettent de comparer les deux cas tout d'abord en terme de phase (figure 5.19), puis de module (figure 5.20).

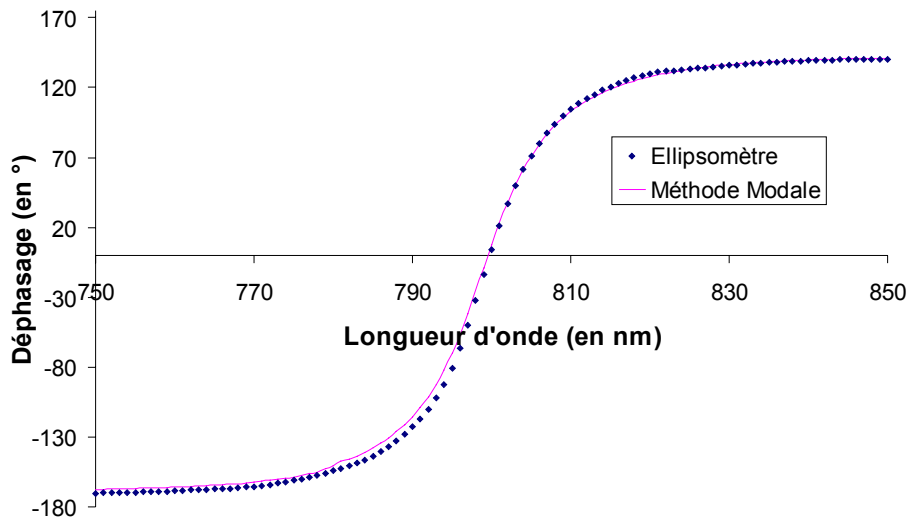


Figure 5.19 : différence des phases des coefficients de réflexion TE et TM.
continu : calcul numérique, carrés : mesures ellipsométriques.

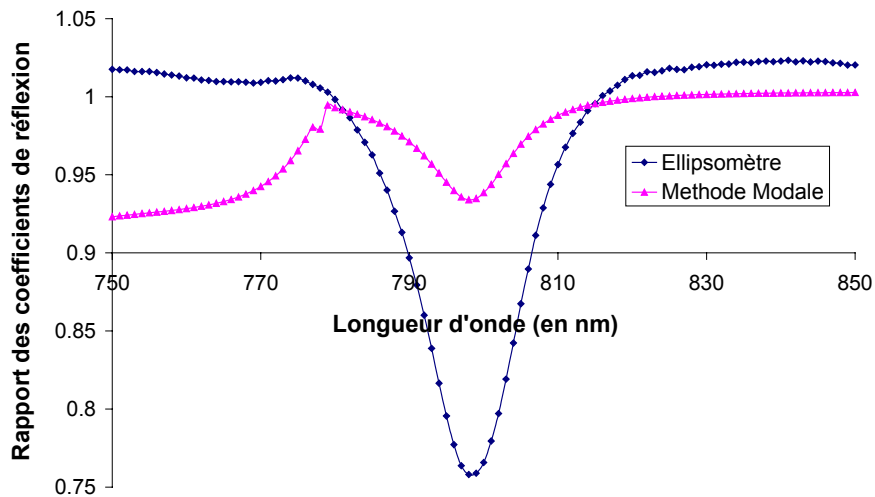


Figure 5.20 : rapport des modules des coefficients de réflexion TE et TM.
triangles : calcul numérique, carrés : mesures ellipsométriques.

En ce qui concerne la phase, on constate sur la figure 5.19 que valeurs numériques et expérimentales sont très proches. Le profil de phase arctangente de 2π d'amplitude est donc confirmé expérimentalement. En ce qui concerne le module, les deux courbes de la figure 5.20 semblent différentes. Cependant, la largeur de résonance à mi-hauteur est à peu près équivalente

($\Delta\lambda = 13$ nm). La différence est en grande partie due à une sous-estimation des pertes liées à l'or du substrat.

5.4 Conclusion

Nous venons donc de concevoir un nouveau type modulateur de phase pur à l'aide d'un réseau résonnant. Ce composant, appelé miroir résonnant, peut aussi bien être un modulateur de phase angulaire et jouer le rôle de lame de phase accordable que modulateur de phase spectrale pur appliqué à la mise en forme temporelle d'impulsions ultra-brèves. Un développement de l'analyse phénoménologique du réseau résonnant dans le cas d'un miroir résonnant a permis de montrer que le profil de phase obtenu est une fonction arctangente de 2π d'amplitude. La preuve expérimentale a été apportée par le biais de mesures éllipsométriques.

Le problème inverse n'étant pas encore résolu dans le cas général des réseaux résonnants, une méthode d'ajustement de la largeur de résonance a été développée puis démontrée numériquement. Celle-ci consiste à augmenter le coefficient de rayonnement via la profondeur du réseau de diffraction tout en conservant la même configuration équivalente guide d'onde. Cette méthode est utilisable pour tous types de réseaux résonnants. Une deuxième méthode a été développée sur la base de la matrice de diffraction dans le cas d'un miroir résonnant. Elle a abouti à la démonstration quasi-analytique de l'évolution périodique de la largeur de résonance suivant l'épaisseur d'une couche tampon insérée entre le guide d'onde et le miroir. Cette étude théorique, confirmée numériquement à l'aide d'un exemple, permet de s'approcher de la résolution du problème inverse dans le cas du miroir résonnant. Cette étude théorique a également un but technologique. Nous avons montré que l'adaptation de l'épaisseur de la couche tampon permet de minimiser les pertes de la structure ainsi que de trouver des points de fonctionnement pour lesquels l'erreur sur les épaisseurs de couches, engendrée par la technologie de dépôt, aura un effet minimisé sur la largeur de résonance obtenue.

Le chapitre suivant vise le développement d'une application précise du miroir résonnant. Celui-ci sera utilisé comme modulateur de phase spectrale pur dans le cas de la mise en forme temporelle d'impulsions lasers ultra-brèves.

Chapitre 6

Mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves à l'aide d'un miroir résonnant

Nous venons de voir qu'un réseau résonnant peut jouer le rôle de modulateur spectral de lumière (en amplitude et en phase ou uniquement en phase). Le principe d'une telle structure est simple (voir figure 6.1) : le faisceau lumineux incident voit le réseau de diffraction qui le transmet et le réfléchit suivant différents ordres. Chacune de ces ondes diffractées se couple plus ou moins avec un mode du guide d'onde plan disposé en dessous. Ainsi, une modulation en amplitude et en phase est introduite autour d'une résonance à chaque composante spectrale du faisceau incident, ce qui aura pour effet de moduler la forme temporelle de l'impulsion en sortie. Des travaux ont été menés numériquement sur ce sujet [Ichikawa 2003]. La modulation d'amplitude introduite par un réseau résonnant conduisait principalement à la compression de l'impulsion après réflexion.

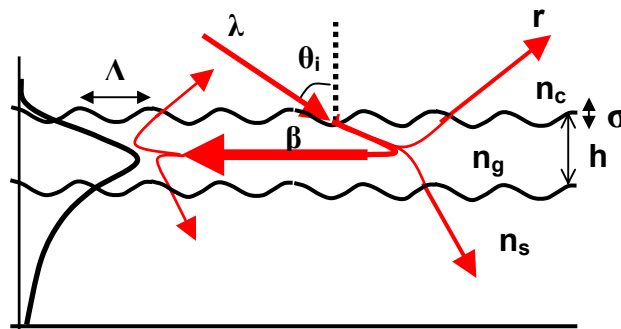


Figure 6.1 : principe du réseau résonnant.

Notre intérêt s'est rapidement porté sur l'ordre 0 réfléchi afin d'éviter toute dispersion angulaire chromatique et par conséquent d'utiliser la structure comme un simple miroir : le dispositif expérimental est alors grandement simplifié. Le problème d'un tel modulateur est justement la modulation en amplitude pouvant générer de grandes pertes énergétiques et par conséquent en limiter les applications. Il est donc nécessaire de concevoir un filtre de phase quasi pur afin de conserver l'intégralité de l'énergie de l'impulsion d'entrée. La conservation de l'énergie peut être réalisée en déposant un substrat type miroir métallique sous le réseau résonnant. Cela permet de réfléchir la quasi-intégralité de la lumière. Un petit pas de réseau sera alors préférentiellement choisi afin de limiter au maximum le nombre d'ordres diffractés. Seul l'ordre 0 sera diffracté dans le superstrat, et l'excitation du mode sera généralement effectuée via l'ordre -1 dans le guide. L'énergie est ainsi concentrée sur l'ordre réfléchi 0 ou réflexion de Fresnel, mais une résonance a quand même lieu.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord étudier l'effet d'un miroir résonnant sur une impulsion laser femtoseconde gaussienne. Nous détaillerons ensuite la conception d'un tel composant avant de présenter une démonstration expérimentale de l'effet.

6.1 Le miroir résonnant : modulateur de phase pure

Maintenant que nous pouvons en théorie concevoir un filtre de phase quasi pur (énergie utile supérieure à 90%), il faut déterminer quelles sont les fonctions de phase accessibles avec une telle structure. L'excitation d'un mode guidé est accompagnée par un 'saut' de phase centré sur la longueur d'onde λ_0 définie comme suit d'après la formule (2.15) du chapitre 2 des réseaux résonnants (p.44) :

$$\lambda_0 = (n_e + \sin \theta_i) \Lambda$$

où n_e représente l'indice effectif du mode guidé contrapropagatif ($n_e < 0$), λ_0 la longueur d'onde centrale du saut de phase, θ_i l'angle d'incidence du faisceau et Λ le pas du réseau de diffraction. Il est connu que la modulation d'une impulsion laser femtoseconde par un saut de phase spectral se traduit dans le domaine temporel par un dédoublement de l'impulsion [Renard 2004]. Les

paramètres intervenant dans les caractéristiques de cette impulsion de sortie (amplitude et largeur de chaque pulse) sont le centrage du saut de phase par rapport au spectre de l'impulsion ainsi que l'amplitude du saut. Par conséquent un saut brutal de phase de 2π n'affecte pas le profil temporel de l'impulsion. Dans notre cas, un déphasage de 2π est apporté par l'excitation d'un mode guidé. Cependant, il ne s'agit pas exactement d'un saut abrupt, mais d'une fonction arctangente de 2π d'amplitude totale comme nous l'avons démontré dans l'expression (5.5) grâce à l'approche phénoménologique par modes couplés des réseaux résonnants.

Considérons donc le champ électrique d'une impulsion d'entrée $e_i(t)$ ainsi que le champ électrique de l'impulsion après réflexion $e_s(t)$ liés à la réponse impulsionnelle du réseau résonnant $h(t)$ par un produit de convolution :

$$e_s(t) = h(t) * e_i(t)$$

où le signe $*$ représente le produit de convolution.

Dans notre cas, aucune modulation d'amplitude n'est apportée. La réponse impulsionnelle $h(t)$ est donc la transformée de Fourier inverse du spectre de notre filtre de phase quasi pur dont le déphasage est sous forme d'une fonction arctangente :

$$H(\lambda) = e^{2j \arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)}$$

Soit en terme de fréquence spectrale ν au voisinage de la fréquence centrale ν_0 :

$$\begin{aligned} H(\nu) &= e^{2j \arctan\left(\frac{c}{\Delta\lambda} \left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_0}\right)\right)} \\ &\approx e^{-2j \arctan\left(\frac{c}{\nu_0^2 \Delta\lambda} (\nu - \nu_0)\right)} \\ &= e^{-2j \arctan\left(\frac{c}{\nu_0^2 \Delta\lambda} \nu\right)} * \delta(\nu - \nu_0) \end{aligned}$$

La fonction peut alors se mettre sous la forme d'un produit de convolution :

$$H(\nu) = H_0(\nu) * \delta(\nu - \nu_0)$$

De son côté, l'impulsion d'entrée $E_i(\nu)$ peut s'écrire de la même façon par transformée de Fourier puisqu'elle aussi est centrée sur la fréquence ν_0 :

$$E_i(v) = E_{i_0}(v) * \delta(v - v_0)$$

Le spectre de l'impulsion de sortie $E_s(v)$ s'écrit donc :

$$\begin{aligned} E_s(v) &= H(v) \cdot E_i(v) \\ &= (H_0(v) \cdot E_{i_0}(v)) * \delta(v - v_0) \end{aligned}$$

Par conséquent, notre impulsion temporelle en sortie est égale à :

$$\begin{aligned} e_s(t) &= \left[\text{TF}^{-1}(H_0(v)) * \text{TF}^{-1}(E_{i_0}(v)) \right] \cdot e^{2\pi j v_0 t} \\ &= \left[\text{TF}^{-1}(H_0(v)) * e_{i_0}(t) \right] \cdot e^{2\pi j v_0 t} \end{aligned}$$

$e_{i_0}(t)$ étant le profil temporel de l'impulsion d'entrée (gaussienne) centré à $t = 0$.

Calculons maintenant la transformée de Fourier inverse du miroir résonnant en partant du fait que :

$$H_0(v) = e^{-2j \arctan\left(\frac{c}{v_0^2 \Delta \lambda} v\right)} = \left(e^{-j \arctan(bv)}\right)^2$$

$$\text{où } b = \frac{c}{v_0^2 \Delta \lambda} = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta \lambda}.$$

En écrivant sous forme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire, on obtient :

$$H_0(v) = \left(\cos[\arctan(bv)] - j \sin[\arctan(bv)] \right)^2.$$

Puis un développement à l'aide des relations trigonométriques nous donne :

$$H_0(v) = \frac{(1 - jbv)^2}{1 + b^2 v^2} = \frac{1 - 2jbv - b^2 v^2}{1 + b^2 v^2}$$

L'expression après simplification devient :

$$H_0(v) = \frac{4\pi^2}{b^2} \frac{1 - 2jbv - b^2 v^2}{4\pi^2 v^2 + \frac{4\pi^2}{b^2}}$$

On peut alors faire apparaître des termes de transformées de Fourier usuelles :

$$H_0(v) = \frac{4\pi^2}{b^2} \cdot \left(\frac{b}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot \left(\frac{2\pi}{b} \right)}{4\pi^2 v^2 + \left(\frac{2\pi}{b} \right)^2} \right) \cdot \left(1 - \frac{b}{\pi} (2\pi j v) + \frac{b^2}{4\pi^2} (2\pi j v)^2 \right)$$

D'où la réponse impulsionnelle $h(t)$ obtenue par transformée de Fourier inverse de la réponse spectrale $H_0(v)$ du miroir résonnant :

$$h(t) = \frac{\pi}{b} e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} * \left(\delta(t) - \frac{b}{\pi} \delta'(t) + \frac{b^2}{4\pi^2} \delta''(t) \right)$$

Or convoluer une fonction par la dérivée n-ième de la distribution de Dirac revient à prendre la dérivée n-ième de la fonction. Ainsi, si nous définissons la fonction $f(t) = e^{-\frac{2\pi}{b}|t|}$, les dérivées successives seront :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= -\frac{2\pi}{b} \text{sign}(t) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} \\ \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} &= -\frac{2\pi}{b} \left(2\delta(t) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} - \frac{2\pi}{b} \text{sign}^2(t) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} \right) = -\frac{4\pi}{b} \delta(t) + \frac{4\pi^2}{b^2} e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} \end{aligned}$$

où le symbole sign représente la distribution signe.

Par conséquent, la fonction de transfert du modulateur de phase pur dans le domaine temporel s'écrit :

$$\begin{aligned} h(t) &= \left(\frac{\pi}{b} + \frac{2\pi}{b} \text{sign}(t) + \frac{\pi}{b} \right) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} - \delta(t) \\ &= \frac{2\pi}{b} (1 + \text{sign}(t)) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} - \delta(t) \\ &= \frac{4\pi}{b} U(t) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} - \delta(t) \end{aligned}$$

où U est la distribution de Heaviside. L'expression analytique de l'impulsion après réflexion sur le réseau résonnant est donc :

$$\begin{aligned} e_s(t) &= [h(t) * e_{i_0}(t)] e^{2\pi j v_0 t} \\ &= \left[\left(\frac{4\pi}{b} U(t) e^{-\frac{2\pi}{b}|t|} - \delta(t) \right) * \left(e^{-\frac{t^2}{p^2}} * \delta(t - t_0) \right) \right] e^{2\pi j v_0 t} \end{aligned}$$

Soit d'après la définition du produit de convolution :

$$\begin{aligned} e_s(t) &= \left[\left(\frac{4\pi}{b} \int_t^{+\infty} e^{-\frac{\tau^2}{p^2} - \frac{2\pi}{b}\tau + \frac{2\pi}{b}t} d\tau - e^{-\frac{t^2}{p^2}} \right) e^{2\pi j\nu_0 t} \right] * \delta(t - t_0) \\ &= \left[\left(\frac{4\pi}{b} \cdot e^{-\frac{\pi^2 p^2}{b^2}} \cdot e^{-\frac{2\pi}{b}t} \cdot \int_{-\infty}^t e^{-\left(\frac{\tau}{p} + \frac{\pi p}{b}\right)^2} d\tau - e^{-\frac{t^2}{p^2}} \right) e^{2\pi j\nu_0 t} \right] * \delta(t - t_0) \end{aligned}$$

Posons alors la variable $X = \frac{\tau}{p} + \frac{\pi p}{b}$, on obtient :

$$\begin{aligned} e_s(t) &= \left[\left(\frac{4\pi p}{b} \cdot e^{-\frac{\pi^2 p^2}{b^2}} \cdot e^{-\frac{2\pi}{b}t} \cdot \int_{-\infty}^{\frac{t}{p} - \frac{\pi p}{b}} e^{-X^2} dX - e^{-\frac{t^2}{p^2}} \right) e^{2\pi j\nu_0 t} \right] * \delta(t - t_0) \\ &= \left[\left(\frac{4\pi p}{b} \cdot e^{-\frac{\pi^2 p^2}{b^2}} \cdot e^{-\frac{2\pi}{b}t} \cdot \left(\int_{-\infty}^0 e^{-X^2} dX + \int_0^{\frac{t}{p} - \frac{\pi p}{b}} e^{-X^2} dX \right) - e^{-\frac{t^2}{p^2}} \right) e^{2\pi j\nu_0 t} \right] * \delta(t - t_0) \\ &= \left[\left(\frac{4\pi p}{b} \cdot e^{-\frac{\pi^2 p^2}{b^2}} \cdot e^{-\frac{2\pi}{b}t} \cdot \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{t}{p} - \frac{\pi p}{b}\right) \right) - e^{-\frac{t^2}{p^2}} \right) e^{2\pi j\nu_0 t} \right] * \delta(t - t_0) \end{aligned}$$

Rappelons que ma constante b est égale à $\frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda}$ où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de résonance, c la célérité dans le vide et λ_0 la longueur d'onde centrale de l'impulsion d'entrée équivalente à la longueur d'onde d'excitation du miroir résonnant. La constante p est liée à la durée à mi-hauteur en intensité Δt de l'impulsion d'entrée par la relation $p = \frac{\Delta t}{\sqrt{2 \ln 2}}$. En substituant ces deux paramètres par leurs expressions, nous obtenons l'amplitude analytique du champ électrique $e_{s0}(t)$ après réflexion sur le réseau résonnant centré à $t = 0$:

$$e_{s_0}(t) = \frac{\sqrt{2\pi^3} c \Delta t \Delta \lambda}{\sqrt{\ln 2} \lambda_0^2} e^{\left(\frac{\pi c \Delta t \Delta \lambda}{\sqrt{2 \ln 2} \lambda_0^2}\right)^2} e^{-\frac{2\pi c \Delta \lambda}{\lambda_0^2} t} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\Delta t} t - \frac{\pi c \Delta t \Delta \lambda}{\sqrt{2 \ln 2} \lambda_0^2}\right) \right] - e^{-\frac{2 \ln 2}{\Delta t^2} t^2} \quad (6.1)$$

D'après l'expression (6.1), on remarque que l'impulsion incidente gaussienne se dédouble sous certaines conditions. Mathématiquement, lorsque la largeur de résonance $\Delta\lambda$ est infiniment grande, l'impulsion d'entrée n'est pas modifiée. Cette propriété s'explique physiquement par le

fait que la largeur de résonance est grande devant la largeur spectrale de l'impulsion. La phase semble alors constante au voisinage du spectre de l'impulsion. La même remarque est à faire en ce qui concerne les largeurs de résonances faibles. La variation de phase est trop rapide et le spectre de l'impulsion ne voit qu'un saut de phase abrupt de 2π n'induisant aucune modification temporelle.

La figure 6.2 donne quelques profils temporels obtenus après réflexion sur un miroir résonnant d'une impulsion d'intensité gaussienne centrée sur une longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm et de largeur à mi-hauteur $\Delta t = 130$ fs. Les profils sont calculés directement à partir de l'expression (6.1) pour plusieurs largeurs spectrales de résonance.

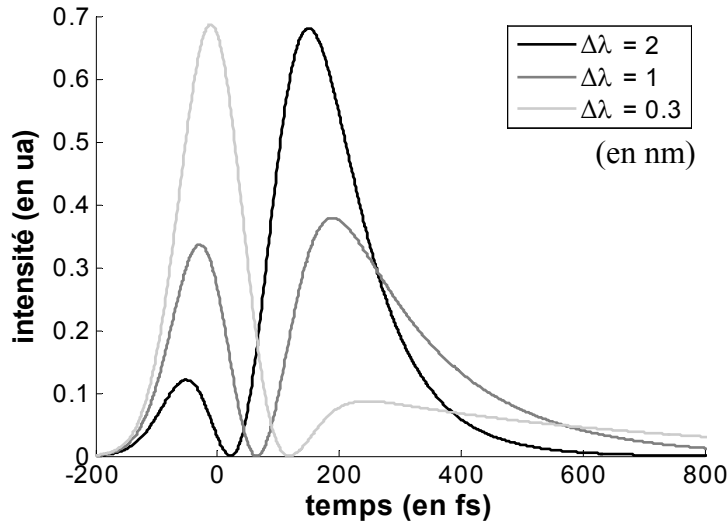


Figure 6.2 : Profil temporel d'une impulsion de 130 fs après déphasage induit par une fonction arctangente d'amplitude 2π .

