
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.

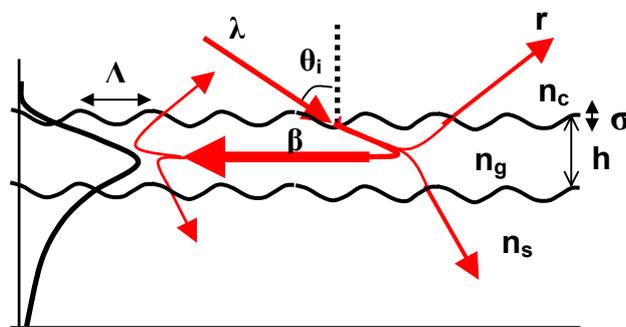


Figure 6.1 : principe du réseau résonnant.

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 :

$$E_i(\nu) = E_{i_0}(\nu) * \delta(\nu - \nu_0)$$

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

$$\begin{aligned} E_s(\nu) &= H(\nu) \cdot E_i(\nu) \\ &= (H_0(\nu) \cdot E_{i_0}(\nu)) * \delta(\nu - \nu_0) \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} e_s(t) &= \left[\text{TF}^{-1}(H_0(\nu)) * \text{TF}^{-1}(E_{i_0}(\nu)) \right] \cdot e^{2\pi j \nu_0 t} \\ &= \left[\text{TF}^{-1}(H_0(\nu)) * e_{i_0}(t) \right] \cdot e^{2\pi j \nu_0 t} \end{aligned}$$

$e_{i_0}(t)$ 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 :

$$H_0(\nu) = e^{-2j \arctan\left(\frac{c}{\nu_0^2 \Delta\lambda} \nu\right)} = \left(e^{-j \arctan(b\nu)} \right)^2$$

$$\text{où } b = \frac{c}{\nu_0^2 \Delta\lambda} = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda}$$

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

$$H_0(\nu) = \left(\cos[\arctan(b\nu)] - j \sin[\arctan(b\nu)] \right)^2$$

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

$$H_0(\nu) = \frac{(1 - j b \nu)^2}{1 + b^2 \nu^2} = \frac{1 - 2j b \nu - b^2 \nu^2}{1 + b^2 \nu^2}$$

L'expression après simplification devient :

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

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 :

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

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.

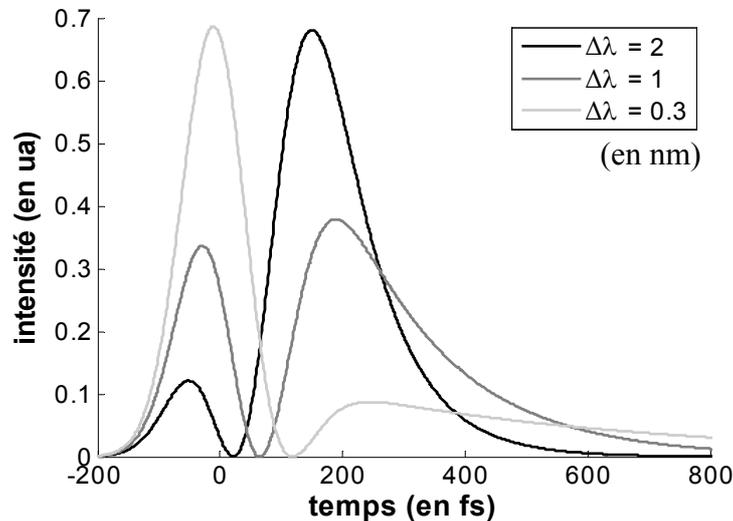


Figure 6.2 : Profil temporel d'une impulsion de 130 fs après déphasage induit par une fonction arctangente d'amplitude 2π .

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 réfléchi 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 réfléchi, 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.