La figure 6.2 permet de vérifier les remarques précédentes découlant de l'analyse mathématique de l'expression (6.1) : l'impulsion n'est modulée temporellement que pour sur une plage de largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ finie (de 0,3 nm à 2 nm). La relation temps-fréquence d'Heisenberg se traduit dans le domaine des longueurs d'onde pour une impulsion laser femtoseconde de profil gaussien centrée sur une longueur d'onde λ_0 de 800 nm par :

$$\Delta t \cdot \Delta\lambda_{\text{pulse}} = 940,8 \text{ nm} \cdot \text{fs} \quad (6.2)$$

où Δt est la durée à mi-hauteur en intensité de l'impulsion femtoseconde gaussienne incidente et $\Delta\lambda_{\text{pulse}}$ sa largeur en intensité spectrale à mi-hauteur. Pour l'impulsion considérée dans la figure

6.2 ($\Delta t = 130$ fs), la largeur spectrale $\Delta\lambda_{\text{pulse}}$ est de 7,25 nm. Ainsi, il y aura un dédoublement de l'impulsion lorsque le rapport de la largeur spectrale de résonance sur la largeur spectrale de l'impulsion $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\text{pulse}}}$ sera compris entre 4 % et 40 %.

6.2 Conception d'un miroir résonnant pour modulation de phase spectrale quasi-pure

Nous venons donc de voir qu'il devrait être possible de concevoir un modulateur de phase quasi pur monolithique applicable à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes à l'aide d'un réseau résonnant. Le paramètre ajustable dans ce composant optique est la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$. Le dispositif expérimental reste simple puisqu'il s'agit avant tout d'un miroir fonctionnant pour un angle d'incidence prédéfini. Dans cette section, la méthodologie de conception de ce type de modulateur de phase quasi pur est détaillée. La fabrication puis la caractérisation du prototype sont ensuite présentées.

a. Méthodologie de conception

Soit un profil d'impulsion, donné sur la figure 6.2, nécessaire à un processus laser femtoseconde. Celui-ci correspond à un déphasage spectral induit par un miroir résonnant dont la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ est définie. La difficulté réside alors dans la conception d'un miroir résonnant possédant de telles caractéristiques.

Il faut tout d'abord choisir les matériaux diélectriques de haut et bas indices utilisés. La connaissance de leurs indices de réfraction à la longueur d'onde centrale du laser femtoseconde est primordiale en vue d'une optimisation numérique des paramètres du réseau résonnant.

Il est ensuite nécessaire de prendre en considération les caractéristiques optogéométriques imposées par le processus laser visé : polarisation de l'onde incidente et angle d'incidence θ_i le plus pratique. L'épaisseur équivalente w_{eq} du guide d'onde est alors préférentiellement choisie de façon à ne pouvoir exciter que le mode fondamental. La connaissance de la polarisation de

l'onde incidente et de l'épaisseur équivalente w_{eq} du guide d'onde permet de calculer l'indice effectif n_e à partir de l'équation de dispersion (équation 2.6 et 2.7 du chapitre 2). La connaissance de cet indice effectif ainsi que l'angle d'incidence permet de déterminer par la formule des réseaux résonnants (équation 2.15 du chapitre 2) le pas du réseau de diffraction Λ nécessaire à l'excitation du mode.

Le choix du métal utilisé pour le miroir est ensuite nécessaire. Il doit induire un minimum de pertes dans la bande spectrale de l'impulsion. La connaissance de la permittivité diélectrique du métal est donc également importante dans l'optique de la minimisation des pertes dans la structure. Quelques paires de lames quart d'onde de couches successives haut et bas indices peuvent être ajoutées. Celles-ci seront conçues pour la longueur d'onde centrale de l'impulsion femtoseconde avec l'angle d'incidence considéré initialement. La réflectivité du miroir sera ainsi accrue et proche de 100%.

Le miroir ainsi constitué est alors ajouté au réseau résonnant conçu précédemment. Une couche tampon de bas indice est insérée entre les deux. Son épaisseur est optimisée conformément au paragraphe 2.c du chapitre 5. Le mode guidé est ainsi parfaitement isolé du métal. La quantité d'énergie de l'impulsion réfléchie est donc proche de 100%. De plus, il a été montré dans ce même paragraphe que ces conditions nous placent dans un cas favorable. En effet, les erreurs liées aux épaisseurs des couches, engendrées par la technologie de fabrication, minimisent alors l'erreur induite sur la largeur de résonance.

Maintenant que le miroir résonnant est optimisé pour un maximum d'énergie réfléchie, il est nécessaire d'ajuster la largeur de résonance spectrale à la valeur souhaitée. La méthode expliquée dans la section 2.b du chapitre 5 doit alors être appliquée : la profondeur σ du réseau est ajustée tout en conservant l'épaisseur équivalente w_{eq} constante jusqu'à obtenir la largeur spectrale de résonance souhaitée.

b. Limitations technologiques et correction des paramètres du réseau

Le miroir résonnant vient donc d'être optimisé numériquement. Il est maintenant nécessaire de fabriquer la structure multicouche. Les techniques de dépôt de couche mince sont généralement basées sur la vaporisation ou la pulvérisation cathodique du matériau à déposer. Ces techniques impliquent généralement une erreur de quelques pourcents sur l'épaisseur visée. Ces erreurs sur

les épaisseurs des couches induisent deux problèmes à résoudre pour l'obtention de la largeur spectrale de résonance souhaitée à la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser femtoseconde.

Tout d'abord, l'erreur induite sur l'épaisseur de la première couche guide d'onde implique une modification de l'indice effectif n_e du mode guidé. Les conditions d'excitation du mode guidé sont donc changées. La longueur d'onde et l'angle d'incidence étant fixés, il sera nécessaire de réadapter le pas du réseau par le biais de l'équation (2.15) du chapitre 2. De plus, la largeur de résonance du réseau résonnant initial sera également modifiée. Il est donc primordial de connaître l'épaisseur de la couche guide d'onde à ce stade de la conception. Pour ce faire, il faut mesurer l'indice effectif du mode guidé. Une technique type M-lines peut être utilisée. L'équation de dispersion (2.6) (voir chapitre 2) d'un guide d'onde plan est alors utilisée pour calculer l'épaisseur de la couche guidante. Une autre méthode est également envisageable. En effet, il est possible de déposer une couche de résine puis de fabriquer un réseau de diffraction par voie interférométrique. Une caractérisation type AFM donne alors la profondeur σ du réseau. La mesure du pas Λ du réseau sera préférablement effectuée à l'aide d'un montage de Littrow. Ensuite l'angle d'excitation θ_i du mode à l'aide d'une source de longueur d'onde λ_0 et de polarisation connues est recherché.

La structure avec réseau en résine est alors modélisée numériquement à l'aide d'un programme spécialement développé à cet effet [Lyndin 2006]. L'épaisseur de la couche guidante est optimisée jusqu'à ce que les deux angles d'excitation numérique et expérimental concordent. L'épaisseur de la couche supérieure de la structure est alors connue avec une précision satisfaisante en vue d'une optimisation plus poussée du miroir résonnant.

Le deuxième problème réside dans les erreurs sur les épaisseurs des couches tampon et quarts d'ondes. En effet, ces couches vont induire un déphasage à l'onde réinjectée dans le réseau résonnant qui ne satisfera plus la condition optimale de la section 2.c du chapitre 5. La largeur spectrale de résonance ne sera donc plus celle visée et les pertes énergétiques seront accrues. Il est donc nécessaire de mesurer le déphasage réel qu'introduit le miroir avant de modéliser les corrections à apporter aux paramètres du réseau de diffraction.

Une fois l'épaisseur de la couche-guide et le déphasage du miroir connus, une optimisation numérique du pas et de la profondeur du réseau de diffraction peut être effectuée afin d'obtenir la largeur de résonance spectrale souhaitée pour la longueur d'onde de résonance souhaitée.

L'erreur sur les couches-miroirs est donc critique : elle peut rendre impossible l'obtention des caractéristiques spectrales voulues. Les technologies de dépôt des couches minces doivent être bien maîtrisées. Une erreur inférieure à 5 % est fort souhaitable sur les couches de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde afin que la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ obtenue permette le dédoublement d'une impulsion de 130 fs.

c. Fabrication du démonstrateur expérimental

Un démonstrateur est donc conçu puis fabriqué afin de démontrer expérimentalement l'effet d'un miroir résonnant sur la forme temporelle d'une impulsion laser femtoseconde à la longueur d'onde $\lambda_c = \lambda_0$ de 800 nm. Pour ce faire, les conditions de départ imposées sont de travailler avec une impulsion laser femtoseconde de durée à mi-intensité Δt de 130 fs centrée sur une longueur d'onde λ_0 de 800 nm et dont l'axe de polarisation est parallèle à la table de manipulation. Afin de travailler dans un plan parallèle à la table, il sera donc nécessaire d'exciter un mode TM de la structure. D'après le profil analytique de l'impulsion après réflexion sur le miroir résonnant (voir fig 6.2), une largeur de résonance spectrale de l'ordre du nanomètre est visée.

La structure-test fabriquée consiste donc en une partie réseau résonnant déposée sur une partie miroir. La partie miroir de l'élément optique se compose d'une couche d'environ 100 nm d'épaisseur d'or déposée sur un substrat de quartz circulaire de 25 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. Une couche d'oxyde de chrome de quelques nanomètres est insérée entre le miroir métallique et le multicouche diélectrique afin de permettre une bonne adhérence entre les couches métallique et diélectriques. Cependant cette couche de chrome, que l'on aurait voulu éviter, introduit des pertes estimées à 5 %.

Pour limiter les pertes métalliques, trois paires de couches quarts d'onde HfO_2 de haut indice $n_g = 2,01$ et SiO_2 de bas indice $n_b = 1,48$ sont déposées sur le miroir métallique afin d'en augmenter sa réflectivité globale (les valeurs des indices sont ici données pour une longueur d'onde de 800 nm). Ce multicouche se comportant comme un miroir de Bragg, des modes parasites peuvent s'y propager au voisinage de 800 nm induisant d'autres pertes. Ce problème peut être corrigé en modifiant légèrement l'épaisseur d'une des lames quart d'onde.

Enfin une couche tampon de bas indice d'épaisseur w_b isole la partie réseau résonnant du miroir. L'ensemble de ces couches forment un miroir d'environ 96% de réflectivité. Une dernière couche de haut indice est déposée permettant la fabrication du réseau résonnant.

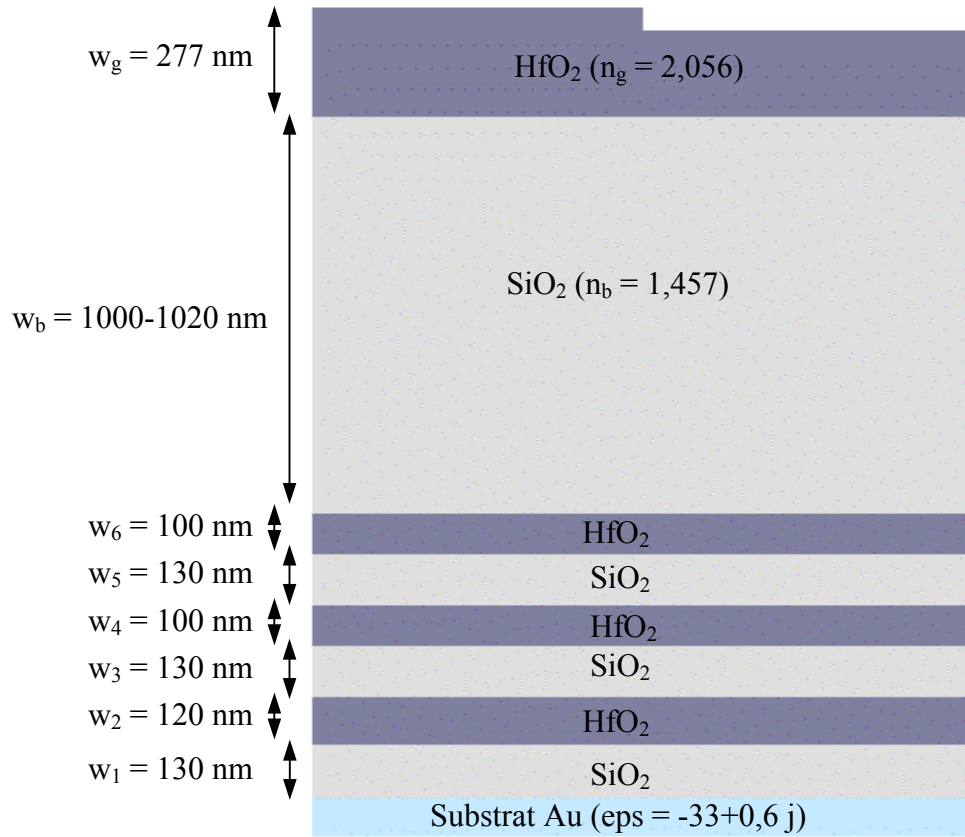


Figure 6.3 : schéma de la structure souhaitée.

La structure souhaitée est présentée sur la figure 6.3. Pour ce démonstrateur, il n'a pas été visé une réflexion proche de 100% puisque seul l'effet sur l'impulsion est voulu. De plus, l'épaisseur de la couche tampon n'a pas été optimisée afin de parfaire l'isolation du mode comme expliqué précédemment dans le paragraphe 2.c du chapitre 5. Ce paramètre a été uniquement utilisé afin d'ajuster la largeur de résonance spectrale. Les paramètres visés pour le multicouche sont trois paires de lames quart d'ondes définies pour une longueur d'onde de 800 nm et un angle d'incidence dans l'air de 20° , une couche SiO_2 de $1000 \pm 20 \text{ nm}$ puis une couche HfO_2 de $277 \pm 10 \text{ nm}$. Les marges d'erreurs ont été définies en calculant la largeur de résonance spectrale dans les cas extrêmes par le biais de simulations numériques. On constate que ces erreurs permises sont très faibles (5% sur l'épaisseur de la couche-guide et 2% sur la couche tampon). Un réseau

de diffraction binaire de 400 nm de pas Λ et de 60 nm de profondeur σ serait alors gravé sur la dernière couche. Dans ces conditions, un mode TM de largeur spectrale de résonance de l'ordre du nanomètre sera excité par une onde incidente de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm sous un angle θ_i de 20°.

Les couches ont été déposées successivement par pulvérisation par faisceau d'ions (Ion Beam Sputtering) par le LITEN (Grenoble). En première approximation, un décalage du spectre expérimental en réflexion (incidence de 7°) est observé par rapport au spectre théorique : ce fait nous indique une erreur sur les épaisseurs de couches. Cependant aucune information supplémentaire n'est disponible. La méthode de correction exposée dans la section b devrait être appliquée à ce stade de la conception. Cependant, elle n'a été développée que plus tardivement. Ici, les corrections ont été évaluées par optimisation du spectre numérique par rapport au spectre donné par le fabricant. Le spectre le plus proche obtenu correspond à des épaisseurs de couches augmentées de 6% sauf pour la couche-guide diminuée de 33 nm. Ceci est donc notre hypothèse de départ pour la correction à apporter sur les paramètres du réseau. La structure corrigée représentée sur la figure 6.4 est donc constituée de trois paires de lames quart d'onde d'épaisseurs 106 nm et 138 nm pour les haut et bas indices respectivement, une couche tampon SiO₂ de 1060 nm, une couche-guide HfO₂ de 244 nm. Sous ces conditions, le réseau de diffraction doit avoir un pas Λ de 350 nm et une profondeur σ de 60 nm pour conserver les caractéristiques spectrales de résonance souhaitées. L'angle θ_i d'excitation du mode TM du miroir résonnant devrait alors être d'environ 40° à $\lambda_0 = 800$ nm.

Les réseaux de diffraction ont été fabriqués par exposition lithographique classique. Les substrats sont tout d'abord nettoyés dans un bain ultrasonique d'acétone, puis d'éthanol et enfin d'eau puis une couche d'environ 150 nm de résine photosensible négative shipley 505A est déposée par tournette en salle blanche. La couche de résine est alors précuite pendant 90 secondes dans un four à 110°C. Les échantillons subissent ensuite une exposition lithographique UV sous une longueur d'onde de 442 nm. La densité d'énergie est de 170 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ pour chaque bras du dispositif et la durée d'exposition de 8 min. Les réseaux ainsi inscrits sous forme de polymérisation périodique de la résine sont ensuite révélés par bain de 1 min dans un développeur MF501. Le réseau subit alors une caractérisation par AFM, puis par montage de Littrow afin de vérifier période, profondeur, facteur de remplissage, et homogénéité du réseau de diffraction en résine. En cas de succès de ces tests, la couche supérieure du multicouche est gravée par RIBE puis délaquée avant une vérification finale des paramètres du réseau par AFM.

Les échantillons ont été gravés successivement de façon à ce que la profondeur σ du réseau puisse être modifiée en fonction des résultats obtenus lors de la caractérisation du miroir résonnant précédente.

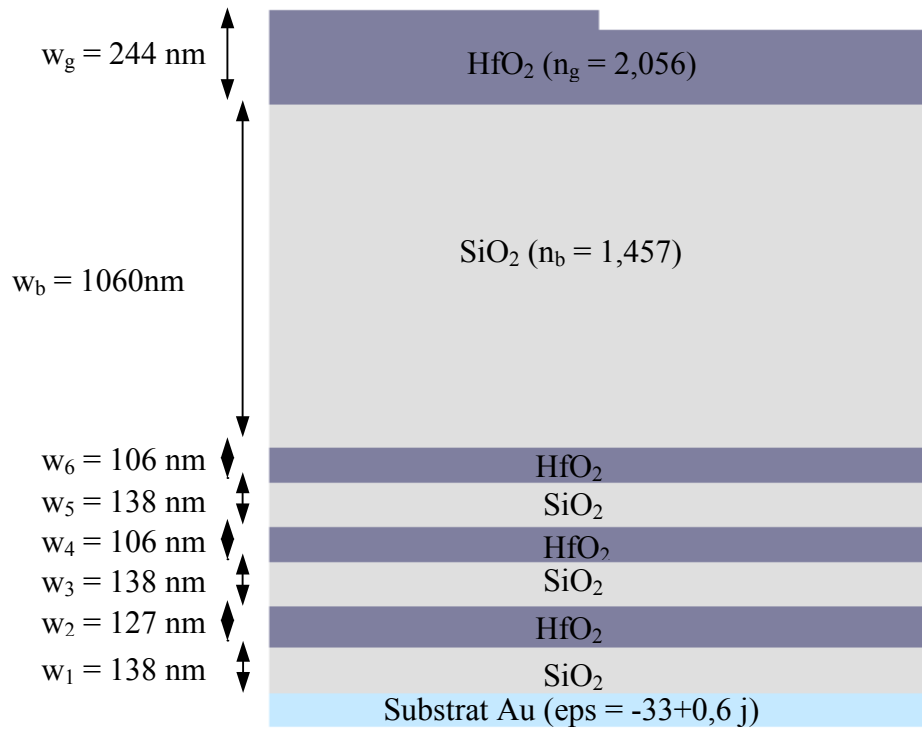


Figure 6.4 : schéma de la structure fabriquée.

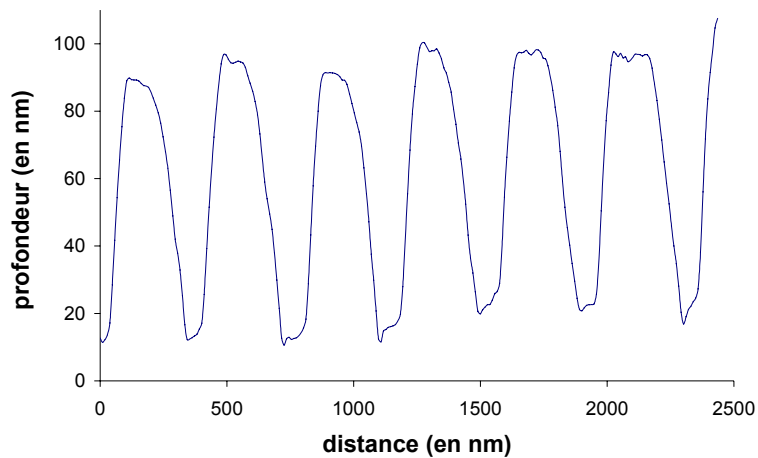


Figure 6.5 : caractérisation au microscope à force atomique du premier échantillon.

Les réseaux de diffraction sont donc caractérisés par AFM (figures 6.5 et 6.6). Le premier réseau est gravé pour une profondeur σ moyenne de 77 nm (figure 6.5) mais on voit qu'il n'est pas très homogène en profondeur. Une caractérisation par montage de Littrow donne un pas de 350 nm. L'angle d'incidence permettant l'excitation du mode TM à 800 nm est cherché à l'aide d'un laser Ti:Sapphire accordable. On trouve alors un angle d'incidence de 44° pour un coefficient de réflexion de 88%. Les pertes énergétiques à la résonance sont donc suffisamment faibles pour que l'effet de dédoublement ne puisse être imputé à une modulation d'amplitude spectrale.

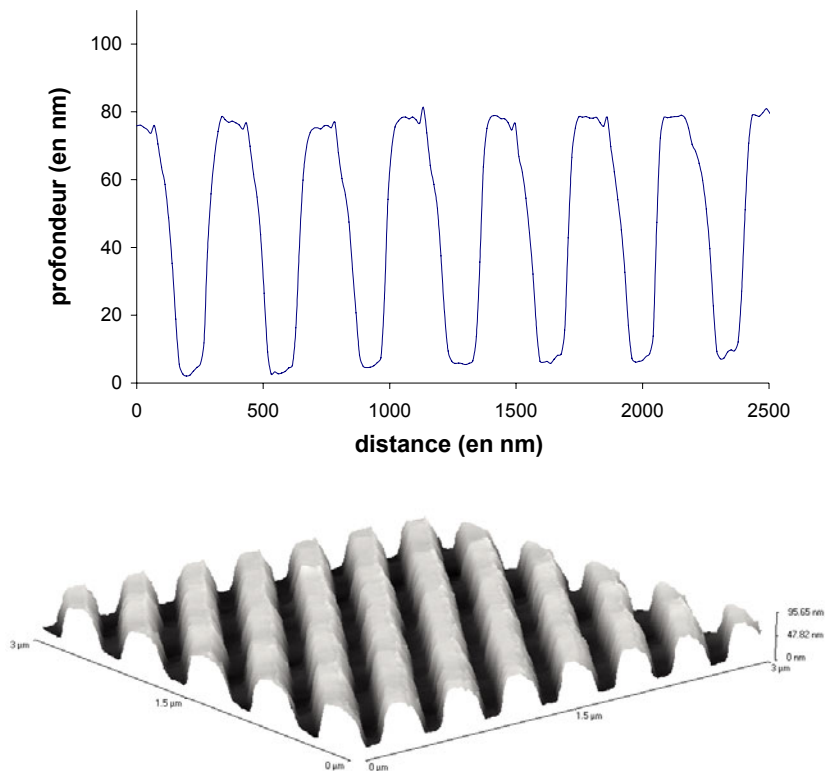


Figure 6.6 : caractérisation au microscope à force atomique du deuxième échantillon.

Pour le deuxième échantillon (figure 6.6), le réseau est plus homogène et sa profondeur moyenne est de 72 nm, l'angle d'excitation trouvé est alors de 46° pour un coefficient de réflexion de 85%. Deux miroirs résonnants ont donc été fabriqués. La caractérisation temporelle de ces deux modulateurs spectraux sous exposition femtoseconde est présentée ci-après.

6.3 Démonstration expérimentale de la modulation temporelle d'une impulsion laser femtoseconde après réflexion sur un miroir résonnant

L'impulsion utilisée pour cette démonstration expérimentale est issue d'un oscillateur femtoseconde Vitesse Diode-pumped laser fabriqué par Coherent de longueur d'onde centrale λ_c 800 nm. Le taux de répétition est de 80 MHz pour une puissance moyenne de 240 mW, soit une énergie d'environ 3nJ/pulse. La durée de l'impulsion à mi-intensité Δt est de 85 fs. Deux méthodes de caractérisation temporelle ont été utilisées : l'autocorrélation et l'intercorrélation. La figure 6.7 montre le principe.

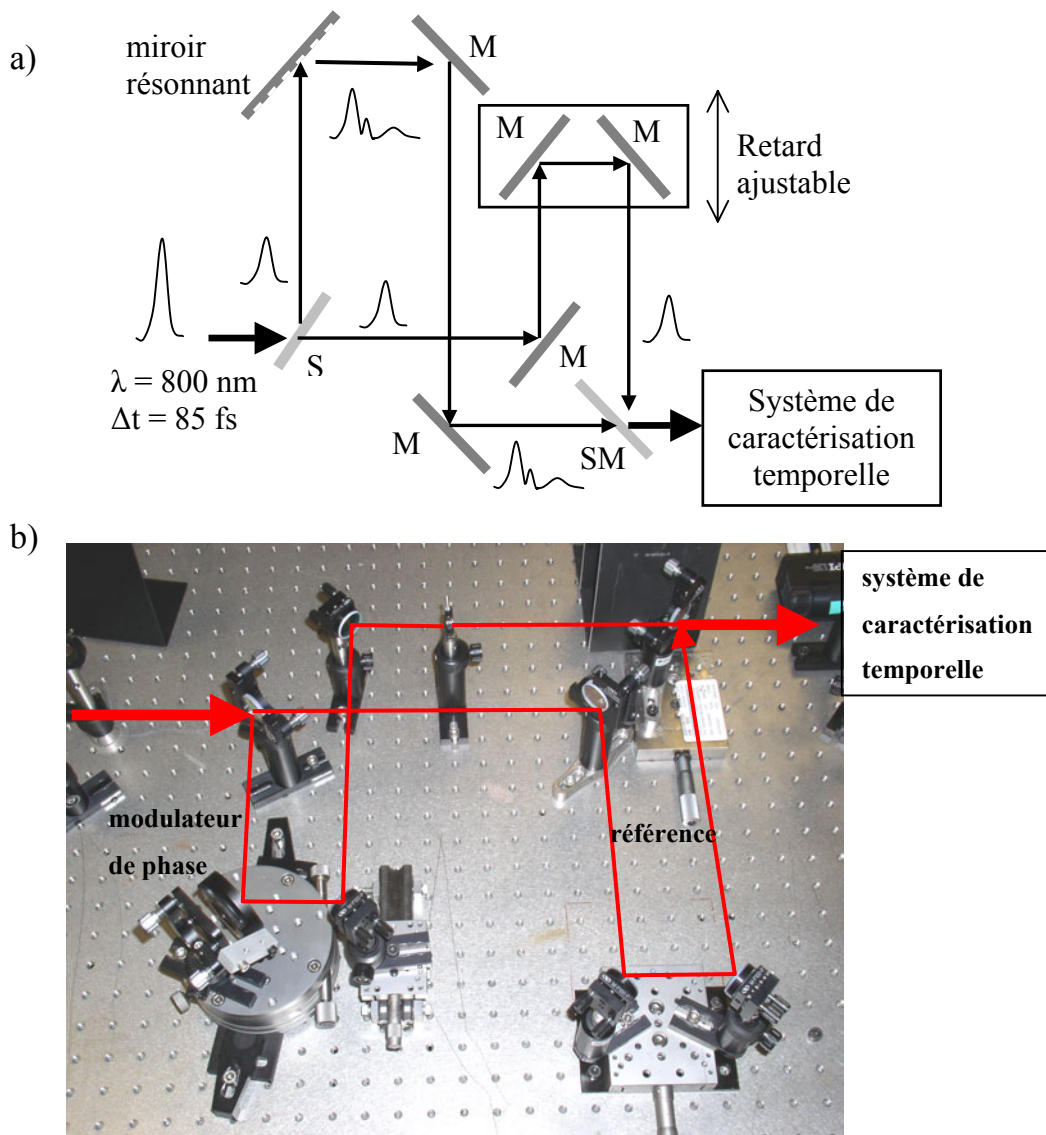


Figure 6.7 : a) principe de la caractérisation temporelle et b) mise en oeuvre expérimentale.

Le faisceau est partagé en deux bras. Le premier est composé du modulateur de phase et d'un miroir : il est donc porteur de l'impulsion à caractériser. Le second est le bras de référence porteur de l'impulsion initiale et monté sur une platine de translation afin de corriger le retard entre les deux bras. Les deux impulsions sont recombinaées puis envoyées dans le système de caractérisation basé sur la génération de seconde harmonique.

Le point le plus difficile est sans nul doute la recherche expérimentale de la résonance. La structure étant en théorie sans perte, on ne peut se contenter de chercher les conditions pour lesquelles une éventuelle baisse dans le coefficient de réflexion due à l'excitation du mode a lieu. Deux paramètres seulement nécessitent un réglage dans notre cas : l'angle d'incidence θ_i et l'orientation φ des lignes du réseau par rapport au plan d'incidence de l'onde. Ce réglage peut être effectué grossièrement à l'œil. En effet, des phénomènes parasites, sans explication actuellement, semblent avoir lieu à la résonance. La figure 6.8 montre la déformation du faisceau à la résonance. On constate l'apparition de quatre taches sur le bord du faisceau et la résonance coïncide avec le maximum d'intensité dans ces taches. Le réglage grossier à l'œil des deux paramètres s'est montré très proche du réglage optimal, ce qui est un bon atout en vue d'une application industrielle.



Figure 6.8 : faisceau après réflexion sur le réseau résonnant.

Les deux structures ont donc été caractérisées à chaque fois en terme d'orientation des lignes φ du réseau et de l'angle d'incidence θ_i . Une première optimisation est faite suivant l'orientation des

lignes, puis une seconde suivant l'angle d'incidence. En fait, le premier réglage vise à positionner le plan d'incidence perpendiculairement aux lignes du réseau (incidence dite classique). La quantité d'onde incidente injectée dans le mode donc subissant le déphasage est ainsi maximisée. Ce point est d'ailleurs très intéressant puisqu'il donne un moyen facile et rapide de passer de l'impulsion d'entrée au double pulse : il suffit d'orienter les lignes à 90° . Quant à l'angle d'incidence, il va jouer sur le contraste des deux sous-impulsions. En éloignant la résonance centrée à la longueur d'onde λ_0 de la longueur d'onde centrale λ_c du spectre de l'impulsion, on atténue l'effet de la variation de phase. Par conséquent, pour chacun des deux paramètres, on recherche les deux positions consécutives pour lesquelles les profils temporels sont les plus proches. On prendra alors une valeur moyenne comme condition optimale.

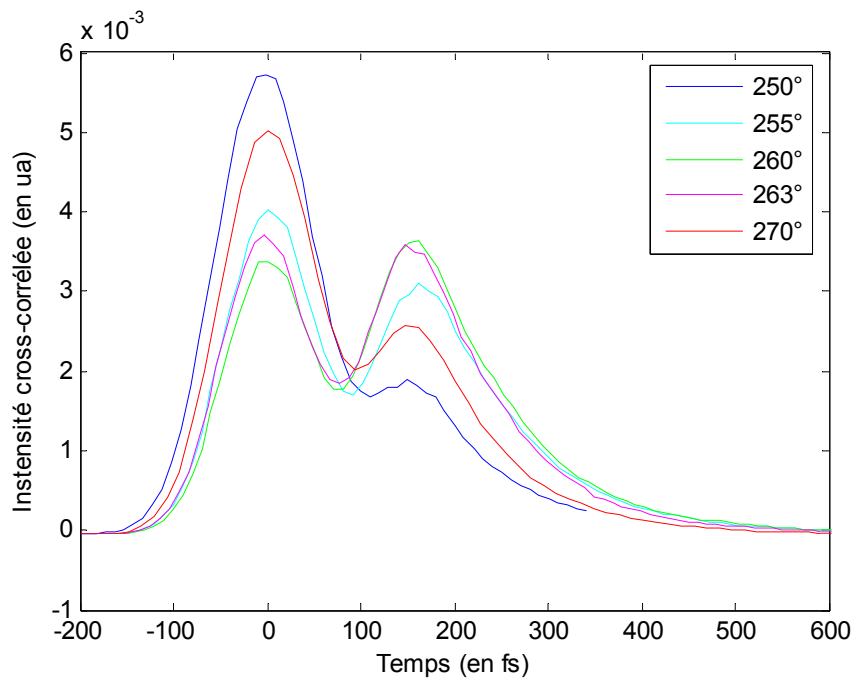


Figure 6.9 : optimisation de l'orientation des lignes du réseau pour le premier échantillon par intercorrélation.

Pour le premier échantillon, on recherche donc le maximum d'intensité dans les taches parasites à l'œil. On trouve un angle φ entre les lignes de réseau et le plan d'incidence de 263° et un angle d'incidence θ_i de $43,8^\circ$. L'angle φ donné ici se reporte à une graduation sur le support de l'échantillon. On effectue alors une optimisation suivant l'orientation des lignes du réseau. Les résultats sont présentés sur la figure 6.9. On voit que les courbes pour $\varphi = 270^\circ$ et $\varphi = 250^\circ$ sont

à peu près équivalente et le second pulse commence à s'effacer : on tend à moins moduler l'impulsion d'entrée. On remarque que les courbes 260° et 263° sont quasiment identiques. La valeur optimale doit donc être entre les deux, c'est à dire proche de 262° .

L'optimisation de l'angle d'incidence est alors effectuée en fixant l'orientation de la ligne des réseaux suivant la direction trouvée précédemment. Les résultats pour le premier échantillon sont regroupés sur la figure 6.10. On remarque ici aussi que le profil varie très peu entre $43,2^\circ$ et $43,5^\circ$. L'angle d'incidence optimal est donc compris dans cette tranche autour de $\theta_i = 43,4^\circ$.

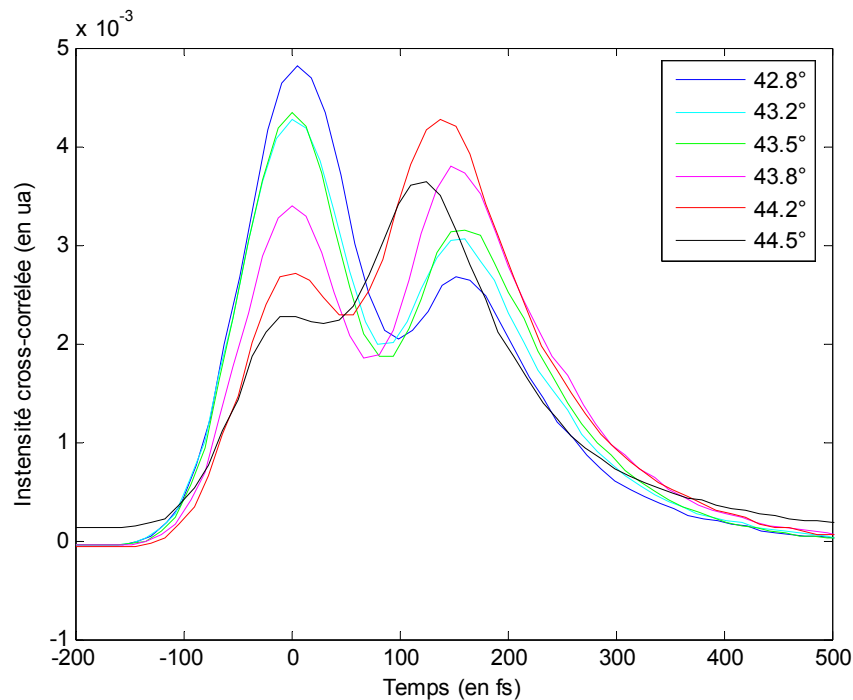


Figure 6.10 : optimisation de l'angle d'incidence du premier échantillon par intercorrélacion

Les figures ci-après donnent une idée de comparaison entre les profils temporels obtenus par ajustement à l'œil et le réglage optimisé. Les mesures sont effectuées par autocorrélation (6.11) et intercorrélacion (6.12). On remarque que le réglage grossier effectué à l'œil donne quasiment les mêmes profils temporels d'impulsions qu'après optimisation. Ce point paraît intéressant dans le cadre d'une application industrielle puisque le réglage pourrait ne prendre que quelques minutes sans ne nécessiter autre matériel qu'un écran et une pièce noire. De plus, au niveau des tolérances, des précisions de $\pm 5^\circ$ sur l'orientation des lignes et $\pm 0,5^\circ$ sur l'angle d'incidence sont nécessaires. La mesure par intercorrélacion est alors comparée à l'intercorrélacion numérique

(figure 6.13). La largeur spectrale de résonance permettant d'obtenir les résultats les plus proches est estimée à environ $\Delta\lambda = 1,24$ nm pour ce premier échantillon.

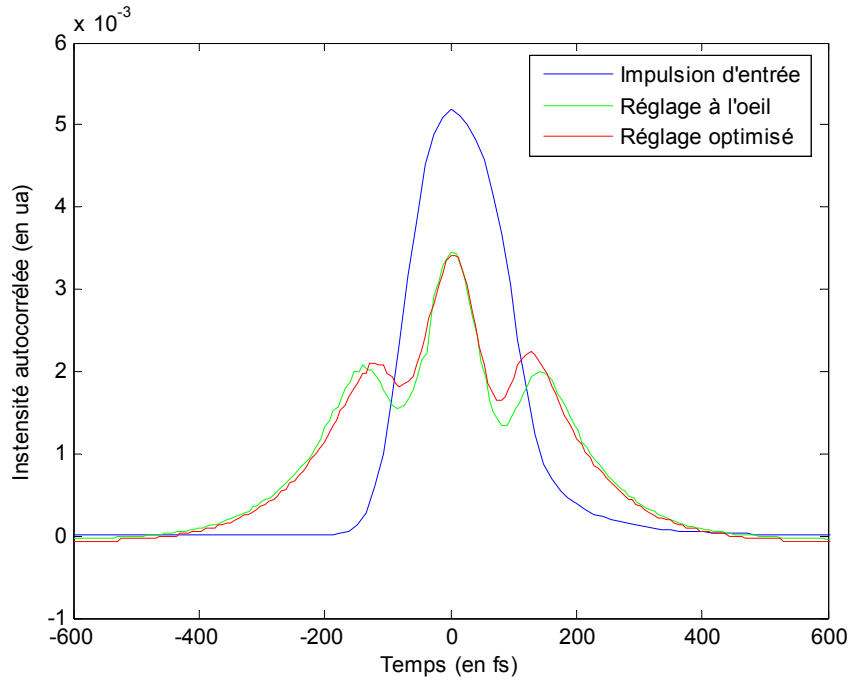


Figure 6.11 : autocorrélation de l'impulsion réfléchie par le premier échantillon.

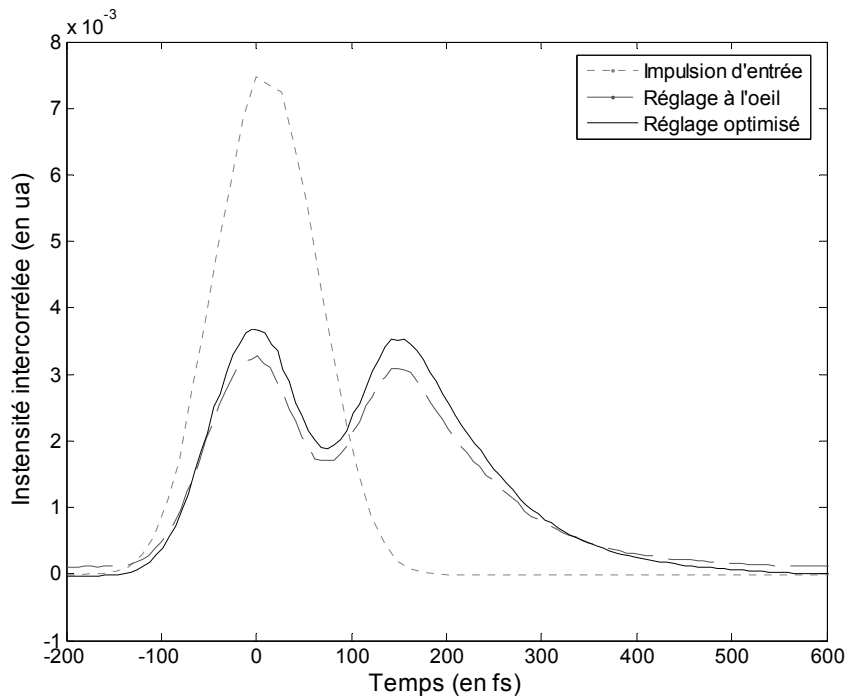
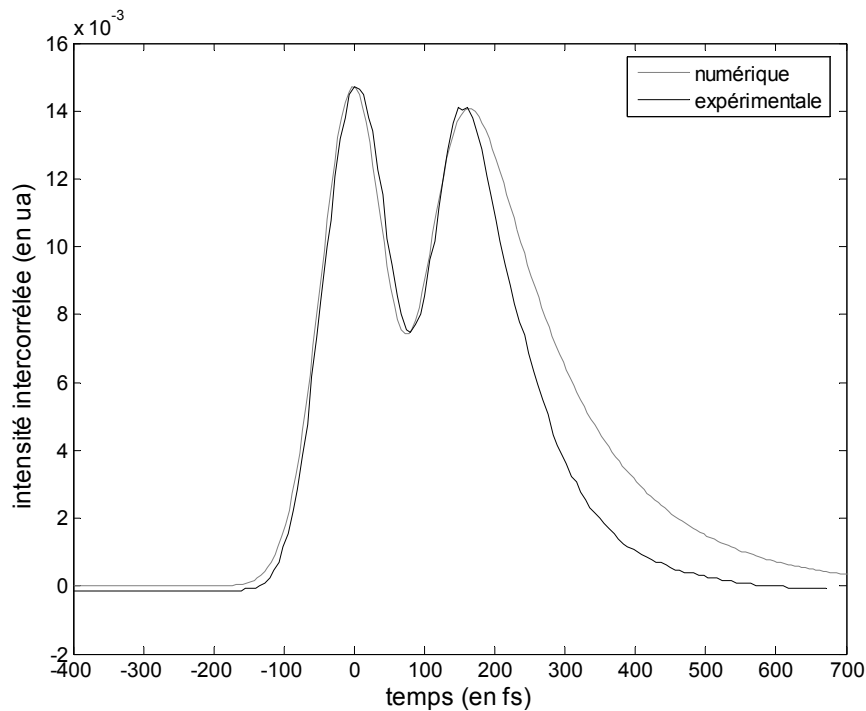


Figure 6.12 : intercorrélation de l'impulsion réfléchie par le premier échantillon.



**Figure 6.13 : comparaison de l'intensité intercorrélée
expérimentalement et numériquement.**

D'un point de vue expérimental, aucun matériel de très haute précision n'est requis. En ce qui concerne les pertes énergétiques, bien que le composant ne soit pas totalement optimisé pour ce problème, on observe un coefficient de réflexion de 96% hors résonance contre un coefficient de 91% après optimisation du profil temporel. Il y a donc très peu de pertes (5% par rapport au miroir) et celles-ci sont probablement dues à la forte absorption d'une fine couche d'ancrage entre le métal et la première couche diélectrique.

Pour le deuxième échantillon, on refait le même travail. On recherche donc le maximum d'intensité dans les taches parasites à l'œil. On trouve un angle φ entre les lignes de réseau et le plan d'incidence de 286° et un angle d'incidence θ_i de $46,4^\circ$. L'angle φ donné ici se reporte toujours à une graduation sur le support de l'échantillon. On effectue alors une optimisation suivant l'orientation des lignes du réseau. Les résultats sont présentés sur la figure 6.14. On remarque que les courbes 285° et 286° sont quasiment identiques. La valeur optimale doit donc être entre les deux, c'est à dire proche de 286° .