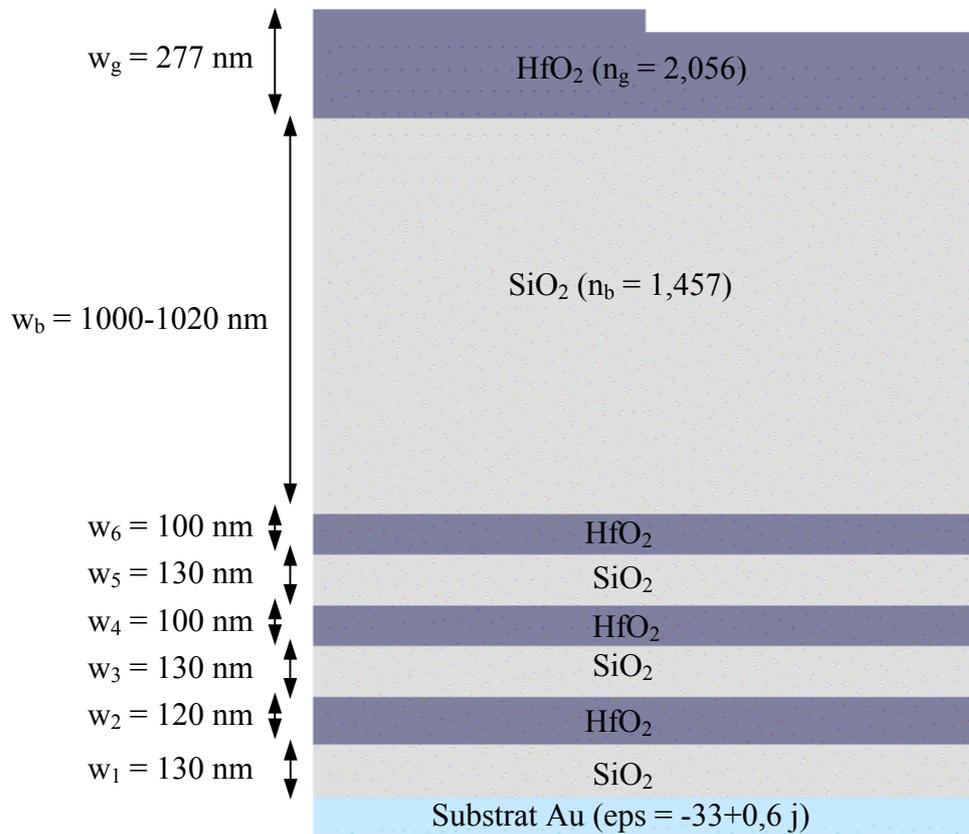


Figure 6.3 : schéma de la structure souhaitée.

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 SiO_2 de 1060 nm, une couche-guide HfO_2 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 précurée 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.

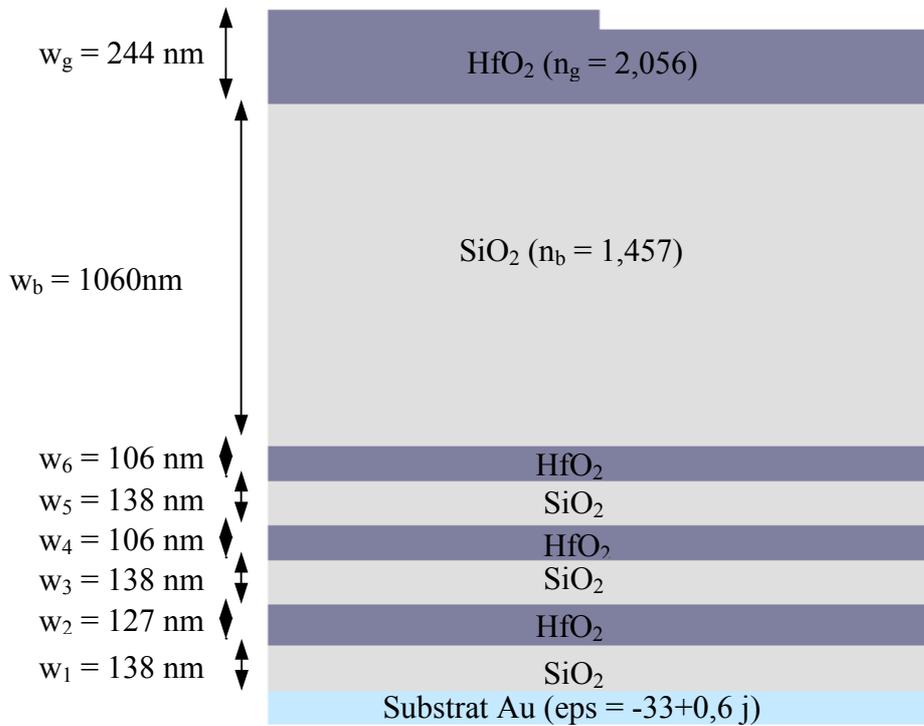


Figure 6.4 : schéma de la structure fabriquée.