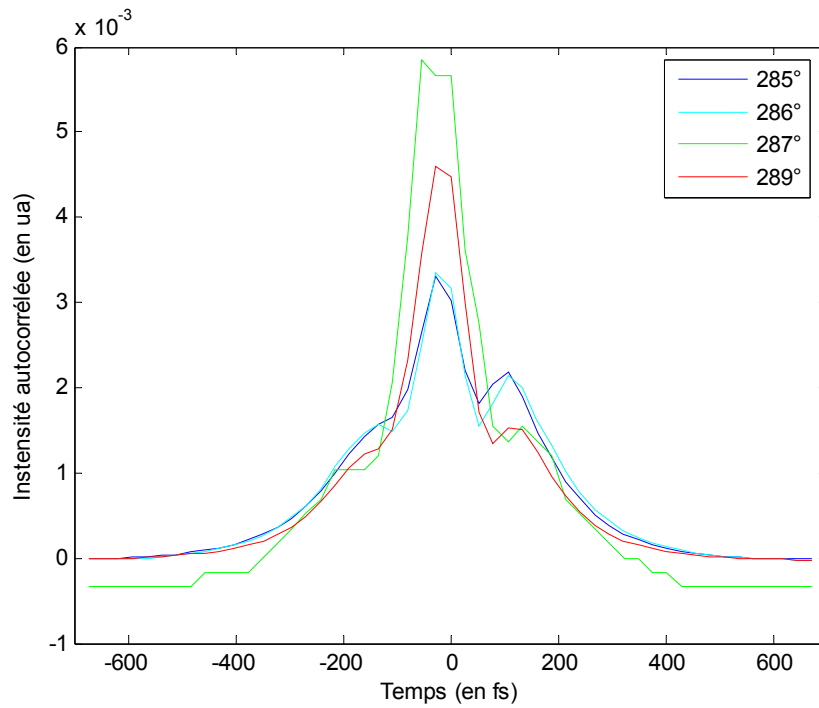


Figure 6.14 : optimisation de l'orientation des lignes du réseau pour le deuxième échantillon par autocorrélation

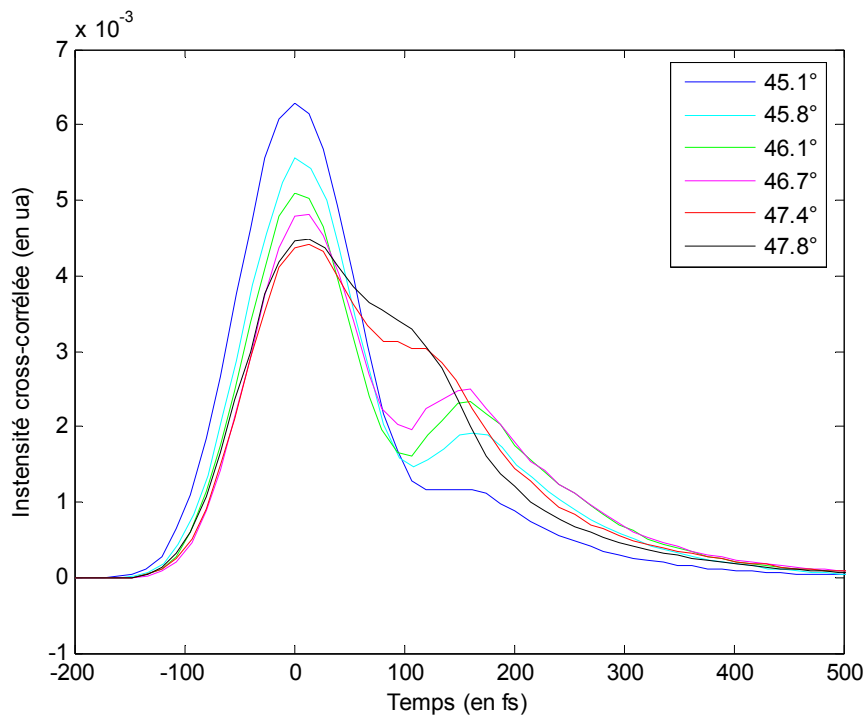


Figure 6.15 : optimisation de l'angle d'incidence pour le deuxième échantillon par intercorrélacion

L'optimisation de l'angle d'incidence est alors effectuée en fixant l'orientation de la ligne des réseaux suivant la direction trouvée précédemment. Les résultats pour le premier échantillon sont regroupés sur la figure 6.15. On remarque ici aussi que le profil varie très peu entre $45,8^\circ$ et $46,7^\circ$. L'angle d'incidence optimal est donc probablement compris dans cette tranche autour de $\theta_i = 46,2^\circ$. Les figures 6.16 et 6.17 donnent une idée de comparaison entre les profils temporels obtenus par ajustement à l'œil et le réglage optimisé. Les mesures sont effectuées par autocorrélation (6.16) puis intercorrélation (6.17).

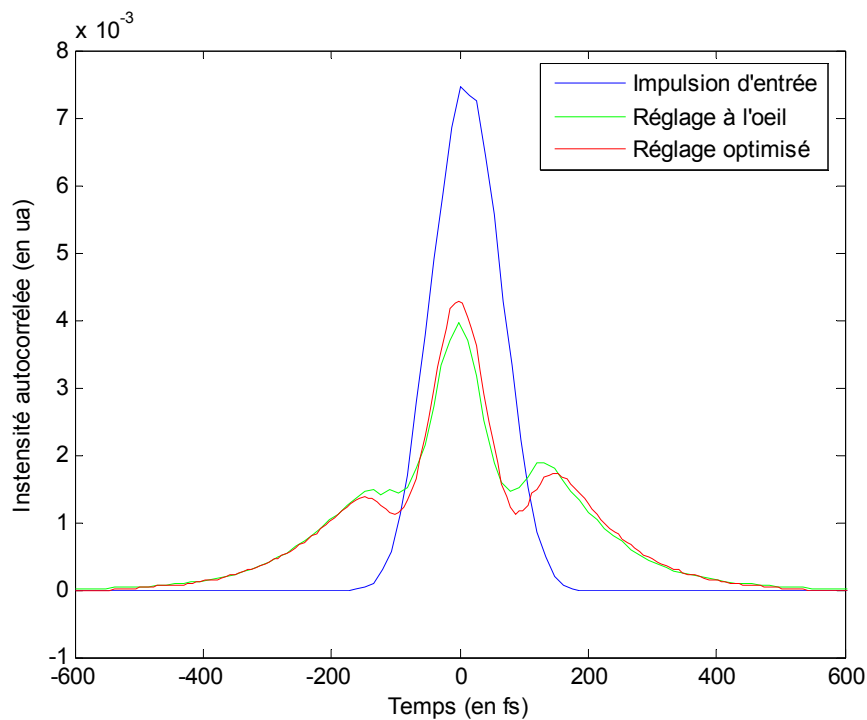


Figure 6.16 : autocorrélation du deuxième échantillon.

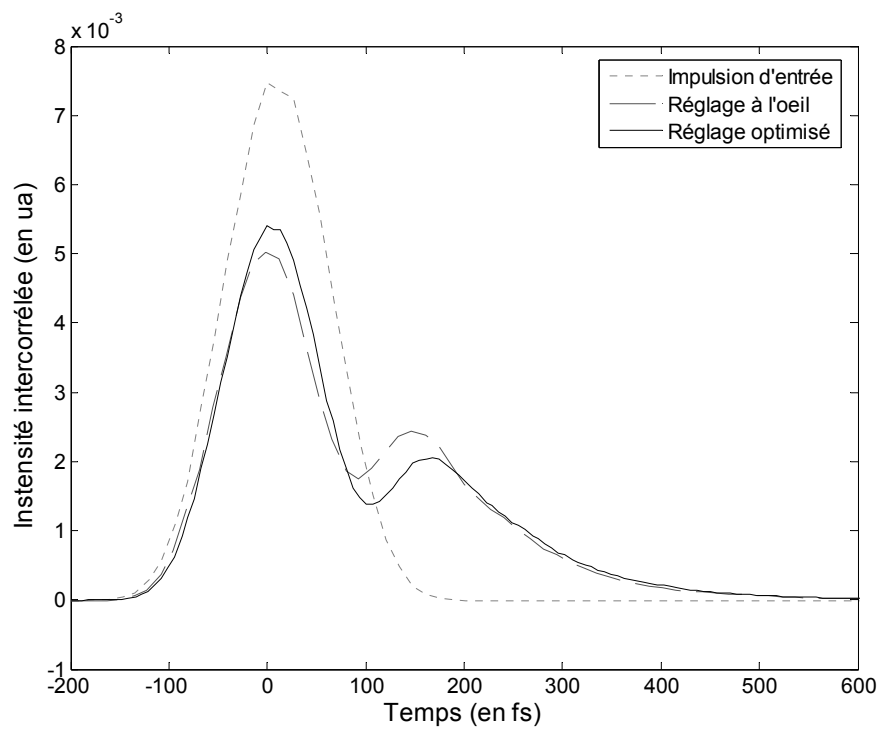


Figure 6.17 : intercorrélacion du deuxième échantillon.

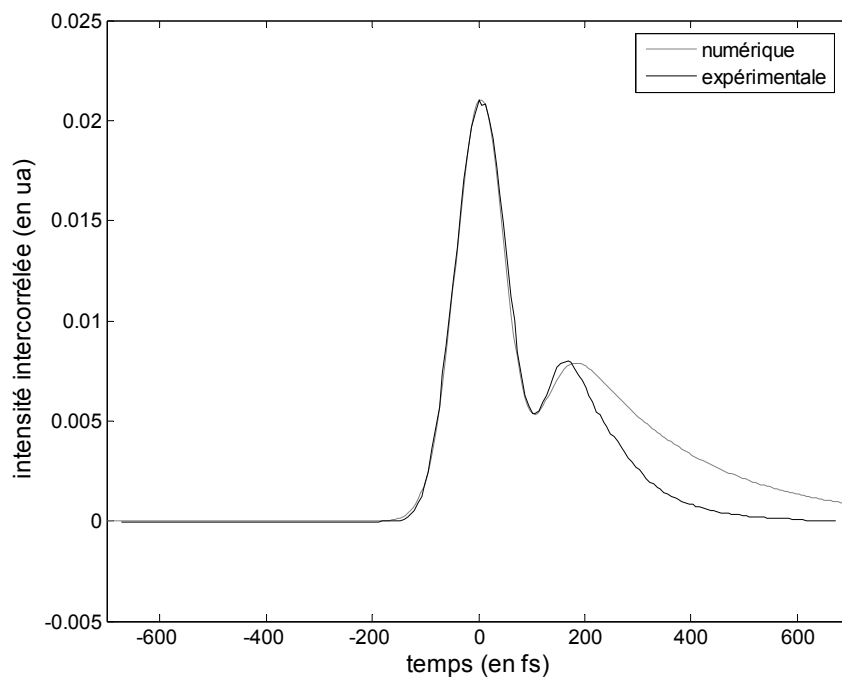


Figure 6.18 : comparaison de l'intensité intercorrélée
expérimentalement et numériquement.

En conclusion, on remarque que le réglage grossier effectué à l'œil donne encore une fois quasiment les mêmes profils temporels d'impulsions qu'après optimisation. Au niveau des tolérances, des précisions de $\pm 2^\circ$ sur l'orientation des lignes et $\pm 0,5^\circ$ sur l'angle d'incidence sont nécessaires. La mesure par intercorrélacion est alors comparée à l'intercorrélacion numérique (figure 6.18). La largeur spectrale de résonance permettant d'obtenir les résultats les plus proches est estimée à environ $\Delta\lambda = 0,77$ nm pour ce deuxième échantillon.

6.4 Conclusion

Nous venons donc de démontrer expérimentalement que le miroir résonnant est un modulateur spectral de phase quasi-pur applicable à la mise en forme temporelle d'impulsions femtosecondes. La démonstration théorique a tout d'abord été faite dans la première partie où le calcul du profil analytique de l'impulsion après réflexion a été calculé.

Dans la deuxième partie, une méthodologie de conception a été développée, ainsi qu'une méthodologie de correction des paramètres du réseau de diffraction par caractérisation simple et non-destructive de la structure multicouche avant gravure. La fabrication des deux prototypes de miroirs résonnants est également détaillée.

Enfin, les résultats expérimentaux de la caractérisation temporelle de ces deux structures sous exposition femtoseconde a permis de confirmer l'effet d'un tel composant optique sur une telle impulsion laser démontré théoriquement dans la première partie.

La limitation de ce composant réside dans le profil de phase qu'il génère : il est figé par les paramètres opto-géométriques de la structure. Le chapitre suivant vise à développer le miroir résonnant afin de pouvoir générer d'autres formes temporelles.

Chapitre 7

Perspectives du miroir résonnant pour une application industrielle

7.1 Modification ajustable des profils temporels générés par un miroir résonnant

Nous venons de voir dans le chapitre précédent que le miroir résonnant peut jouer le rôle de modulateur spectral de phase dans le but d'une application à la mise en forme temporelle d'impulsions lumineuses ultra-brèves. Un tel composant optique ne remplacerait pas la classique ligne à dispersion nulle associée à un modulateur spatial de lumière programmable en milieu de recherche et développement. Toutefois, sa simplicité d'installation, d'utilisation et son coût de revient en font un outil prometteur en milieu industriel. Son intérêt peut être double : améliorer le rendement et la qualité d'usinage laser ultra-bref.

Il a été démontré dans le paragraphe 1 du chapitre 5 que la fonction de phase introduite par un miroir résonnant est toujours de type arctangente de 2π d'amplitude dont la largeur dépend des paramètres optogéométriques de la structure. Actuellement, ces paramètres restent invariables. Les caractéristiques de la résonance et par conséquent la phase spectrale induite sont donc fixes. Dans le cadre d'une application à la mise en forme temporelle d'impulsions lumineuses ultra-brèves, un seul profil d'impulsion est alors possible. Il est souhaitable de rendre le miroir

résonnant plus flexible en terme de phase spectrale tout en conservant la simplicité d'utilisation afin d'en faire un outil industriel. Pour ce faire, deux voies sont exploitables : la phase de la partie « miroir » du composant ainsi que la cascade de résonances.

a. Ajustement de l'épaisseur de la couche tampon

Nous avons vu dans le paragraphe 2 du chapitre 5 que la largeur de résonance varie périodiquement avec la phase de la partie miroir du miroir résonnant. Il y a donc la possibilité de modifier la largeur spectrale de résonance en variant le chemin optique induit par la traversée de la couche tampon. Dans ce but, on peut imaginer d'utiliser par exemple un matériau électro-optique. En modifiant ainsi faiblement l'indice de réfraction de la couche tampon, le chemin optique correspondant à sa traversée pourrait être ajusté. La conséquence en serait une maîtrise du déphasage du miroir positionné sous le guide d'onde en fonction de l'indice de réfraction de la couche tampon. Comme nous l'avons vu par le biais de l'expression (5.7) du chapitre 5, la largeur de résonance varie périodiquement avec cette phase. Par l'utilisation d'un matériau électro-optique dans la couche tampon, il deviendrait donc possible de balayer la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$, influant sur la répartition de l'énergie dans les deux sous-impulsions obtenues après réflexion sur un miroir résonnant (voir figure 6.2 p. 132), sur toute la plage de valeurs exploitables pour la mise en forme temporelle d'une impulsion laser ultra-brève définie. Il suffirait pour cela de modifier l'intensité du champ électrique appliqué au matériau électro-optique. Le miroir métallique pourrait dans ce cas précis servir de cathode. Cependant, la modification de cette épaisseur optique peut conduire à une augmentation des pertes énergétiques comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2 du chapitre 5. En effet, le guide d'onde n'est plus parfaitement isolé et le champ au niveau du miroir métallique augmente.

Cette méthode ne permettra pas de modifier la forme de l'impulsion en sortie mais juste de jouer sur la quantité d'énergie envoyée dans chaque sous-impulsion, comme il l'a été présenté dans le paragraphe 1 du chapitre 6. Le gain en terme de flexibilité est donc minime est une autre méthode est nécessaire. Cependant, une autre utilisation pour ce type de matériau peut être prévue : un ajustement de l'indice de réfraction de la couche tampon permettra d'isoler parfaitement le mode guidé et minimisera ainsi les pertes. Ces pertes devront impérativement être minimales dans l'effet cascade que l'on étudiera dans la suite. Cette deuxième méthode permet d'envisager une plus grande flexibilité du profil de phase généré par un miroir résonnant.

b. Effet cascade

Une deuxième solution, plus mécanique, permet d'élargir considérablement l'éventail des fonctions de phases induites par le miroir résonnant et par conséquent les profils temporels d'impulsions après réflexion sur la structure. Cette solution consiste à cascader les résonances en réinjectant plusieurs fois le faisceau sur la structure à l'aide d'un deuxième miroir (résonnant ou non). Chaque réinjection permettra d'exciter le guide d'onde et par conséquent, d'introduire un nouveau déphasage de type arctangente d'amplitude 2π .

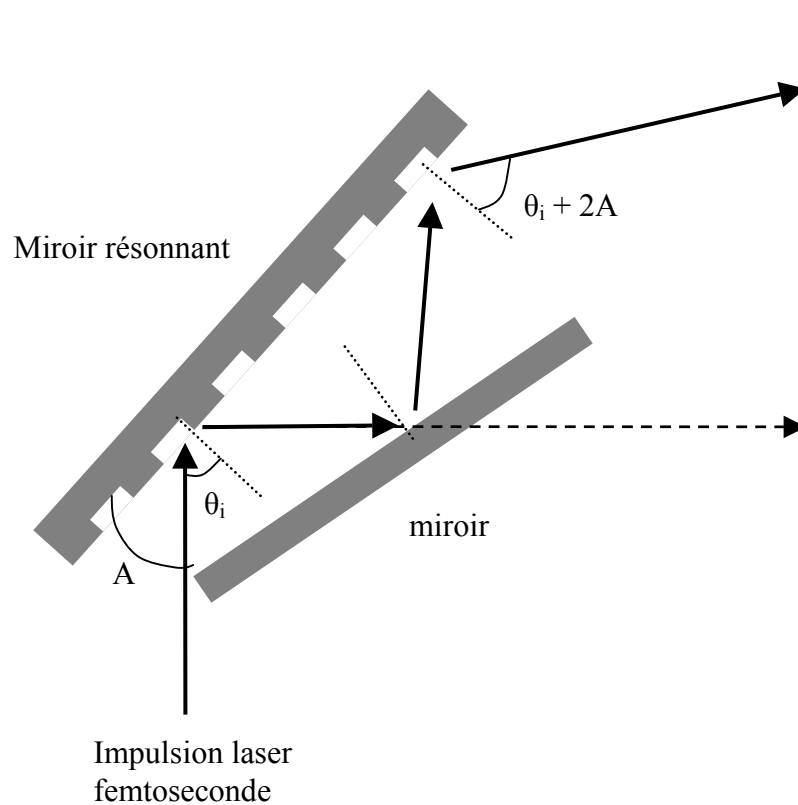


Figure 7.1 : dispositif de base pour l'effet cascade sur un miroir résonnant.

Soit A l'angle entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection différent de la valeur nulle. Dans ces conditions, chaque réflexion aura un angle d'incidence décalé de $2A$ par rapport à la réflexion précédente. Cette translation angulaire se traduit tout d'abord par une translation spectrale du saut de phase, mais également par une variation de la largeur de résonance associée. Une succession de N sauts de phase de 2π centrés sur différentes longueurs d'onde est alors obtenue au lieu d'un saut de phase unique de grande amplitude $2N\pi$ lorsque les miroirs sont

parallèles ($A = 0$). L'écart spectral entre ces différents sauts de phase est ajustable via l'angle A entre les deux miroirs. En ajustant en plus l'angle d'incidence, il devient possible de translater spectralement la phase totale induite par le système optique. La figure 7.1 montre le principe de base de l'effet cascade.

Grâce à cet effet cascade, il est possible de choisir le nombre N de sauts de phases souhaités. La période spectrale peut également être ajustée via l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. L'angle d'incidence permet alors de positionner la fonction de phase générée dans le spectre de l'impulsion femtoseconde. Un large éventail d'impulsion peut être ainsi généré à l'aide de notre miroir résonnant. La structure devient plus flexible voire plus dynamique puisqu'il est possible de jouer en temps réel sur le nombre de sauts de phases, mais aussi sur la période spectrale qui les sépare par le biais de l'angle entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. Cette méthode est donc prometteuse en vue d'un élargissement de l'éventail des profils de phases induits par un miroir résonnant. Cependant, le faisceau subit deux réflexions pour chaque réinjection. Cela impose des miroirs de hautes qualités et faibles pertes si l'on souhaite cascader de multiples résonances tout en conservant une quantité acceptable d'énergie dans l'impulsion.

Pour prouver l'efficacité de la méthode imaginée précédemment, une démonstration expérimentale de l'effet cascade est nécessaire. Dans la partie suivante, le profil temporel d'une impulsion laser femtoseconde est mesuré après deux réflexions sur un miroir résonnant.

7.2 Démonstration expérimentale de l'effet d'une cascade de deux résonances sur une impulsion laser femtoseconde

Une démonstration expérimentale de l'effet cascade de deux résonances est présentée dans la suite grâce au deuxième échantillon représenté sur la figure 7.4 et caractérisé dans le paragraphe 3 du chapitre 6. Toutefois, la taille de l'échantillon rend difficile cette cascade. Seul l'effet de deux résonances a donc été étudié comme le montre la figure 7.2. Les mesures ont été effectuées sous les mêmes conditions expérimentales. L'impulsion centrée sur 800 nm a une durée de 85 fs et une énergie de 3 nJ. Cette impulsion se réfléchit une première fois sur le miroir résonnant avant d'être réinjectée dans la structure par le biais d'un miroir standard. Le réglage de l'angle

entre les deux miroirs n'a été effectué que grossièrement à cause des difficultés expérimentales liées à la taille de l'échantillon. L'impulsion en sortie est caractérisée par intercorrélation.