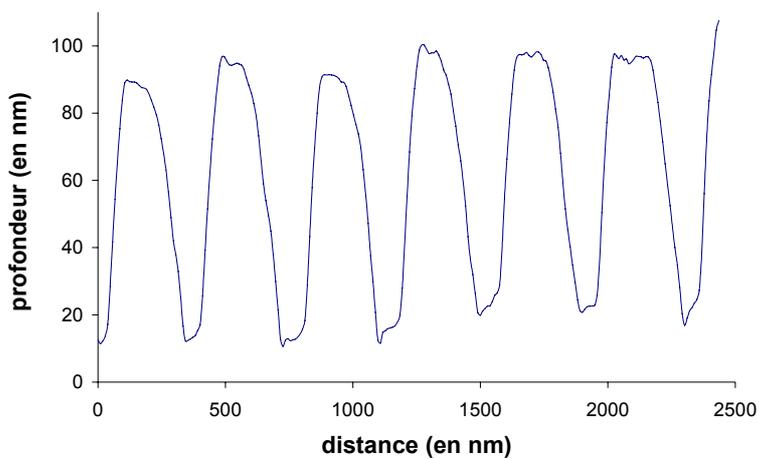


Figure 6.5 : caractérisation au microscope à force atomique du premier échantillon.

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.

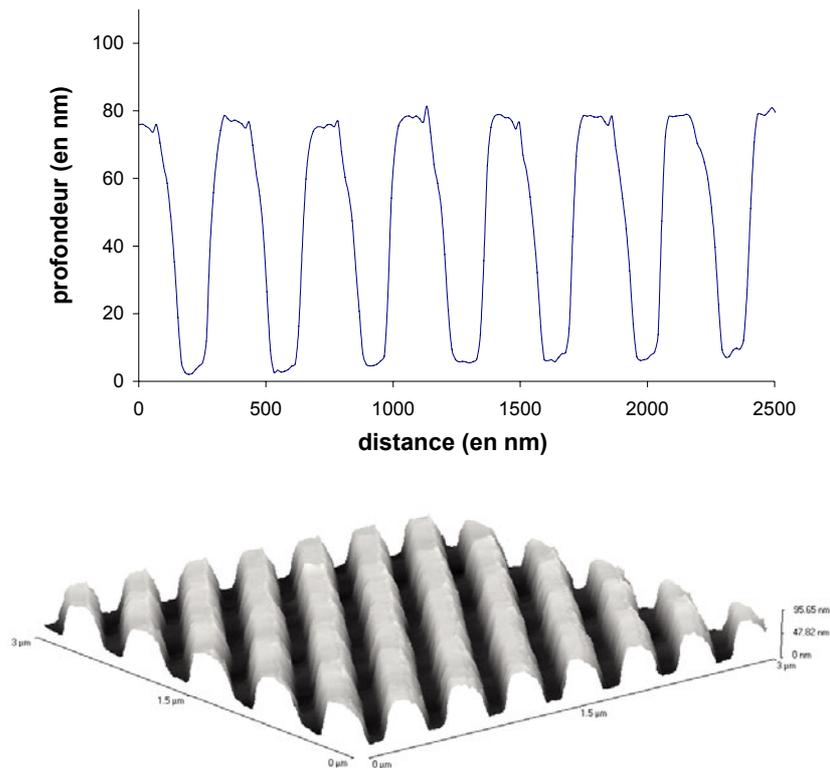


Figure 6.6 : caractérisation au microscope à force atomique du deuxième échantillon.

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.