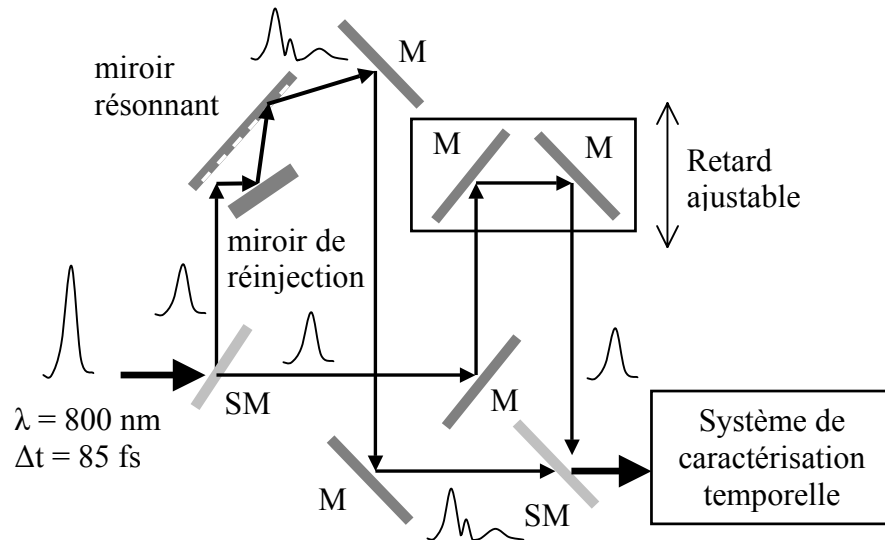


Figure 7.2 : dispositif expérimental pour la démonstration de l'effet cascade

Deux exemples d'impulsions obtenues à l'aide de la deuxième structure sont donnés sur la figure 7.3 après deux injections du faisceau dans le miroir résonnant. Seul l'angle entre les deux miroirs est changé grossièrement entre les deux cas. Ceci implique qu'après la première réflexion, l'impulsion est de la forme optimisée comme nous l'avons étudié dans le chapitre précédent (voir figure 6.13). L'énergie est temporellement étalée dans trois sous-impulsions dans les deux cas. La variation de l'angle entre les deux miroirs a pour effet de répartir différemment l'énergie dans ces trois impulsions. Ces résultats confirment expérimentalement l'effet cascade pour deux résonances. Ils valident ainsi la théorie de l'effet de la réinjection d'une impulsion femtoseconde dans le miroir résonnant à plusieurs reprises.

Dans la section suivante, une caractérisation en fonction de l'angle d'incidence est menée numériquement afin de caractériser le deuxième échantillon (présenté dans le chapitre précédent) en terme de longueur d'onde et de largeur de résonance spectrale. Cette étude sera à la base des simulations numériques du paragraphe 4 présentant des profils temporels obtenus par effet cascade.

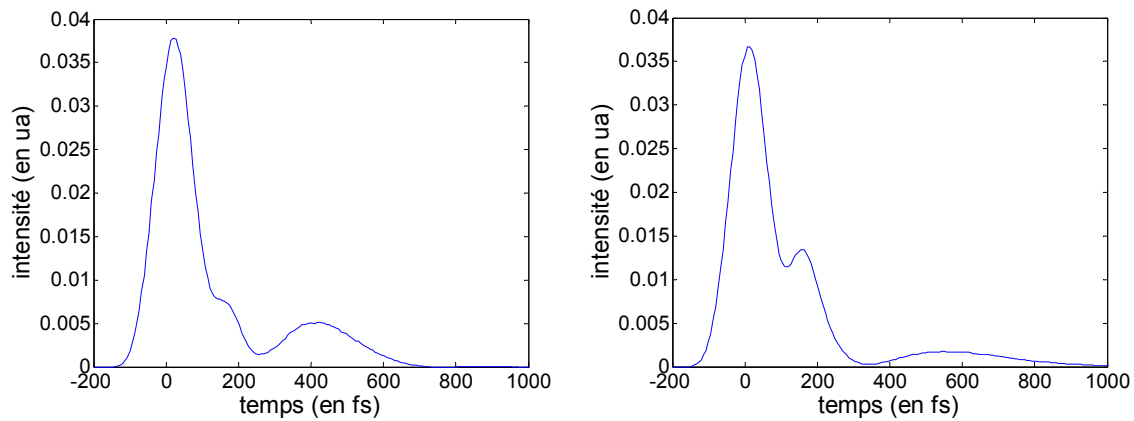


Figure 7.3 : profils temporels expérimentaux obtenus par intercorrélation après cascade de deux résonances avec différents angles de réinjection

7.3 Caractérisation de la structure en terme de largeur spectrale de résonance et de longueur d'onde d'excitation du mode en fonction de l'angle d'incidence

Dans cette partie, le miroir résonnant présenté sur la figure 7.4 est étudié sur le plan numérique. Cet échantillon a déjà été caractérisé par AFM et par laser femtoseconde pour une simple résonance dans le chapitre précédent. Il s'agit du même type de structure que sur la figure 6.4 mais avec l'épaisseur de couche tampon w_b et la profondeur de réseau σ trouvées après caractérisation.

L'étude présentée ci-après vise à déterminer la largeur spectrale ainsi que la longueur d'onde de résonance de la structure suivant l'angle d'incidence. Une fois ces deux quantités caractérisées angulairement, il sera possible de définir la fonction de phase induite par effet cascade sur la structure en fonction de l'angle d'incidence θ_i , du nombre de résonance N et de l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. Les profils d'impulsions femtosecondes obtenus en sortie du système de mise en forme temporelle pourront alors être simulés numériquement.

Les calculs des profils de phase sont toujours effectués à l'aide du programme élaboré par N. Lyndin [Lyndin 2006]. Pour différents angles d'incidence autour de l'angle d'excitation de la résonance à 800 nm ($\pm 15^\circ$), la phase spectrale est calculée avec une période de l'ordre de 0,1 nm. Les données sont ensuite exportées puis traitées sur plate-forme MATLAB à l'aide d'un

simple algorithme qui calcule la dérivée de la phase. Suivant les propriétés mathématiques de la fonction arctangente, cette dérivée de la phase admet un maximum $p_{\max}$ obtenu pour la longueur d'onde centrale de résonance. La largeur spectrale de résonance vaut alors $2/p_{\max}$.

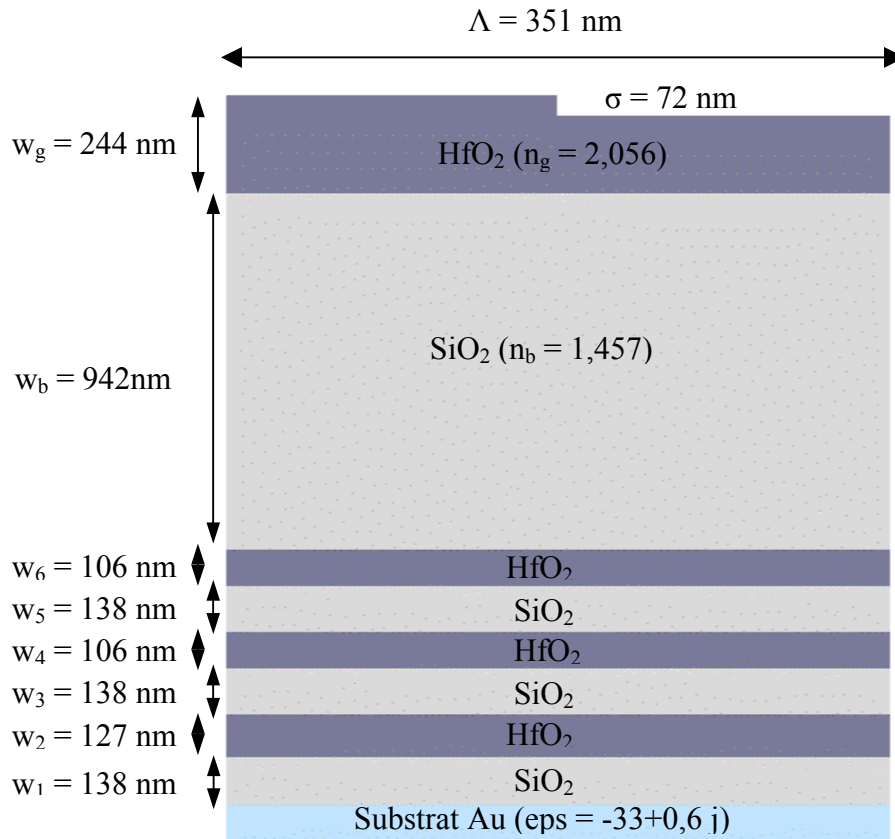


Figure 7.4 : schéma de la structure fabriquée et simulée numériquement.

Sur la figure 7.5, on constate que la longueur d'onde centrale du saut de phase varie quasi-linéairement avec l'angle d'incidence. La légère ondulation provient entre autre du fait que l'indice effectif varie légèrement avec la longueur d'onde.

L'évolution de la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ est présentée sur la figure 7.6. On constate qu'elle varie périodiquement, comme dans l'étude de l'évolution de la largeur de résonance en fonction de l'épaisseur de la couche tampon du chapitre 5. Dans le cas présent, elle varie de 0 nm à 2,7 nm. Or, il a été montré dans le chapitre précédent que pour une impulsion laser de 130 fs, une modulation temporelle avait lieu pour une largeur spectrale de résonance comprise entre 0,3 nm et 3 nm. En conséquence, sur une certaine plage angulaire (donc spectrale), les résonances seront tellement fines qu'elles n'auront aucun effet sur l'impulsion. Dans notre cas,

on constate que cette plage s'étend angulairement de 39° à 44° , soit dans l'espace spectral de 806 nm à 824 nm. De plus, cette plage est proche de l'angle d'incidence $\theta_i = 44^\circ$ excitant la résonance à la longueur d'onde λ_0 centrale de l'impulsion de 800 nm. Etant tout proche de cette zone, la structure n'est pas vraiment optimisée pour une utilisation en cascade. Il est ainsi nécessaire, lors de la conception d'un miroir résonnant pour une application à la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves, de se positionner à proximité du sommet de la courbe sur la figure 7.6 : la résonance modulera l'impulsion ultra-brève sur une largeur angulaire donc spectrale la plus grande possible.

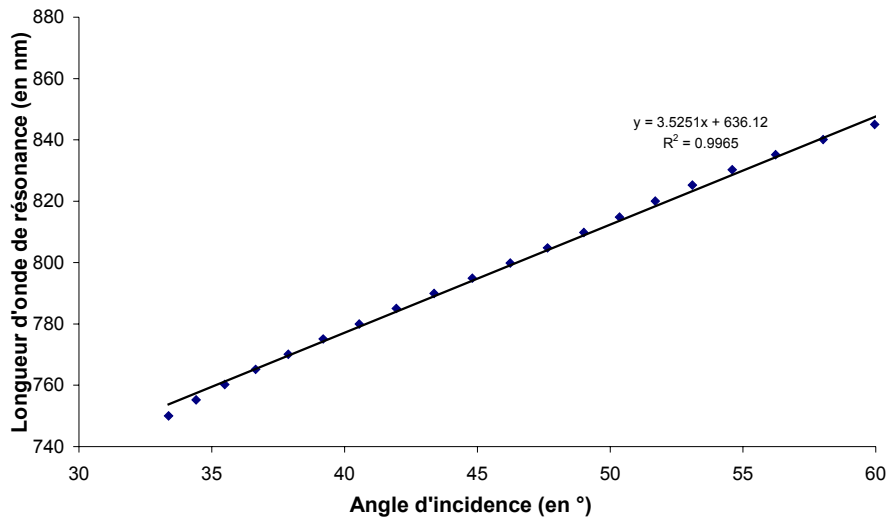


Figure 7.5 : évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence.

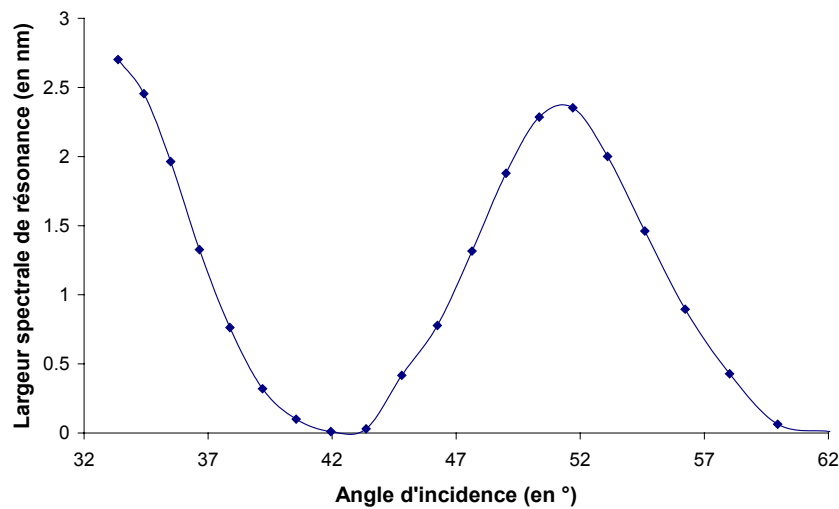


Figure 7.6 : évolution de la largeur de résonance en fonction de l'angle d'incidence.

Dans le paragraphe suivant, une étude numérique est menée afin de regarder l'évolution du profil temporel en fonction des différents paramètres du modulateur de phase pur à base de miroir résonnant : le nombre de réflexion N , l'angle d'incidence θ_i et l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. Un intérêt tout particulier est porté sur la génération de doubles-impulsions.

7.4 Simulations numériques de profils d'impulsions obtenus par effet cascade sur un miroir résonnant et génération de doubles-impulsions.

Dans la partie précédente, nous avons caractérisé angulairement le miroir résonnant en terme de longueur d'onde d'excitation du saut de phase et de la largeur spectrale correspondante. Dans une utilisation en cascade, l'impulsion laser ultra-brève est réinjectée plusieurs fois dans le réseau résonnant sous différents angles d'incidences. L'effet est alors d'obtenir plusieurs "sauts" dans la phase spectrale de l'impulsion. Dans cette partie, nous discuterons tout d'abord de l'intérêt de la double-impulsion en usinage laser ultra-bref. Ensuite, nous définirons la phase spectrale induite par un miroir résonnant sous l'effet cascade puis montrerons les capacités du miroir résonnant cascadié à générer des doubles-impulsions.

a. Intérêt de la double-impulsion en usinage laser femtoseconde

La double-impulsion, pouvant constituer une expérience de type pompe-sonde, est d'un grand intérêt dans le monde scientifique. Elle permet d'introduire une résolution temporelle pour étudier les processus d'interaction laser-matière. Cependant, de récents travaux ont montré l'intérêt de la double-impulsion en micro-usinage dans le cas d'impulsions ultra-brèves [Le Harzic 2005, Kim 2007, Semerok 2004, Yoneda 2003]. Ces applications sont essentiellement basées sur l'augmentation du taux d'ablation d'un matériau ou de la qualité lors d'un micro-usinage par laser femtoseconde.

Les métaux sont des matériaux activement usinés par voie laser dans l'industrie. Pour cette raison, l'interaction impulsion laser ultra-brève/métal a déjà fait l'objet de nombreuses études

expérimentales [Nolte 1997, Sallé 1999, Schmidt 2000, Stoian 2002] mais elle a également été étudiée théoriquement en vue d'une optimisation de procédés. Cette interaction se décompose en 3 étapes principales [Colombier 2005, Semerok 2004]. Tout d'abord les photons sont absorbés par les électrons de conduction dont la température augmente rapidement. La différence de température entre électrons et ions est alors très grande : un fort déséquilibre électronique et thermique se crée dans le matériau. L'absorption par le métal est alors favorisée et sa réflectivité diminue ($t < 1\text{ps}$). Ensuite, un régime intermédiaire s'établit durant lequel un échange d'énergie a lieu entre électrons et phonons de la structure afin de ramener le matériau dans un état d'équilibre thermique. Une expansion du plasma (métal évaporé) s'observe dans le même temps. La matière reste en surface jusqu'à 10 ps environ : la réflectivité du matériau n'est pas modifiée. Enfin, pour des temps supérieurs à 10 ps (jusqu'à 250 ps), l'équilibre thermique est rétabli dans la structure. Cependant, le matériau continue à subir de profondes contraintes, notamment liées à la propagation d'une onde de choc. La matière éjectée de la cible écrante alors la cible : la réflectivité du matériau est maximale.

Dans un but d'ablation optimisée, une deuxième impulsion aura donc un effet visible si elle atteint le matériau avant que l'écrantage par le plasma ne soit trop important, soit au maximum quelques dizaines de picosecondes après la première impulsion. Ainsi, en 2005, Le Harzic et al montra expérimentalement que deux impulsions de 5 J/cm^2 puis $0,2\text{ J/cm}^2$ retardée de 1 ps permettaient d'optimiser à la fois le taux d'ablation et la qualité d'usinage du cuivre [Le Harzic 2005]. Un gain non négligeable de 30% de la profondeur ablatée par rapport à une unique impulsion peut être obtenu. Le retard optimal entre les deux impulsions correspond au temps de relaxation électron-phonon, c'est à dire au temps nécessaire pour transférer l'énergie des électrons au matériau. Ce dernier peut alors changer d'état. Le taux d'absorption augmente, amplifiant l'effet d'une deuxième impulsion. Cependant, la formation en parallèle du plasma agit de façon opposée : plus le plasma se densifie et plus il réfléchit. Il agit donc comme un écran et limite la quantité d'énergie d'une deuxième impulsion atteignant la cible. Le temps de relaxation électron/phonon semble être un compromis entre ces deux phénomènes et permet d'obtenir un taux d'ablation optimisé.

Des études analogues ont été menées sur des diélectriques [Chowdhury 2005]. Les mécanismes d'interaction sont alors différents [Krueger 2004, Mao 2004] et la double-impulsion ne semble pas présenter le même intérêt. Les applications industrielles visées par les doubles-impulsions sont donc basées sur le micro-usinage de métaux. La première impulsion servira à porter le

matériau dans un état thermodynamique plus propice à l'absorption. La seconde impulsion aura alors une plus grande efficacité d'ablation. Des simulations numériques ont été menées sur l'effet d'impulsions dédoublées, dont le profil est proche de celui engendré par un miroir résonnant, sur le taux d'ablation de certains métaux [Colombier 2005]. Des augmentations de 5% dans l'aluminium et de 8% dans le cuivre paraissent possibles. Le principal intérêt du miroir résonnant soulevé lors de ces études est que ce système privilégie l'absorption d'impulsions de fluences plus importantes. Cependant, un écart temporel de l'ordre de quelques picosecondes semble favoriser l'ablation. Nous allons donc essayer de générer des doubles impulsions à retard picoseconde à l'aide d'un miroir résonnant cascadié.

b. Phase spectrale induite par le miroir résonnant sous effet cascade

Dans une utilisation en cascade du miroir résonnant, le faisceau est réinjecté plusieurs fois sur la structure. Chaque réinjection introduira dans le spectre de l'impulsion un déphasage de type arctangente d'amplitude 2π , de largeur $\Delta\lambda_n$ et centré sur une longueur d'onde λ_n . L'angle d'incidence θ_i est fixé et correspond à l'angle d'incidence pour la première résonance. Le nombre N de résonances est aussi choisi, tout comme l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. Comme chacune des résonances est angulairement séparée de $2A$ de la précédente, l'angle d'incidence θ_n de la $n^{\text{ème}}$ résonance vaut $\theta_n = \theta_i + 2(n-1)A$. Pour chacune des N résonances, la longueur d'onde λ_n ainsi que la largeur spectrale $\Delta\lambda_n$ de résonance sont calculées par interpolation à partir des données recueillies numériquement dans la partie précédente. La phase induite est alors reconstituée en effectuant la somme des N sauts de phases de type arctangente et d'amplitude 2π centrés sur les différentes longueurs d'ondes de résonances λ_n et dont les largeurs spectrales de résonances respectives valent $\Delta\lambda_n$. La fonction de phase spectrale induite par un miroir résonnant sous effet N cascades vaut donc :

$$\varphi(\lambda) = 2 \sum_{n=1}^N \arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_n}{\Delta\lambda_n}\right) \quad (7.1)$$

Dans cette configuration en cascade, les différentes résonances sont excitées suivant un pas angulaire constant. La longueur d'onde d'excitation étant une fonction affine de l'angle d'incidence d'après la figure 7.4, le pas spectral sera lui aussi constant. Puisque chaque résonance induit une fonction de phase d'amplitude 2π et que le pas spectral est constant, la phase spectrale obtenue par effet cascade sur le miroir résonnant est quasi-périodique. La phase

de type arctangente se répètera périodiquement dans le spectre de l'impulsion mais avec des largeurs $\Delta\lambda_n$ différentes pour chaque résonance, d'où la pseudo-périodicité. D'après les propriétés de la transformée de Fourier, un spectre périodique se traduit par un signal temporel discrétisé. Dans notre cas, en cascade de nombreuses résonances afin de périodiser la phase spectrale de l'impulsion réfléchie, il devrait être possible de concentrer l'énergie dans des sous-impulsions localisées temporellement. La quasi-périodicité et le nombre restreint de résonances aura pour effet d'élargir temporellement les sous-impulsions. L'intérêt sera essentiellement de générer des doubles-impulsions dont l'utilité en usinage laser est présentée ci-après.

c. Simulations numériques de profils temporels obtenus par effet cascade

Dans une utilisation en cascade, le miroir résonnant induit une phase spectrale de la forme (7.1) dont les longueurs d'ondes centrales λ_n et les largeurs $\Delta\lambda_n$ dépendent de l'angle d'incidence à chaque réinjection du faisceau. Considérons une impulsion d'entrée à profil temporel gaussien et de largeur à mi-hauteur $\Delta t = 130$ fs. Après les multiples réflexions sur le miroir résonnant caractérisé angulairement dans la troisième partie de ce chapitre, la phase spectrale est déterminée suivant les différents paramètres de cascade puis le profil temporel de l'impulsion est calculé par le biais d'une transformée de Fourier rapide sous plate-forme Matlab.