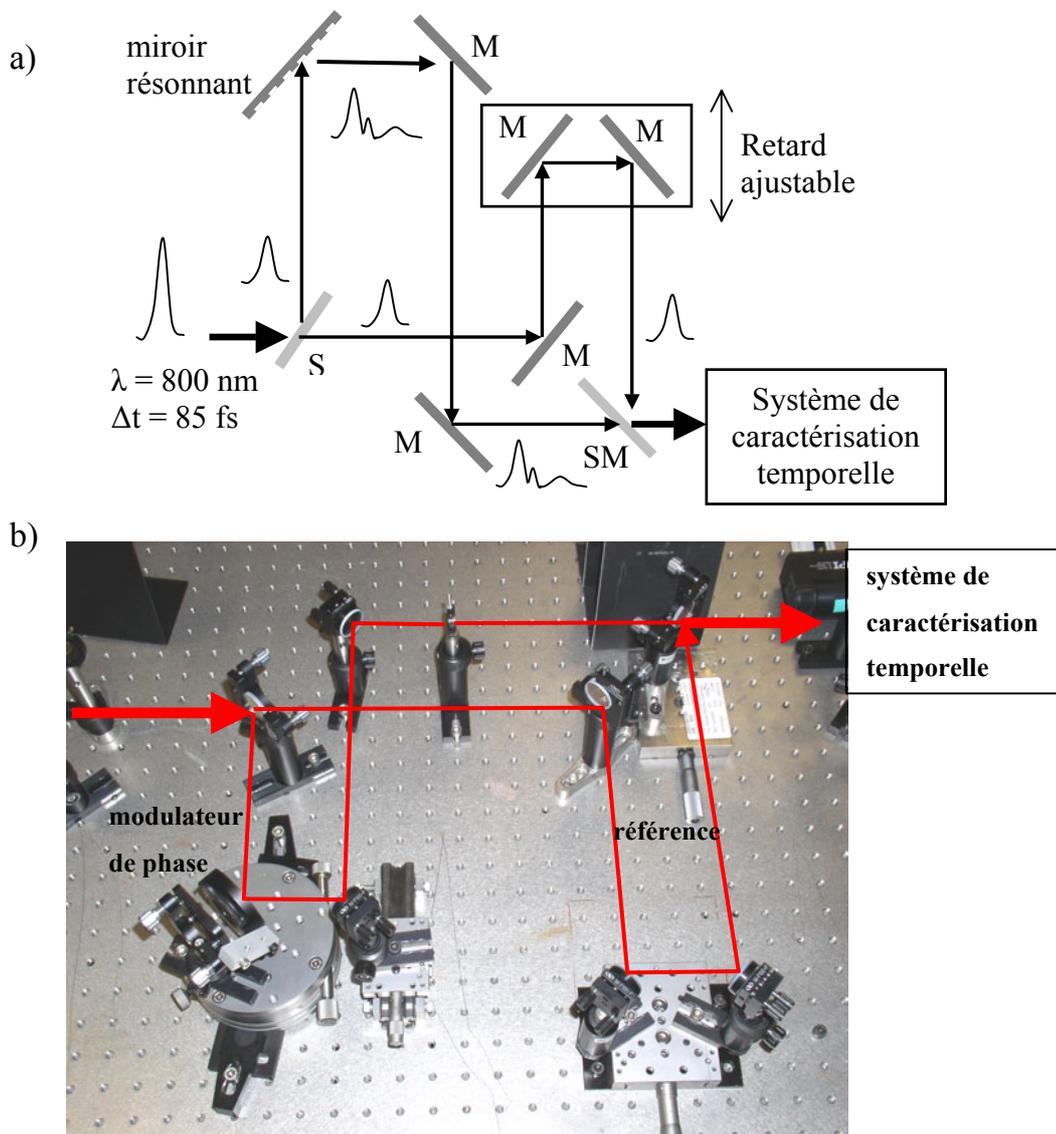


Figure 6.7 : a) principe de la caractérisation temporelle et b) mise en oeuvre expérimentale.

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.

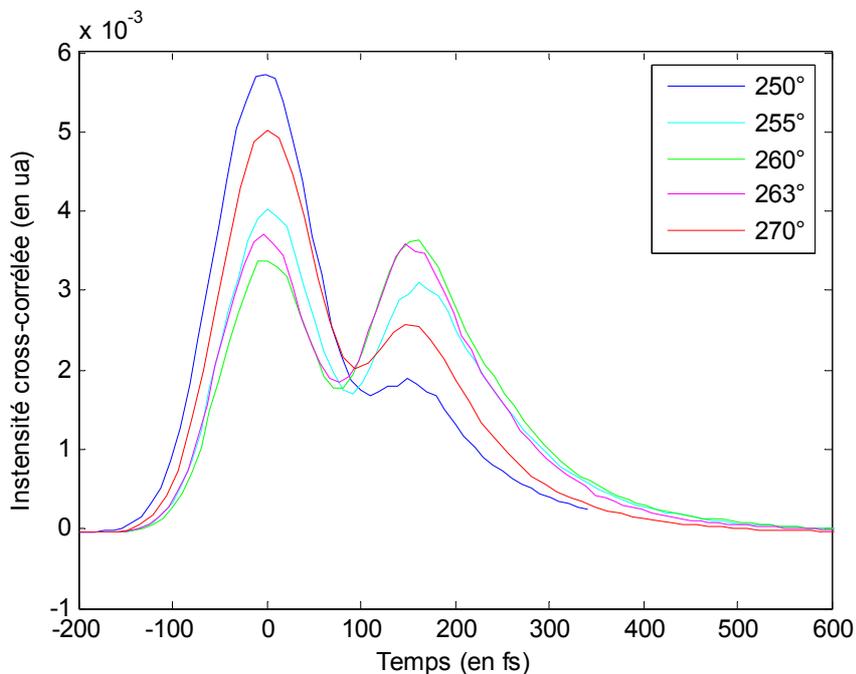


Figure 6.9 : optimisation de l'orientation des lignes du réseau pour le premier échantillon par intercorrélation.

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 $\theta_i = 43,4^\circ$.

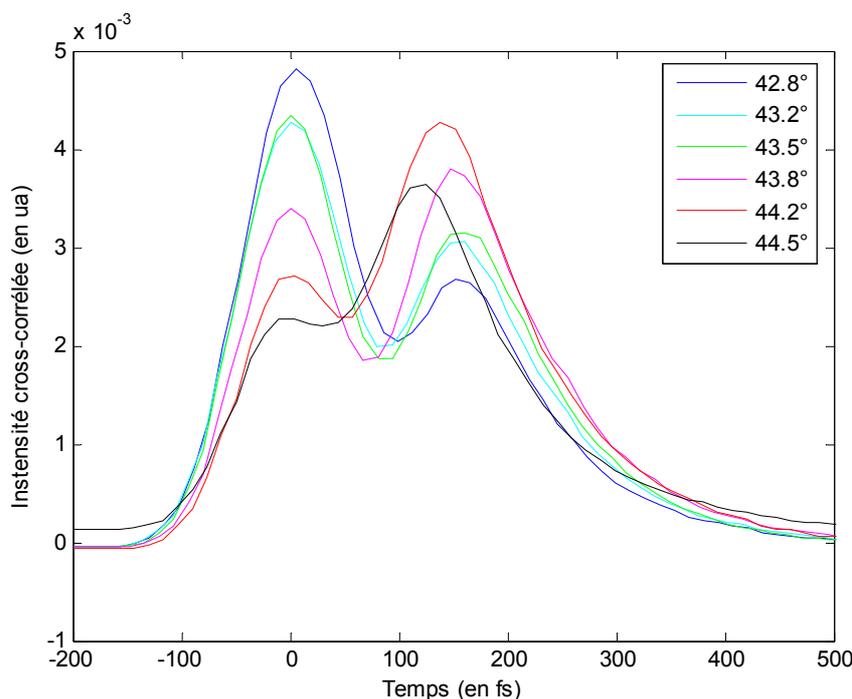


Figure 6.10 : optimisation de l'angle d'incidence du premier échantillon par intercorrélacion

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.