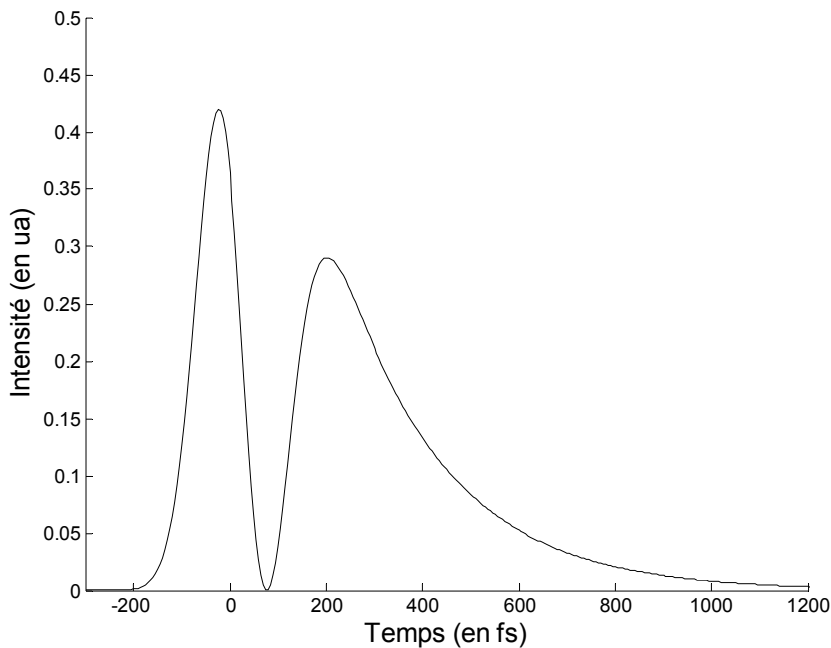


Figure 7.7 : profil temporel obtenu après réflexion d'une impulsion gaussienne de 130 fs sur le deuxième échantillon ($\Delta\lambda = 0,77$ nm).

La figure 7.7 rappelle tout simplement le résultat obtenu numériquement pour une seule réflexion de l'impulsion de 130 fs sur le miroir résonnant considéré. La largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$ vaut 0,77 nm comme vu dans le paragraphe 3 du chapitre 6. Une simple résonance sur un miroir résonnant centrée sur la longueur d'onde de l'impulsion conduit donc à l'obtention d'un double-pulse. L'énergie relative de chaque sous-impulsion est définie par la largeur spectrale de résonance $\Delta\lambda$. L'écart temporel entre les deux sous-impulsions reste, quant à lui, fixe : il est de l'ordre de grandeur de la largeur de l'impulsion d'entrée.

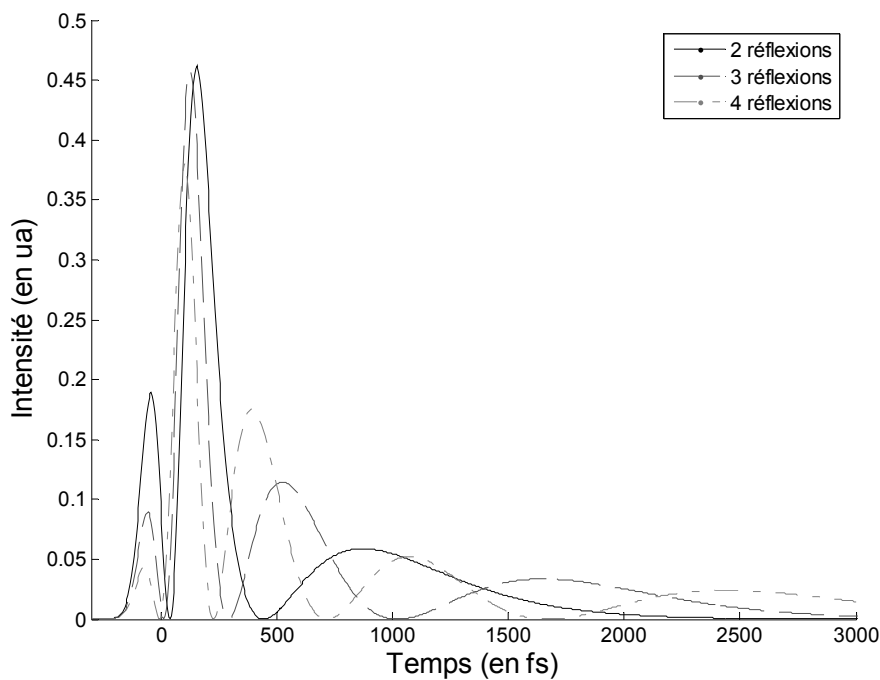


Figure 7.8 : profil temporel d'une impulsion après 2, 3 et 4 réflexions sur le réseau résonnant sans modification de l'angle d'incidence.

Regardons maintenant l'effet d'une cascade de plusieurs résonances successives sur le profil temporel d'une impulsion laser ultracourte. Les résultats numériques obtenus de 2 à 4 réflexions sont présentés sur la figure 7.8. L'angle de réinjection est ici nul ($A = 0$) de sorte que l'on excite à chaque fois la même résonance. La phase totale est donc simplement la fonction de phase initiale multipliée par le nombre N de réinjections :

$$\varphi(\lambda) = 2N \arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)$$

On constate que chaque résonance supplémentaire induit l'apparition d'un nouveau pic d'intensité et étale temporellement l'énergie de l'impulsion incidente. Cette propriété est un point intéressant dans l'optique de génération de doubles-impulsions. Grâce à l'effet cascade, l'écart temporel n'est plus limité par la largeur de l'impulsion incidente.

A titre d'exemple, des profils quelconques d'impulsions obtenues par effet cascade sur un miroir résonnant sont donnés dans les figures suivantes. La figure 7.9 montre un exemple numérique d'impulsion obtenue après deux réflexions sur le miroir résonnant considéré dans ce chapitre. L'angle d'incidence θ_i est de $42,1^\circ$ et l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection vaut $1,5^\circ$. Bien qu'il soit possible de générer 3 sous-impulsions d'après l'exemple précédent (voir figure 7.8), on constate également la possibilité de ne générer qu'une impulsion dont le « pied » de gaussienne s'évase en fin d'impulsion.

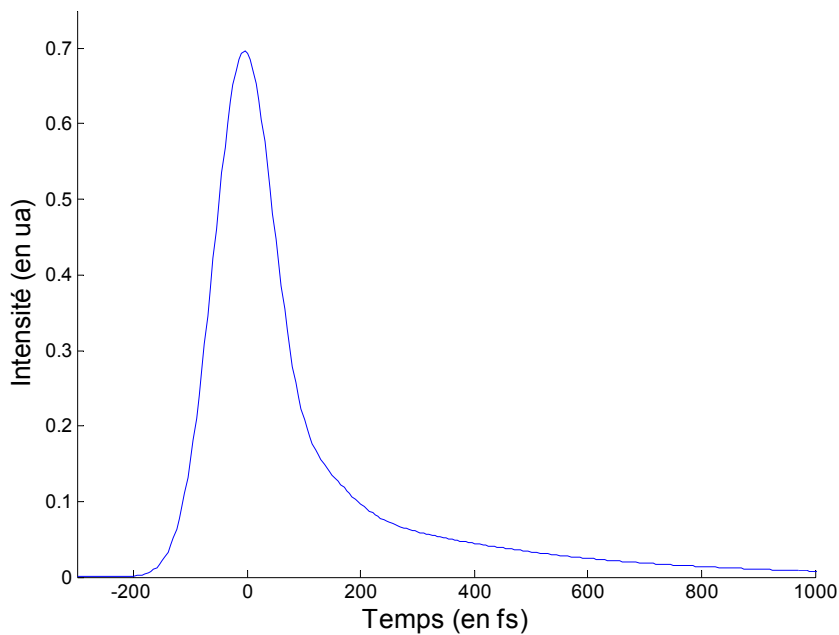


Figure 7.8 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après deux réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $42,1^\circ$ et l'angle entre les miroirs $1,5^\circ$.

La figure 7.10 donne un exemple pour trois réflexions. Pour des angles A de $0,2^\circ$ et θ_i de $45,7^\circ$, on génère quatre sous-impulsions étalées sur 1 ps environ.

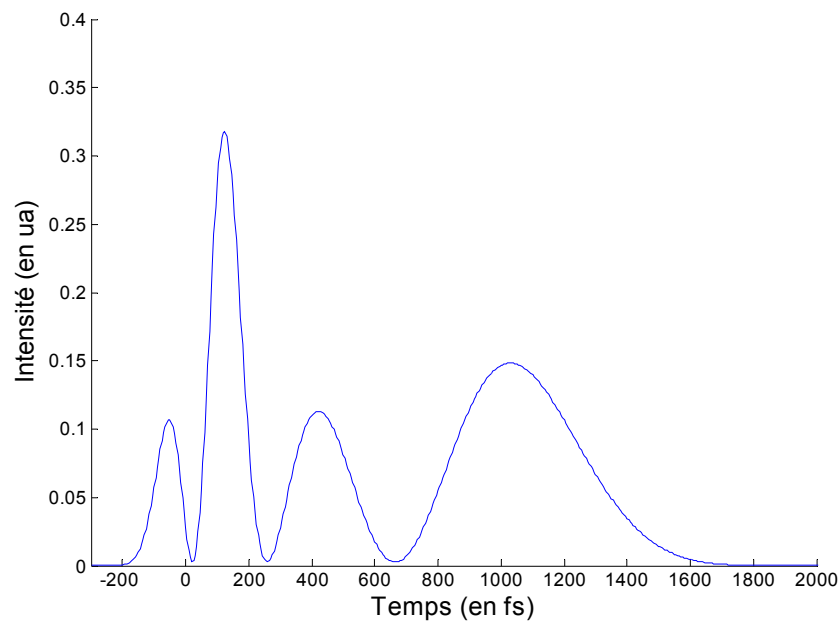


Figure 7.10 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après trois réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $45,7^\circ$ et l'angle entre les miroirs $0,2^\circ$.

Nous avons donc vu par la figure 7.8 que chaque résonance excitée rajoute une sous-impulsion au profil temporel et, par conséquent, étale un peu plus l'énergie dans le temps. Notre objectif est de générer une double-impulsion, c'est à dire de concentrer temporellement l'énergie dans deux zones comme le montre la figure 7.11. Dans cet exemple, l'impulsion est obtenue après six réflexions sur le miroir résonnant. L'angle A vaut $0,1^\circ$ et l'angle θ_i est de $45,2^\circ$. Sept sous-impulsions sont générées, cependant l'énergie se concentre essentiellement en début et en fin d'impulsion. La durée totale est de l'ordre de 2,5 ps.

Une impulsion comme celle de la figure 7.11 dont l'énergie est concentrée en début et en fin d'impulsion peut être intéressante en micro-usinage laser comme nous l'avons vu dans le paragraphe a de cette partie. Le miroir résonnant cascadié permet donc de générer de telles impulsions. Afin d'étudier l'accordabilité du miroir résonnant cascadié en terme de retard entre les deux sous-impulsions et d'énergie relative contenue par chacune d'elles, nous allons étudier l'influence des deux degrés de libertés que le système nous donne : l'angle d'incidence θ_i puis l'angle A entre les deux miroirs.

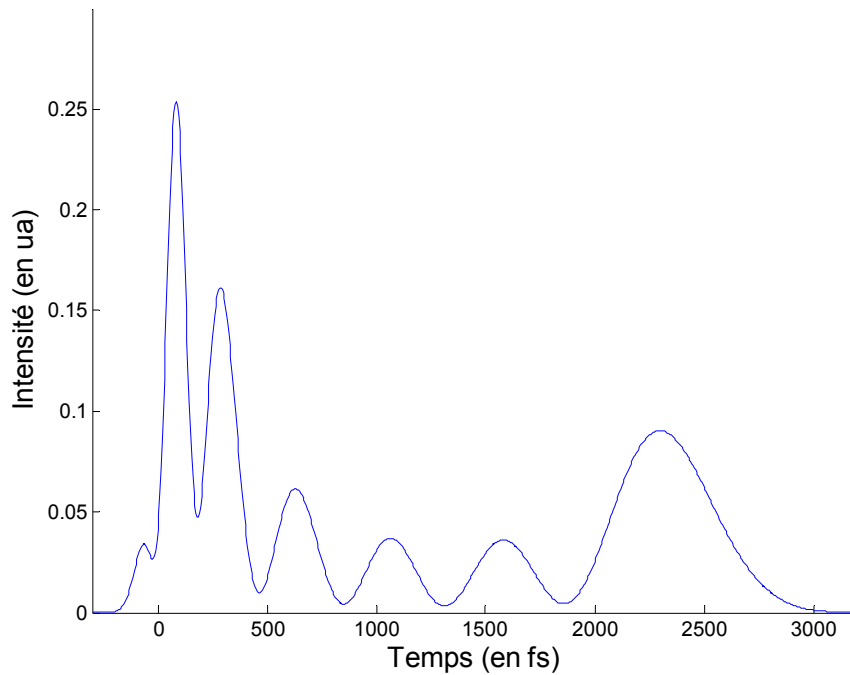


Figure 7.11 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après six réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $45,2^\circ$ et l'angle entre les miroirs $0,1^\circ$.

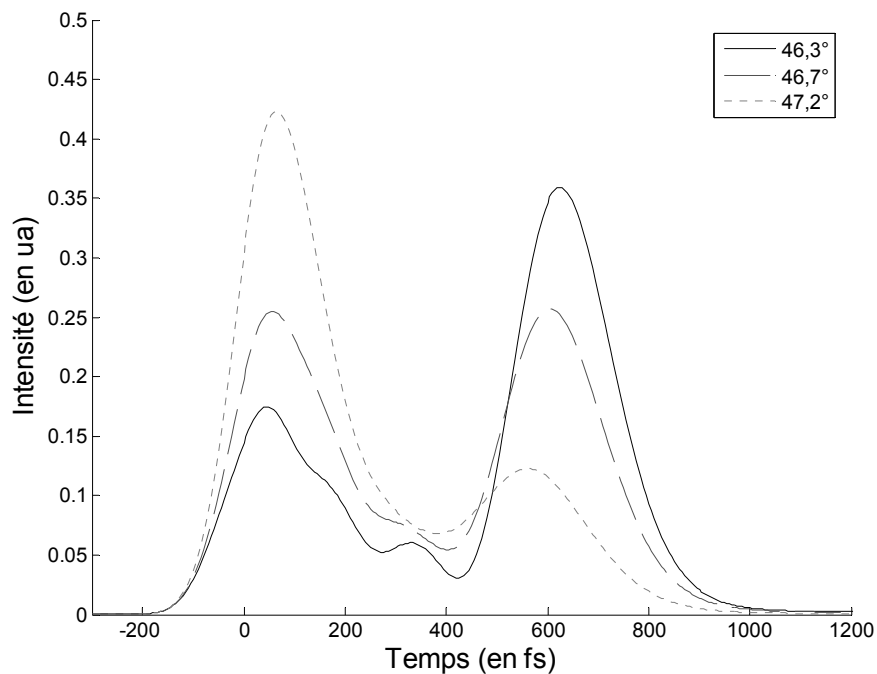


Figure 7.12 : effet de la variation de l'angle d'incidence sur une impulsion de 130 fs réfléchi 4 fois sur un réseau résonnant formant un angle de $0,4^\circ$ avec le miroir de réinjection.

Considérons une impulsion gaussienne de 130 fs se réfléchissant 4 fois sur la structure par effet cascade. L'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection est fixé à $0,4^\circ$. On fait alors varier l'angle d'incidence θ_i autour de la résonance. L'énergie se retrouve étalée temporellement dans deux impulsions comme le montre les résultats numériques de la figure 7.12. Ces deux impulsions sont quasi-identiques et l'écart temporel entre elles est d'environ 620 fs. On constate que l'angle d'incidence θ_i joue le rôle de balance : l'énergie relative contenue dans chaque impulsion peut être ajustée à l'aide de ce paramètre (voir figure 7.12).

Faisons maintenant l'étude inverse. L'impulsion de 130 fs se réfléchit 4 fois sur le miroir résonnant grâce au dispositif. L'angle d'incidence θ_i est fixé à $46,6^\circ$ et on fait varier l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir de réinjection. L'effet est toujours ce dédoublement d'impulsions mais l'écart temporel entre elles varie en fonction de l'angle A . Les résultats sont présentés sur la figure 7.13. L'écart temporel augmente exponentiellement lorsque l'angle A diminue.

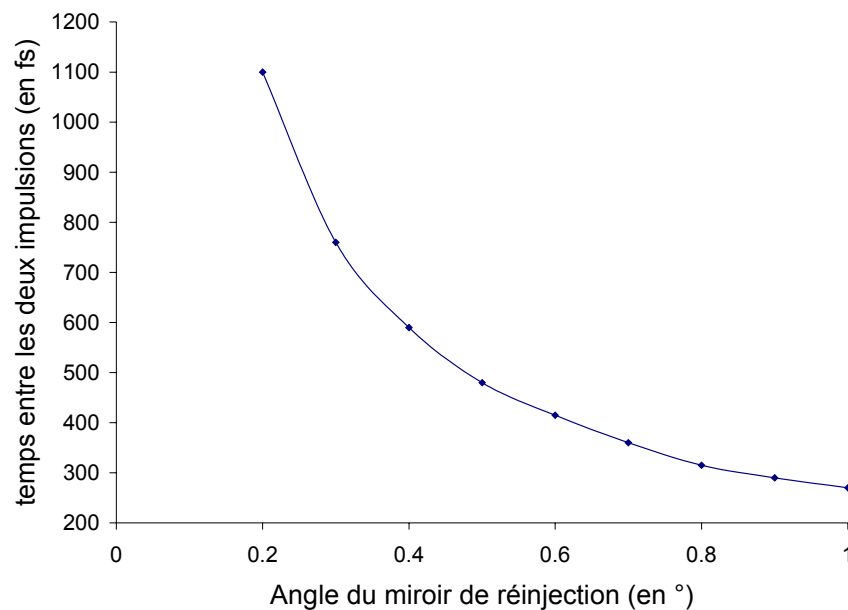


Figure 7.13 : écart temporel entre les deux impulsions en fonction de l'angle A entre les deux miroirs pour une impulsion de 130 fs réinjectée 8 fois sur le miroir résonnant.

L'effet cascade associé à un miroir résonnant permet donc de générer une double-impulsion quasi symétrique. L'écart temporel est ajustable à l'aide de l'angle A de réinjection alors que l'intensité relative des deux impulsions est réglable par le biais de l'angle d'incidence θ_i .

Cependant, il y a un intérêt à augmenter le nombre de réflexions : on ne peut pas diminuer indéfiniment l'angle A afin d'augmenter l'écart temporel entre les deux impulsions. En effet, si le nombre de réflexion n'est pas suffisant, des impulsions secondaires apparaissent comme le montre la figure 7.14. Dans cet exemple, on souhaite générer deux impulsions séparées d'environ 1,1 ps à l'aide du miroir résonnant cascadi. L'angle d'incidence θ_i est de $46,5^\circ$ et l'angle A entre les deux miroirs de $0,2^\circ$. Pour 10 réflexions le profil temporel est lissé. Pour 5 réflexions, il est modulé : l'énergie est temporellement répartie sur deux impulsions principales mais des impulsions intermédiaires perturbent cette répartition. Le nombre de réflexions est donc un paramètre important dans le cas de génération de doubles-impulsions.

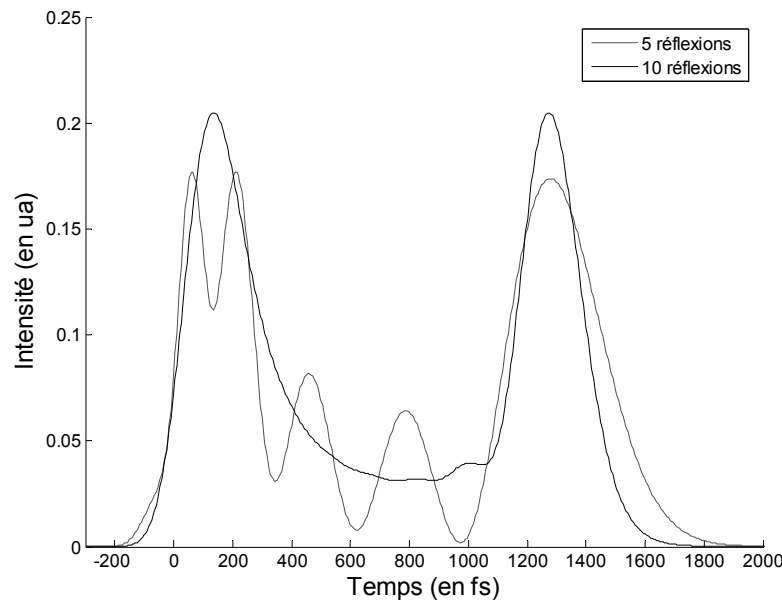


Figure 7.14 : impulsions décalées de 1140 fs obtenues avec 5 réflexions (grise) et 10 réflexions (noire).

L'effet cascade donne donc la possibilité de générer des impulsions aux profils temporels variés. Une de ces applications est d'étendre temporellement l'énergie. Il est ainsi possible de générer plusieurs impulsions à partir d'une impulsion gaussienne. Une double-impulsion type pompe-sonde peut donc être générée à l'aide d'un miroir résonnant cascadi. Le retard entre les deux impulsions et leurs intensités relatives sont respectivement ajustables par le biais de l'angle A entre le miroir résonnant et le miroir d'injection et l'angle d'incidence θ_i .