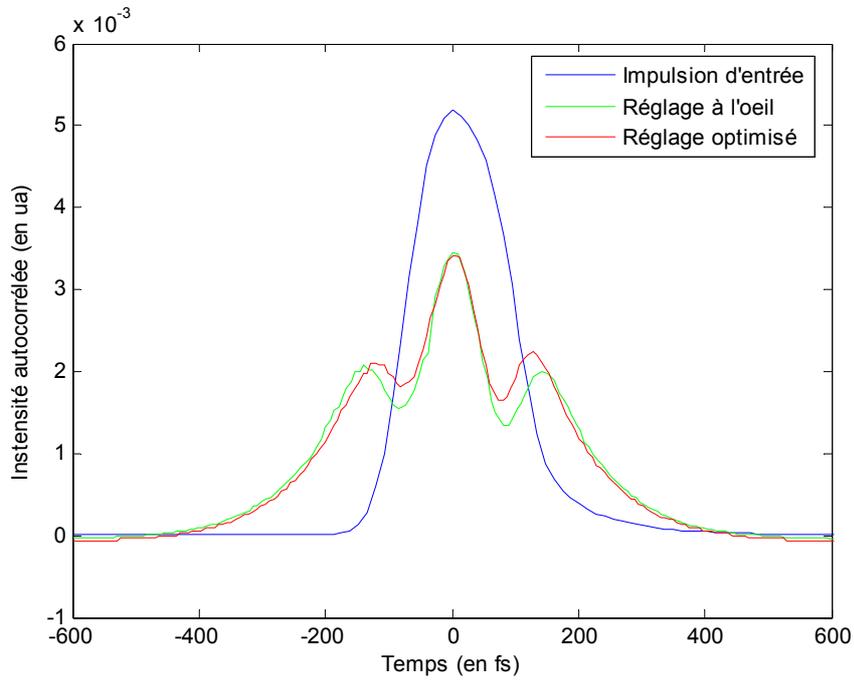


Figure 6.11 : autocorrélation de l'impulsion réfléchie par le premier échantillon.

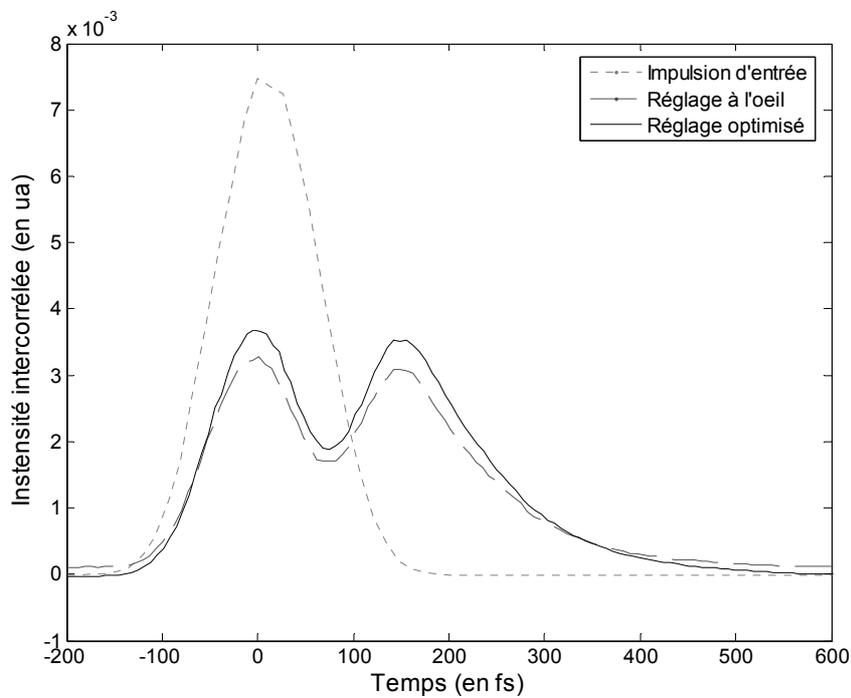


Figure 6.12 : intercorrélation de l'impulsion réfléchie par le premier échantillon.

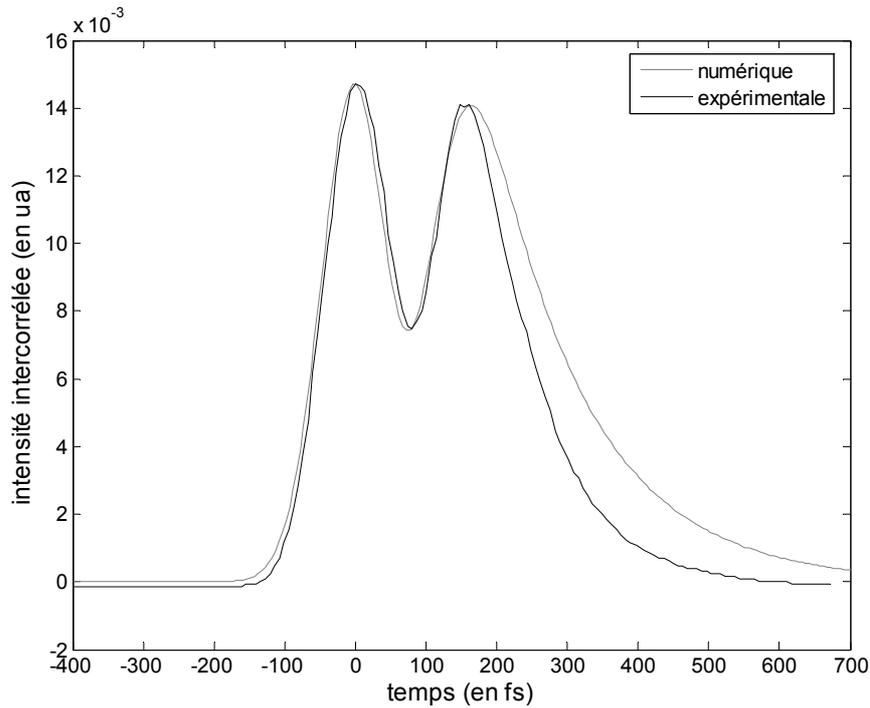


Figure 6.13 : comparaison de l'intensité intercorrélée expérimentalement et numériquement.

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° .

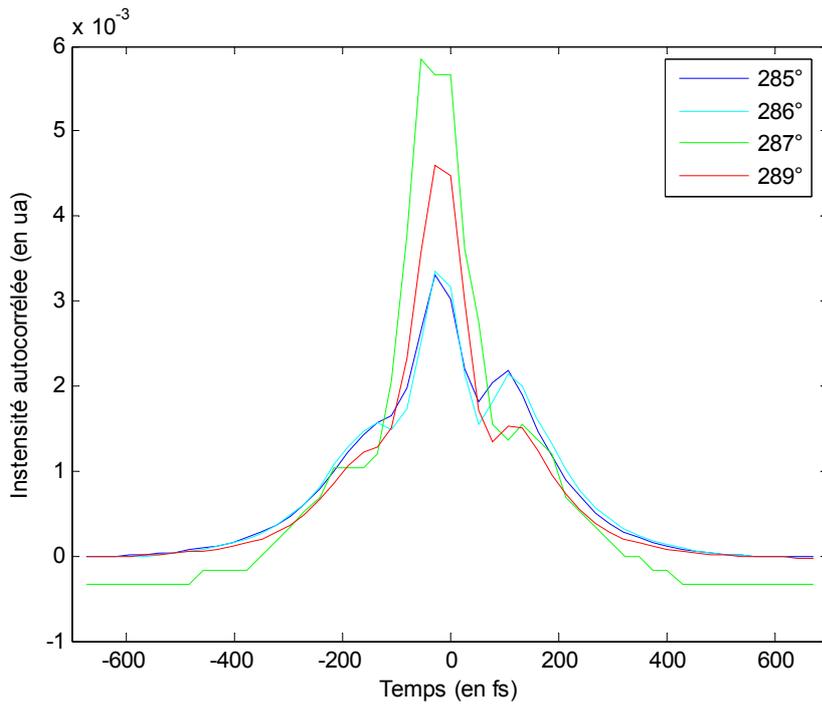


Figure 6.14 : optimisation de l'orientation des lignes du réseau pour le deuxième échantillon par autocorrélation