Les doubles-impulsions générées à partir du miroir résonnant cascadié peuvent donc trouver un intérêt industriel. Cependant, la mise en œuvre de ce composant sur une chaîne laser industrielle reste pratique. Le paragraphe suivant consiste à développer un dispositif expérimental permettant de réaliser facilement l'effet cascade sur un miroir résonnant. Ce dispositif aura pour but de ne pas perturber la chaîne laser femtoseconde et d'être rapidement réglable d'une configuration à une autre.

7.5 Développement du dispositif expérimental pour une utilisation simplifiée

Nous venons de voir qu'un large éventail de profils temporels d'impulsions lasers femtosecondes peut être généré en réinjectant le faisceau dans le miroir résonnant. Cependant le faisceau émergent est translaté à chaque modification du nombre d'injection et dévié à chaque modification de l'angle d'incidence ou de l'angle entre les deux miroirs (voir figure 7.1). Le miroir résonnant trouve donc ici un inconvénient majeur au sein d'un dispositif expérimental ajustable puisque tous les réglages en aval du système sur la chaîne laser femtoseconde sont à refaire à chaque modification. Dans cette section, un dispositif est développé autour du miroir résonnant afin de permettre une utilisation du modulateur temporel d'impulsions femtosecondes ne perturbant pas l'alignement de la chaîne laser.

Le dispositif imaginé est représenté sur la figure 7.15. Il est composé de trois miroirs en complément du modulateur spectral constitué du miroir résonnant et d'un miroir de réinjection. Un premier miroir est positionné sur le chemin du faisceau laser à environ 45° de façon à dévier le faisceau vers le modulateur. Ce dernier est monté sur une platine de rotation permettant d'ajuster l'angle d'incidence θ_i . L'impulsion femtoseconde est alors modulée temporellement. Le faisceau émergent est ensuite envoyé sur un troisième miroir ajustable en position et en orientation dont le rôle est de toujours réfléchir le faisceau suivant le même axe. Ainsi, le faisceau qui arrive sur le quatrième et dernier miroir a toujours les mêmes caractéristiques géométriques (position et angle d'incidence). Un simple ajustement de ce miroir permettra de faire en sorte que le faisceau issu du système optique global ressorte toujours dans la continuité du faisceau incident. Les composants optiques en aval du modulateur ne sont donc pas perturbés

et aucun réglage n'est nécessaire. Cependant, le troisième miroir est translaté et réorienté à chaque modification de configuration du modulateur spectral. Afin de ne pas translater latéralement le faisceau incident sur le dernier miroir, les troisième et quatrième miroirs sont montés sur un même rail. Ainsi, toute translation longitudinale d'un des deux composants n'induit aucune translation latérale.

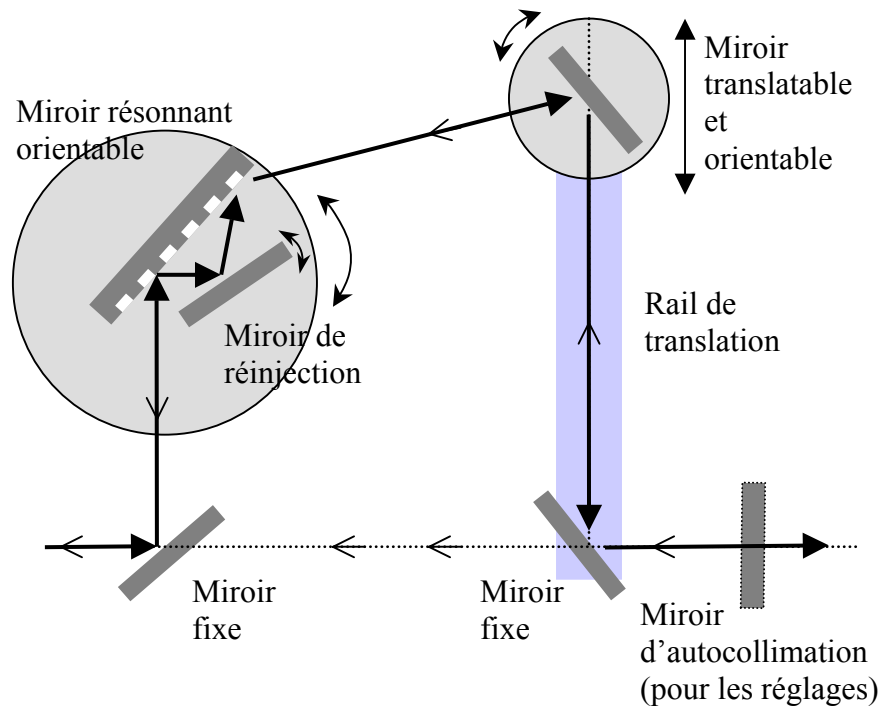


Figure 7.15 : dispositif final du modulateur spectral à base de miroir résonnant appliqué à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes en milieu industriel. Les flèches vides indiquent le trajet retour de la lumière après réflexion sur le miroir d'autocollimation avec et sans le dispositif.

Pour le premier ajustement, un miroir réglé par autocollimation du faisceau incident sans l'outil de mise en forme temporel peut être utilisé (voir figure 7.15). Pour que le modulateur ne modifie pas la trajectoire du faisceau, les réglages devront vérifier la propriété d'autocollimation. Après le premier réglage du dispositif au sein d'une chaîne laser, seul le troisième miroir sera retouché en terme de translation longitudinale et de rotation d'une configuration à une autre.

L'outil sera donc réglé par le biais de manipulations rapides et simples de façon à ce que le faisceau émergent soit toujours dans la continuité du faisceau incident. Il pourra être inséré sans modifier la trajectoire d'un faisceau laser et par conséquent aucun réglage ne sera nécessaire en aval du modulateur.

7.6 Conclusion

Dans ce chapitre, deux méthodes ont été étudiées et développées afin de rendre plus dynamique un miroir résonnant initialement statique. Un gain de flexibilité pourrait être apporté en un premier temps par l'utilisation d'une couche tampon électro-optique. Ceci permet d'ajuster la largeur spectrale de résonance à l'aide d'une tension appliquée au composant optique. Plus simplement, réinjecter le faisceau autant de fois que désirées sera une deuxième solution complémentaire à la précédente. Ainsi la fonction de phase générée et par conséquent les profils temporels d'impulsions peuvent être plus complexes. Nous avons appelé cette méthode l'effet cascade. Elle consiste tout simplement à réinjecter le faisceau sur le miroir résonnant à l'aide d'un miroir classique. Trois degrés de libertés sont alors obtenus : l'angle d'incidence θ_i , le nombre de réflexions N et l'angle A entre les deux miroirs résonnant et de réinjection. Le dispositif est plus flexible en terme de profil temporel.

Plusieurs exemples numériques sont présentés dans ce chapitre. Ces profils peuvent être une simple dissymétrie de l'impulsion femtoseconde gaussienne initiale ou plus généralement un étalement temporel de l'énergie. Chaque nouvelle réflexion tend à rajouter une impulsion au profil et à l'étendre temporellement. Dans certaines conditions d'angle d'incidence θ_i et d'angle A entre les miroirs, il est possible de ne générer que deux sous-impulsions. L'énergie relative est ajustée par le biais de l'angle d'incidence et l'écart temporel entre elles à l'aide de l'angle entre les miroirs.

Enfin, un dispositif expérimental est élaboré autour du miroir résonnant afin de permettre la réalisation de l'effet cascade au sein d'une chaîne laser sans la perturber. Un dispositif à base de trois miroirs classiques en plus du miroir résonnant et du miroir de réinjection est imaginé. Après un réglage préalable, il devient possible de modifier tous les paramètres du miroir résonnant cascadié sans modifier la marche du faisceau laser. Un simple ajustement en terme de translation et d'orientation d'un des miroirs classiques sera nécessaire.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de développer le potentiel d'application des réseaux résonnants, depuis longtemps connus de la communauté scientifique, au domaine toujours sous prospection des impulsions ultracourtes. Après une année d'étude, l'idée directrice retenue a été la mise en forme temporelle de telles impulsions à l'aide de réseaux résonnants. En effet, l'étude bibliographique a montré que les principales techniques utilisées à cet effet sont actuellement basées sur la ligne à dispersion nulle. Celle-ci consiste à étaler spatialement le spectre de l'impulsion puis à modifier ce dernier à l'aide d'un modulateur spatial. Le réseau résonnant appliqué à la mise en forme temporelle d'impulsions ultra-brèves possède l'avantage d'un dispositif simple et monolithique générant directement une modulation spectrale par le biais de l'excitation d'un mode de guide d'onde plan. L'intérêt se portant essentiellement vers une minimisation des pertes énergétiques, le réseau résonnant a été développé en une version de modulateur de phase pur : le miroir résonnant.

Mais avant d'atteindre l'objectif de mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves, ligne directrice de cette thèse, une étude préliminaire importante du réseau résonnant a été nécessaire afin de comprendre son fonctionnement et d'en déterminer les fonctions de phases qu'il peut introduire. Le réseau résonnant est tout d'abord étudié par l'approche phénoménologique des modes couplés dans le chapitre 3. Cette approche consiste à regarder la variation du champ modal le long de sa propagation dans le guide en comparant la quantité d'onde incidente couplée au mode, représentée par le coefficient de couplage κ , et la quantité de

champ modal rayonné vers l'extérieur du guide, représentée par le coefficient de rayonnement α . Cette étude aboutit ainsi à une équation différentielle permettant de déterminer le champ modal puis d'en déduire l'expression du coefficient de réflexion d'un réseau résonnant sous forme d'une fonction de ces paramètres phénoménologiques. Cette expression permet alors de faire le lien entre les paramètres "mathématiques" de l'approche polaire et les paramètres "physiques" de l'approche phénoménologique. Ces deux approches sont complémentaires et assurent ensemble une meilleure compréhension de l'évolution du coefficient de réflexion, notamment en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure. Nous avons ainsi montré que sa représentation graphique dans le plan complexe est un cercle tangent au cercle unité et dont le rayon dépend du coefficient de couplage et du coefficient de rayonnement de la structure. Deux cas sont alors distingués suivant que ce cercle inclut ou non le centre du repère complexe. La différence pour le coefficient de réflexion réside essentiellement dans le profil de phase induit lors d'une variation de l'angle d'incidence ou de la longueur d'onde.

Une étude plus approfondie du coefficient de réflexion par approche phénoménologique est également développée dans le chapitre 4. Celle-ci aboutit à des propriétés mathématiques intéressantes liant la réflexion de "Fresnel" hors résonance, la réflexion anormale et le minimum de réflexion à trois paramètres phénoménologiques : la constante de propagation du mode, le coefficient de rayonnement de la structure et la constante de découplage. Nous avons notamment démontré qu'il est expérimentalement possible d'effectuer une caractérisation complète des paramètres phénoménologiques d'un réseau résonnant d'ordre zéro. Pour ce faire, nous n'avons besoin que des mesures des réflexions anormale, minimale et hors résonance ainsi que de leurs positions dans la plage angulaire ou spectrale étudiée. Un protocole a été établi à cet effet. De plus, toujours dans ce chapitre, un lien direct a été fait entre le coefficient de rayonnement, ayant un sens physique, et les largeurs de résonance angulaire et spectrale déterminées expérimentalement suivant la méthode précédente. Ce lien est nécessaire pour comprendre l'évolution de la largeur de résonance spectrale, principal facteur intervenant dans la mise en forme temporelle d'impulsions ultra-brèves, en fonction du coefficient de rayonnement, donc en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure.

Le cinquième chapitre fait office de charnière entre la partie "réseaux résonnants" et la partie "impulsions laser ultra-brèves". Nous y avons introduit un nouveau concept basé sur le réseau résonnant : le miroir résonnant. Il consiste à supprimer les ondes transmises en positionnant un miroir en guise de substrat puis de diminuer le pas du réseau de diffraction de sorte à n'avoir que

l'ordre zéro diffracté dans le superstrat : cet élément optique fonctionne donc comme un miroir classique. Cependant, au moins un ordre doit être diffracté dans le guide pour exciter un mode de la structure. Les réponses spectrale et angulaire d'une telle structure sont caractérisées par une amplitude de réflexion proche de 100% sur une large bande et une variation de phase sous forme d'une fonction arctangente de 2π d'amplitude autour de la résonance. Le miroir résonnant peut ainsi jouer le rôle de modulateur de phase angulaire ou spectrale pur. Un deuxième problème est également abordé dans ce chapitre : le problème d'adaptation de la largeur de résonance. En effet, bien que géométriquement simple, le réseau résonnant est un composant complexe et il est difficile de remonter analytiquement aux paramètres optogéométriques nécessaires pour obtenir une largeur de résonance définie (problème dit inverse). De plus, ce paramètre varie de façon tout aussi complexe suivant la variation d'un unique paramètre optogéométrique de la structure (profondeur du réseau, épaisseur du guide, angle d'incidence, etc.). Dans le cas d'une application à la mise en forme temporelle d'une impulsion laser ultra-brève, la longueur d'onde de résonance est également fixée imposant de surcroît une épaisseur équivalente de guide d'onde et un indice effectif de mode constants. Deux méthodes, une adaptée au réseau résonnant en général et une plus spécifique au miroir résonnant, ont été développées afin de permettre une convergence rapide vers la largeur de résonance souhaitée généralement calculée numériquement. Dans le cas du miroir résonnant, une relation quasi-analytique est obtenue pour le coefficient de réflexion, permettant de se rapprocher de la résolution du problème inverse dans ce cas particulier. Il devient alors possible d'optimiser rapidement les paramètres optogéométriques d'une structure de base. Cette étude théorique a également un but technologique puisqu'elle permet de trouver des positions pour lesquelles les erreurs sur les épaisseurs de couches déposées minimiseront la variation de largeur spectrale de résonance ainsi que les pertes énergétiques. Enfin, une démonstration expérimentale est faite, prouvant que le miroir résonnant se comporte comme un modulateur de phase quasi-pur.

Le miroir résonnant est ensuite étudié en tant que modulateur de phase spectrale pur pour effectuer la mise en forme temporelle d'une impulsion laser femtoseconde. Nous avons démontré théoriquement qu'une telle impulsion se trouvait dédoublée après réflexion sur le miroir résonnant. La largeur spectrale de résonance régule l'intensité relative des deux sous-impulsions générées, cependant l'écart temporel entre les deux ne peut être ajusté tant que le profil de phase reste de type arctangente d'amplitude 2π . Ensuite, la conception d'un démonstrateur expérimental est détaillée de la modélisation numérique à la caractérisation temporelle de l'impulsion

femtoseconde obtenue après réflexion sur le miroir résonnant. Nous avons montré que les limitations technologiques de dépôt de couches minces sont un problème pour l'obtention de la largeur de résonance souhaitée. Une étape intermédiaire de caractérisation du multicouche est nécessaire avant gravure afin d'optimiser à nouveau les paramètres du réseau (profondeur, facteur de remplissage et pas). Une caractérisation temporelle par génération de seconde harmonique est ensuite effectuée démontrant expérimentalement l'effet d'un miroir résonnant sur une impulsion laser femtoseconde.

Enfin, nous relatons les possibilités d'évolution du miroir résonnant en vue de le rendre plus flexible. En effet, un miroir résonnant basique, dont les paramètres optogéométriques sont figés, ne peut fournir qu'un unique profil de phase spectrale. Une première idée consiste à utiliser une couche tampon en matériau électro-optique permettant d'ajuster la phase du miroir positionné sous le guide d'onde, donc la largeur spectrale de résonance, sans modifier la longueur d'onde de résonance (longueur d'onde centrale de l'impulsion). Il en résulte une adaptabilité de l'intensité relative des deux sous-impulsions obtenues après réflexion sur le miroir résonnant. Cependant, l'écart temporel entre elles reste toujours fixe. L'idée est alors de réinjecter l'impulsion dans la structure autant de fois que souhaité : plusieurs résonances sont alors obtenues générant une cascade de sauts de phases type arctangente d'amplitude 2π . Il devient également possible d'ajuster l'écart spectral entre chacun de ces sauts puis la position globale de cette cascade dans le spectre de l'impulsion. Les profils de phases accessibles sont donc variés et nombreux. Le nombre de résonances est limité par les pertes induites à chaque résonance qui peuvent être minimales. Ainsi, nous avons démontré numériquement que de nombreux profils temporels d'impulsions ultra-brèves sont disponibles avec ce modulateur de phase quasi pur, notamment des doubles impulsions, potentiellement intéressantes en micro-usinage laser, dont nous pouvons régler l'écart temporel. Un dispositif a également été développé autour du modulateur afin de le rendre facilement réglable d'une configuration à une autre et non perturbant pour les éléments optiques disposés en aval sur la chaîne laser. Il pourrait ainsi être rapidement inséré au sein d'une chaîne industrielle par exemple.

Le domaine d'application des réseaux résonnants a donc été étendu à la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves. Le principe a été démontré théoriquement puis expérimentalement avec succès. Deux étapes sont encore nécessaires pour finaliser le projet. Il

est tout d'abord important d'étudier l'effet des impulsions que l'on peut obtenir à l'aide de notre modulateur spectral de phase sur l'interaction laser-matière. Etant donné que l'utilisateur visé est industriel, un premier intérêt sera porté sur l'ablation dans le cadre du micro-usinage, notamment dans le cas des métaux. Le deuxième point sera la conception d'un prototype complet comme défini dans le chapitre 7. Ce prototype passe tout d'abord par la réalisation d'un nouveau miroir résonnant de grande longueur (10 cm) et à faibles pertes permettant de cascader plusieurs résonances. Enfin, une utilisation directe sur une chaîne laser fonctionnelle permettra de vérifier la facilité de mise en œuvre du modulateur ainsi que son efficacité au sein d'un processus défini.

Nous avons donc étudié les possibilités d'applications des réseaux résonnants aux impulsions ultra-brèves. Leur utilité a déjà été prouvée par le laboratoire Hubert Curien dans le cas des réseaux compresseurs d'impulsions où les réseaux résonnants apportent une haute efficacité de diffraction. Nous avons développé une autre application de telles structures à la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultracourtes. Cependant, réseaux résonnants et impulsions ultra-brèves ont encore grand nombre de services à se rendre. Si nous nous sommes focalisés dans cette thèse sur l'utilisation possible de réseaux résonnants pour des applications aux impulsions laser, l'inverse est également envisageable. Les lasers à impulsions ultracourtes pourraient ainsi servir pour fabriquer des réseaux résonnants. Pour cela, il faudrait photo-inscrire le réseau de diffraction en créant de forts écarts périodiques d'indice de réfraction dans des guides d'ondes plans. Ceci donnerait lieu à des marques d'identification, de sécurité, de codage avec signature difficilement imitable.

Bibliographie

[Agostini 2004] P. Agostini, F. Di Mauro, "The physics of attosecond light pulses," *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813-855 (2004).

[Ahmed 2007] M. Ahmed, J. Schulz, A. Voss, O. Parriaux, J.C Pommier, T. Graf, "Radially polarized 3kW beam from a CO₂ laser with an intracavity resonant grating mirror," *Opt. Lett.* **32**, 1824-1826 (2007).

[Avrutsky 1987] I.A. Avrutsky, V.A. Sychugov, "Reflection of light from the surface and propagation characteristics of a double-sided corrugated waveguide," *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 1140-1143 (1987).

[Avrutsky 1989] I.A. Avrutsky, V.A. Sychugov, "Reflection of a beam of finite size from a corrugated waveguide," *J. Mod. Opt.* **36**, 1527-1539 (1989).

[Avrutsky 2000] I.A. Avrutsky, Y. Zhao, V. Kochrgin, "Surface-plasmon-assisted resonant tunneling of light through a periodically corrugated metal film," *Opt. Lett.* **25**, 595-597 (2000).

[Azzam 1987] R.M. Azzam, N.M. Bashara, "Ellipsometry and polarized light," North Holland Personal Library, Elsevier (1987).

[Bellouard 2004] Y. Bellouard, A. Said, M. Dugan, P. Bado, "Fabrication of high aspect ratio, microfluidic channels and tunnels using femtosecond laser pulses and chemical etching," *Opt. Exp.* **12**, 2120-2129 (2004).

[Bernard 1995] A. Bernard, H. Bosshard, "Real-time monitoring of antigen-antibody recognition on a metal oxide surface by an optical grating coupler sensor," *Eur. J. Biochem.* **230**, 416-423 (1995).

[Bisson 2006] J.-F. Bisson, O. Parriaux, J.C. Pommier, S. Tonchev, and K. Ueda, "A polarization-stabilized microchip laser using a resonant mirror," *Appl. Phys. B* **85**, 519-524 (2006).

[Botten 1981] I. Botten, M. Craig, R. McPhedran, J. Adams, R. Andrewartha, "The dielectric lamellar diffraction grating," *Optica Acta* **28**, 413-428 (1981).

[Chandezon 1980] J. Chandezon, D. Maystre, G. Raoult, "A new theoretical method for diffraction gratings," *J. Optics* **11**, 235-241 (1980).

[Cheng 2007] Y. Cheng, E. Pels, R. Nuijts, "Femtosecond laser assisted Descemet's stripping endothelial keratoplasty," *J. Cataract. Refract. Surg.* **33**, 152-155 (2007).

[Chériaux 1997] G. Chériaux, "Influences des distorsions de phase sur le profil d'impulsions femtosecondes dans l'amplification à dérive de fréquence. Application à la génération d'impulsions de 30TW à 10Hz dans le saphir dopé titane," thèse de doctorat, université de Paris XI Orsay, Paris, (1997).

[Chowdhury 2005] I. Chowdhury, X. Xu, A. Weiner, "Ultrafast double pulse ablation of fused silica," *Appl. Phys. Lett.* **86**, 151110 1-3 (2005).

[Clausnitzer 2005] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, H.-J. Fuchs, D. Schelle, O. Parriaux, U. Kroll, "Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter," *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 2799-2803 (2005).

[Colombier 2005] J-P. Colombier, "Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique," thèse de doctorat, université J. Monnet, Saint-Etienne, (2005).

[Cunningham 2002] B.T. Cunningham, P. Li, B. Lin, J. Pepper, "Colorimetric resonant reflection as a direct biochemical assay technique," *Sens. Actuators B* **81**, 316-328 (2002).

[Destouches 2005] N. Destouches, A. Tishchenko, J. Pommier, S. Reynaud, O. Parriaux, S. Tonchev, and M. Ahmed, "99% efficiency measured in the -1st order of a resonant grating," *Opt. Express* **13**, 3230-3235 (2005).

[Destouches 2006] N. Destouches, J.C. Pommier, O. Parriaux, T. Clausnitzer, N. Lyndin, S. Tonchev, "Narrow band resonant grating of 100% reflection under normal incidence," *Opt. Express* **14**, 12613-12622 (2006).

[Ding 1997] Y. Ding, R. Brubaker, D. Nolte, M. Melloch, A. Weiner, "Femtosecond pulse shaping by dynamic hologram in photorefractive multiple quantum wells," *Opt. Lett.* **22**, 718-720 (1997).

[Dorrer 1998] C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise, J. Huignard, "Programmable phase control of femtosecond pulses by use of a nonpixelated spatial light modulator," *Opt. Lett.* **23**, 709-711 (1998).

- [Ducasse 1998] A. Ducasse, C. Rullière, B. Couillaud, "Methods for the generation of ultrashort pulses: mode locking," in *Femtosecond laser pulses*, ed. Rullière, Springer-Verlag (1998).
- [Dugan 1997] M. Dugan, J. Tull, W. Warren, "High resolution acoustic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2348-2358 (1997).
- [Fang 2006] Y. Fang, A. Ferries, N. Fontaine, J. Mauro, J. Balakrishnan, "Resonant waveguide biosensor for living cell sensing," *Biophysical Journal* **91**, 1925-1940 (2006).
- [Fehrembach 2003] A.-L. Ferembach, "Réseaux résonnants à bande interdite photonique, nouveaux filtres pour la D.W.D.M.," thèse de doctorat, université Aix-Marseille III, Marseille, 24-33 (2003).
- [Flury 2007] M. Flury, S. Tonchev, R. Fechner, A. Schindler, O. Parriaux, "High-efficiency wide-band metal-dielectric resonant grating for 20fs pulse compression," *J. Europ. Soc. Optics Rapid Comm.* **2**, 07024 (2007).
- [Foresti 2007] M. Foresti, L. Menez, A. Tishchenko, "Modal method in deep metal-dielectric gratings : the decisive role of hidden mode," *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 2501-2509 (2006).
- [Fork 1981] R. Fork, B. Green, C. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse mode locking," *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671-672 (1981).
- [Ghatak 1974] A. Ghatak, L. Kraus, "Propagation of waves in a medium varying transverse to the direction of propagation," *J. Quantum Electronics* **10**, 465-467 (1974).
- [Golubenko 1985] G. A. Golubenko, A. S. Svakhin, V. A. Sychugov, and A. V. Tishchenko, "Total reflection of light from a corrugated surface of a dielectric waveguide," *Sov. J. Quantum Electron.* **15**, 886-887 (1985).
- [Gondal 2004] M. Gondal, A. Hameed, Z. Yamani, A. Suwaiyan, "Laser induced photo-catalytic oxidation/splitting of water over α -Fe₂O₃, WO₃, TiO₂ and NiO catalysts: activity comparison," *Chem. Phys. Lett.* **385**, 111-115 (2004).
- [Goodman 1995] J.W. Goodman, "Introduction to Fourier optics," Mc Graw and Hill (1995).
- [Hacker 2001] M. Hacker, G. Stobrawa, T. Feurer, "Iterative Fourier transform algorithm for phase-only pulse shaping," *Opt. Exp.* **9**, 191-199 (2001).
- [Hall 1993] D. Hall, "Selected papers on coupled-mode theory in guided wave optics," ed. SPIE Optical Engineering Press **MS 84**, section 2 : contradirectionnal coupling (1993).
- [Hill 1993] K. Hill, D. Brady, "Pulse shaping in volume reflection holograms," *Opt. Lett.* **18**, 1739-1741 (1993).
- [Hirao 1998] K. Hirao, K. Miura, "Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser," *J. Non-Crystal. Sol.* **239**, 91-95 (1998).

- [Hirlimann 1998] C. Hirlimann, "Laser basics," in Femtosecond laser pulses, ed. Rulière, Springer-Verlag (1998).
- [Hnatovsky 2005] C. Hnatovsky, "Polarization selective etching in femtosecond laser assisted microfluidic channel fabrication in fused silica," *Opt. Lett.* **30**, 1867-1869 (2005).
- [Ichikawa 2003] H. Ichikawa, K. Fukuoka, "Femtosecond pulse shaping by a reflection grating in the resonance domain," *Opt. Comm.* **223**, 247-254 (2003).
- [Jobin 2007] ellipsomètre UVISEL, lien internet : <http://www.jobinyvon.fr/frdivisions/TFilms/uviselspectro.htm>
- [Jourlin 2006] Y. Jourlin, E. Gamet, S. Tonchev, A. V. Tishchenko, O. Parriaux, A. Last, "Low loss polarizing beam splitter using the long range plasmon mode along a continuous metal film," *Proc. SPIE* **6187**, 61870 H (2006).
- [Kaplan 2004] D. Kaplan, P. Tournois, "Acousto-optic filtering of femtosecond laser pulses," *proceedings of Ultrafast Optics IV*, Spinger, ed. F. Krausz et al., 105-118 (2004).
- [Katchalski 2005] T. Katchalski, G. Levy-Yurista, A. Friesem, G. Martin, R. Hierle, J. Zyss, "Light modulation with electro-optic polymer-based resonant grating waveguide structures," *Opt. Express* **13**, 4645-4650 (2005).
- [Kawano 2001] K. Kawano, T. Kitho, "Introduction to optical waveguide analysis," ed. Wiley, chapter 2 (2001).
- [Kim 2007] J. Kim, S. Cho, W. Chang, S. Na, K. Whang, "Effects of pulse delay in metal micromachining with femtosecond laser," *J. Laser Micro/Nanoengineering* **2**, 87-90 (2007).
- [Krueger 2004] J. Krueger, W. Kautek, "Ultrashort pulse laser interaction with dielectrics and polymers," *Adv. Polym. Sci.* **168**, 247-289 (2004).
- [Kwong 1993] K. Kwong, D. Yankelevich, K. Chu, J. Heritage, A. Dienes, "400 Hz mechanical scanning delay line," *Opt. Lett.* **18**, 558-560 (1993).
- [Lacour 2001] D. Lacour, "Diffraction d'une onde plane par un guide périodique : application à la conception d'un filtre de longueur d'onde indépendant de la polarisation," thèse de doctorat, université B. Pascal, Clermont-Ferrand, 20-68 (2001).
- [Lalanne 1996] P. Lalanne, G. Morris, "Highly improved convergence of the coupled wave method for TM polarization," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1019-1023 (1996).
- [Lalanne 2007] P. Lalanne, M. Besbes, J.P. Hugonin, S. van Haver, O.T.A. Janssen, A.M. Nugrowati, M. Xu, S.F. Pereira, HP Urbach, A.S. van de Nes, P. Bienstman, G. Granet, A. Moreau, S. Helfert, M. Sukharev, T Seideman, F. Baida, B. Guizal, D. van Labeke, "Numerical analysis of a slit-groove diffraction problem," *J. Europ. Soc. Optics Rapid Comm.* **2**, 07022 (2007).

- [Le Harzic 2002] R. Le Harzic, N. Huot, E. Audouard, C. Jonin, P. Laporte, "Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy," *App. Phys. Lett.* **80**, 3886-3888 (2002).
- [Le Harzic 2005] R. Le Harzic, D. Breitling, S. Sommer, C. Fohl, K. Konig, F. Dausinger, E. Audouard, "Processing of metals by double pulses with ultrashort laser pulses," *App. Phys. A* **81**, 1121-1125 (2005).
- [Levy 2001] G. Levy-Yurista, A. Friesem, "Dual spectral filters with multilayered grating waveguide structures," *App. Phys. B* **72**, 921-925 (2001).
- [Li 1993] L. Li, C. Haggans, "Convergence of the coupled wave method for metallic lamellar diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 1184-1189 (1993).
- [Li 1999] L. Li, J. Chandezon, G. Granet, J.P. Plumey, "Rigorous and efficient grating analysis method made easy for optical engineers," *App. Opt.* **38**, 304-313 (1999).
- [Loewen 1997] E. Loewen, "Diffraction gratings and application," Marcel Dekker Inc. (1997).
- [Lyndin 1997] N.M. Lyndin, O. Parriaux, V.A. Sychugov, "Waveguide excitation by a gaussian beam and a finite size grating," *Sens. and Actuat. B* **41**, 23-29 (1997).
- [Lyndin 2000] N.M. Lyndin, V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, O. Parriaux, N. Athanassopoulou, P. Edwards, C. Maule, J. Molloy, "Enhanced visibility grating waveguide biosensor", in *Proceedings of 5th European Conference on Optical Chemical Sensors and Biosensors EUROPT@ODE V*, Lyon, France, ed. Elsevier, p. 63 (2000).
- [Lyndin 2006] N.M. Lyndin, logiciel "Grating," Lyndin@ran.gpi.ru.
- [Lyndin 2007] N. Lyndin, M. Flury, S. Tonchev, R. Fechner, O. Parriaux, "Design and fabrication of an all-dielectric grating with top-hat high diffraction efficiency over a broad spectral band," *J. Europ. Soc. Optics Rapid Comm.* **2**, 07019 (2007).
- [Lyndin 2007b] N. Lyndin, O. Parriaux, A.V. Tishchenko, "Modal analysis and suppression of the FMM instabilities in highly conductive gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* (à paraître).
- [Mao 2004] S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite, P. Martin, "Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics," *Appl. Phys. A* **79**, 1695-1709 (2004).
- [Marcou 1980] J. Marcou, N. Gremillet, G. Tomin, "Polarization conversion by Bragg deflection in isotropic planar integrated optics waveguides. I - Theoretical study. II - Experimental study," *Opt. Commun.* **32**, 63-71 (1980).
- [Mashev 1985] L. Mashev, and E. Popov, "Zero order anomaly of dielectric coated gratings," *Opt. Commun.* **55**, 377-380 (1985).
- [Maystre 1980] D. Maystre, "Integral methods," in *Electromagnetic theory of gratings*, Springer-Verlag, (1980).

- [Mazur 2007] E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining," in *Ultrafast Optics*, ed. R. Trebino & J. Squier, (2007).
- [Meshulach 1998] D. Meshulach, D. Yelin, Y. Silberberg, "Adaptive real time femtosecond pulse shaping," *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1615-1619 (1998).
- [Moser 2004] T. Moser, M. Hamed, F. Pigeon, O. Parriaux, E. Wyss, T. Graf, "Generation radially polarized beams in Nd:YAG lasers with polarization selective mirrors," *Laser Phys. Lett.* **1**, 234-236 (2004).
- [Mourou 1985] D. Strickland, G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219-221 (1985).
- [Misawa 2006] H. Misawa, T. Kondo, S. Juodkazis, V. Mizeikis, S. Matsuo, "Holographic lithography of periodic 2 and 3 dimensional microstructures in photoresist SU-8," *Opt. Exp.* **14**, 7943-7953 (2006).
- [Nevière 1980] M. Nevière, "The homogeneous problem," in *Electromagnetic theory of gratings*, Springer-Verlag, (1980).
- [Nolte 1997] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tunnerman, B. Chichkov, B. Welle-Gehausen, H. Welling, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2716-2722 (1997).
- [Ohtomo 2005] A. Ohtomo, A. Tsukazaki, "Pulse laser deposition of thin films and superlattices based on ZnO," *Semicond. Sci. Technol.* **20**, S1-S12 (2005).
- [Parriaux 1996] O. Parriaux, V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, "Coupling gratings as waveguide functional elements," *Pure App. Opt.* **5**, 453-469 (1996).
- [Pessot 1987] M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, "1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification," *Opt. Comm.* **62**, 419-421 (1987).
- [Petit 1980] R. Petit, "Electromagnetic theory of gratings," Springer-Verlag, (1980).
- [Pietroy 2007] D. Pietroy, A. Tishchenko, M. Flury, O. Parriaux, "Bridging pole and coupled wave formalisms for grating waveguide resonance analysis and design synthesis," *Opt. Express* **15**, 9831-9842 (2007).
- [Pigeon 2000] F. Pigeon, O. Parriaux, Y. Ouerdane, A.V. Tishchenko, "Polarizing grating mirror for CW Nd:YAG microchip lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 648-650 (2000).
- [Popov 1986] E. Popov, L. Mashev, D. Maystre, "Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings," *Opt. Acta* **33**, 607-619 (1986).
- [Rabitz 2003] H. Rabitz, "Shaped laser pulses as reagents," *Science* **299**, 525-527 (2003).

- [Renard 2004] M. Renard, R. Chaux, B. Lavorel, O. Faucher, "Pulse train produced by phase-modulation of ultrashort optical pulses : tailoring and characterization," *Opt. Exp.* **12**, 473-482 (2004).
- [Rulhière 1998] C. Rulhière, T. Amand, X. Marie, "Spectroscopic methods for analysis of sample dynamics," in *Femtosecond laser pulses*, ed. Rulhière, Springer-Verlag (1998).
- [Sallé 1999] B. Sallé, O. Gobert, P. Meynadier, M. Perdrix, G. Petite, A. Semerok, "Femtosecond and picosecond laser microablation : ablation efficiency and plasma expansion," *Appl. Phys. A* **69**, S381-S383 (1999).
- [Schmidt 2000] V. Schmidt, W. Husinsky, G. Betz, "Dynamics of laser deposition and ablation of metals at the threshold on the femtosecond time scale," *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3526-3519 (2000).
- [Semerok 2004] A. Semerok, C. Dutouquet, "Ultrashort double pulse ablation of metals," *Thin Solid Films* **453-454**, 501-505 (2004).
- [Sopra 2007] ellipsomètre GES5E, lien internet : <http://www.sopra-sa.com/ges5e-pdt-5-16.php>
- [Stoian 2002] R. Stoian, A. Rosenfeld, D. Ashkenasi, I. Hertel, N. Bulgakova, E. Campbell, "Surface charging and impulsive ion ejection during ultrashort pulsed laser ablation," *Phys. Rev. Lett.* **88**, 097303 (2002).
- [Sychugov 1979] V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, A.A. Khakimov, "Resonant wave conversion in a corrugated dielectric waveguide," *Sov. Tech. Phys. Lett.* **5**, 389-390 (1979).
- [Sychugov 1980] V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, "Light emission from a corrugated dielectric waveguide," *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 186-189 (1980).
- [Sychugov 1993] V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, "Ray optics philosophy in the problem of corrugated-waveguide excitation with an external lightbeam," *Photon. and Optoelectron.* **1**, 79-89 (1993).
- [Sychugov 1997] V.A. Sychugov, A.V. Tishchenko, N.M. Lyndin, O. Parriaux, "Waveguide coupling gratings for high-sensitivity biochemical sensors," *Sens. and Actuat. B* **38-39**, 360-364 (1997).
- [Taflov 2000] A. Taflov, S. Hagness, "Computational electrodynamics : the Finite Difference Time Domain method," Artech House Publishers (2000).
- [Takeshima 2004] N. Takeshima, Y. Kuroiwa, Y. Narita, S. Tanaka, K. Hirao, "Precipitation of silver particles by femtosecond laser pulses inside silver ion doped glass," *J. Non-Crystal. Sol.* **336**, 234-236 (2004).
- [Tamir 1975] T. Tamir, "Leaky waves in planar optical waveguides," *Nouv. Rev. Optique* **6**, 273-284 (1975).

- [Tien 1971] P. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics," *Appl. Opt.* **10**, 2395-2413 (1971).
- [Tishchenko 2000] A.V. Tishchenko, "Generalized source method : new possibilities for waveguide and grating problems," *Optic. and Quant. Electron.* **32**, 971-980 (2000).
- [Treacy 1969] E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *J. Quant. Electron.* **5**, 454-458 (1969).
- [Usievich 2003] B.A. Usievich, V.A. Sychugov, O. Parriaux, J.K. Nurligareev, "A narrow-band optical filter based on Fabry-Perot interferometer with one waveguide grating mirror," *Quant. Electron.* **33**, 695-698 (2003).
- [Van Roey 1981] J. Van Roey, P.E. Lagasse, "Coupled wave analysis of obliquely incident waves in thin films gratings," *Appl. Opt.* **20**, 423-429 (1981).
- [Vincent 1980] P. Vincent, "Differential methods," in *Electromagnetic theory of gratings*, Springer-Verlag, (1980).
- [Wada 2004] O. Wada, "Femtosecond all-optical devices for ultrafast communication and signal processing," *New J. Phys.* **6**, 183 (2004).
- [Wang 1990] S.S. Wang, R. Magnusson, J.S. Bagby, M.G. Moharam, "Guided-mode resonance in planar dielectric-layer diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 1470-1474 (1990).
- [Weiner 1988] A. Weiner, J. Heritage, E. Kirschner, "High resolution femtosecond pulse shaping," *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1563-1572 (1988).
- [Weiner 1990] A. Weiner, D. Leaird, J. Patel, J. Wullert, "Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multielement liquid crystal phase modulator," *Opt. Lett.* **15**, 326-328 (1990).
- [Weiner 2000] A. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1929-1960 (2000).
- [Wirgin 1981] A. Wirgin, "On the Rayleigh's theory of partially reflecting gratings," *Optica Acta* **28**, 1377-1404 (1981).
- [Yoneda 2003] H. Yoneda, H. Morikami, K. Ueda, R. More, "Ultrashort pulse laser ellipsometric pump probe experiments on gold targets," *Phys. Rev. Lett.* **91**, 075004 (2003).
- [Zeek 1999] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, G. Vdovin, "Pulse compression by use of deformable mirrors," *Opt. Lett.* **24**, 493-495 (1999).
- [Zewail 1988] H. Zewail, "Laser femtochemistry," *Science* **242**, 1645-1653 (1988).
- [Zhai 2001] J. Zhai, Y. Shen, J. Si, J. Qiu, K. Hirao, "The fabrication of permanent holographic gratings in bulk polymer medium by a femtosecond laser," *J. Phys. D* **34**, 3466-3469 (2001).

[Zipfel 2003] W. Zipfel, R. Williams, W. Webb, "Nonlinear magic : multiphoton microscopy in the biosciences," *Nature Biotechnol.* **21**, 1366-1377 (2003).

[Zlenko 1975] A. Zlenko, V. Kiselev, A. Prokhorov, A. Spikhal'skii, V. Sychugov, "Emission of surface from a corrugated part of a thin-film waveguide," *Sov. J. Quantum Eletron.* **4**, 839-842 (1975).

[Zoubir 2004] A. Zoubir, M. Richardson, C. Rivero, A. Schulte, C. Lopez, K. Richardson, N. Hô, R. Vallée, "Direct femtosecond laser writing of waveguides in As₂S₃ thin films," *Optics Lett.* **29**, 748-750 (2004).

Résumé

Le travail de recherche effectué dans cette thèse couvre deux domaines de l'optique physique et technique, tous deux traités au Laboratoire Hubert Curien par deux équipes différentes. Le but est de développer un réseau résonnant d'ordre zéro en vue d'une application à la mise en forme temporelle d'impulsions laser ultra-brèves.

Pour moduler temporellement une impulsion ultra-brève, une modulation spectrale est utilisable. Or il est connu que la réflexion résonnante d'un guide planaire couplé par réseau montre un changement soudain dans le spectre au voisinage de la résonance, notamment dans la phase. Il convient donc de qualifier et de quantifier les changements d'amplitude et de phase spectrales que peut produire un réseau résonnant. Pour ce faire, le réseau résonnant est étudié suivant l'approche phénoménologique par modes couplés. Un miroir est ensuite ajouté à ce simple guide planaire couplé par réseau dans le but d'obtenir une modulation de phase pure pour une conservation de l'énergie réfléchie sur tout le spectre de l'impulsion. La phase ainsi induite est donnée par la nature de l'effet résonnant et sa forme est figée par le caractère statique des paramètres opto-géométriques de la structure. Cependant, une configuration en cascade par réinjection du faisceau permet de multiplier le déphasage et, par conséquent, de varier dans une certaine mesure les profils temporels accessibles, en particulier de dédoubler une impulsion avec un écart temporel variable et qui peut être grand. Un miroir résonnant a été conçu puis fabriqué et a permis de démontrer expérimentalement avec succès l'effet de dédoublement temporel d'un tel élément optique sur une impulsion femtoseconde.

Mots clés : réseau résonnant, approche phénoménologique, impulsion laser ultra-brève, modulateur de phase spectral, mise en forme temporelle.

Summary

The work presented in this thesis deals with two areas of Optics studied at the Hubert Curien laboratory. The aim of this work is to design a zero order resonant grating to perform temporal pulse shaping.

A spectral modulation is usually induced to temporally shape ultrashort laser pulses. However it is known that resonant reflection from a corrugated slab waveguide exhibits sudden changes in the incident light spectrum, especially in its phase. To glance at the influence of a resonant grating on the temporal shape of an ultrashort laser pulse, it is necessary to study spectral response of such a component. This is achieved considering the phenomenological coupled-modes approach. Then a mirror is added under the resonant grating to obtain a pure spectral phase modulator. The induced phase is given by the resonant phenomena and its profile is fixed by the opto-geometrical parameters of the resonant mirror. Nevertheless this limitation can be overcome by re-injecting the reflected beam several times into the grating. Such a set-up permits to induce several phase functions thus several temporal pulse shapes, and particularly double pulses with accordable delay. A resonant mirror was fabricated. Experimental demonstration successfully showed the doubling effect of the optical element on a femtosecond laser pulse.

Key words : resonant grating, phenomenological approach, laser pulses, spectral phase modulator, temporal pulse shaping.