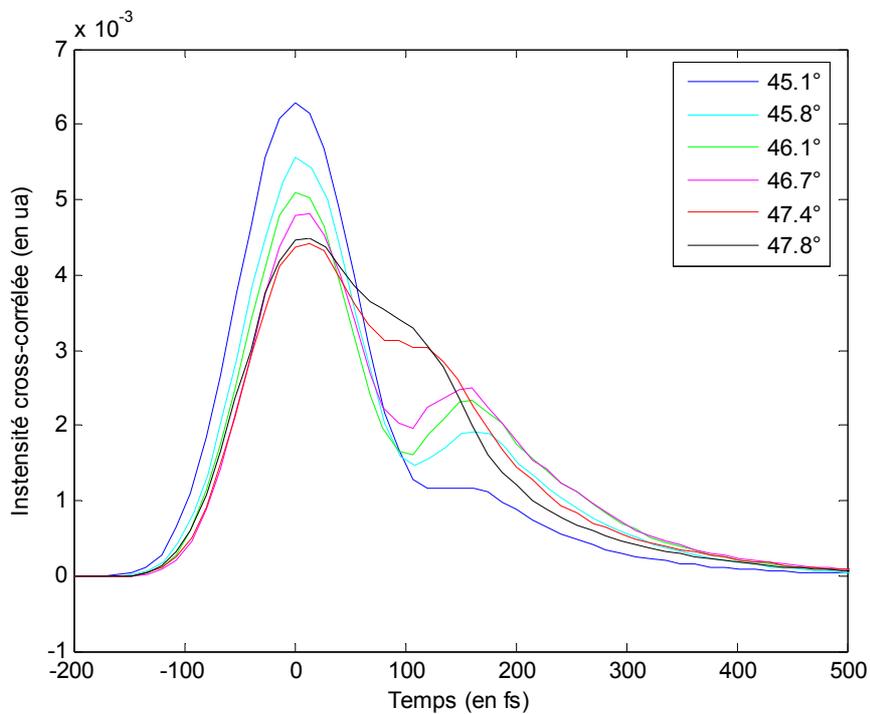


Figure 6.15 : optimisation de l'angle d'incidence pour le deuxième échantillon par intercorrélacion

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).

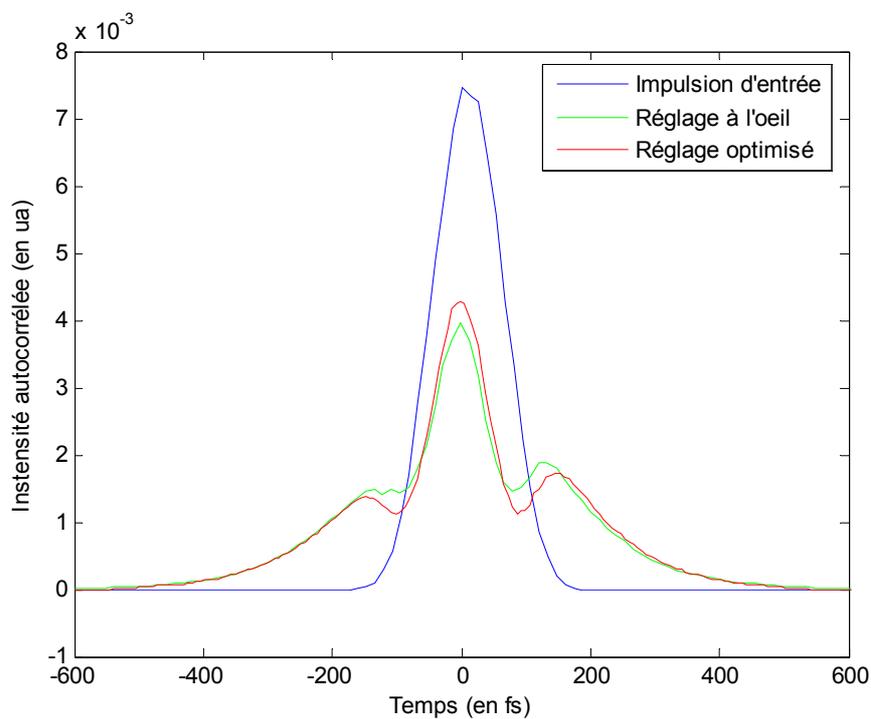


Figure 6.16 : autocorrélation du deuxième échantillon.

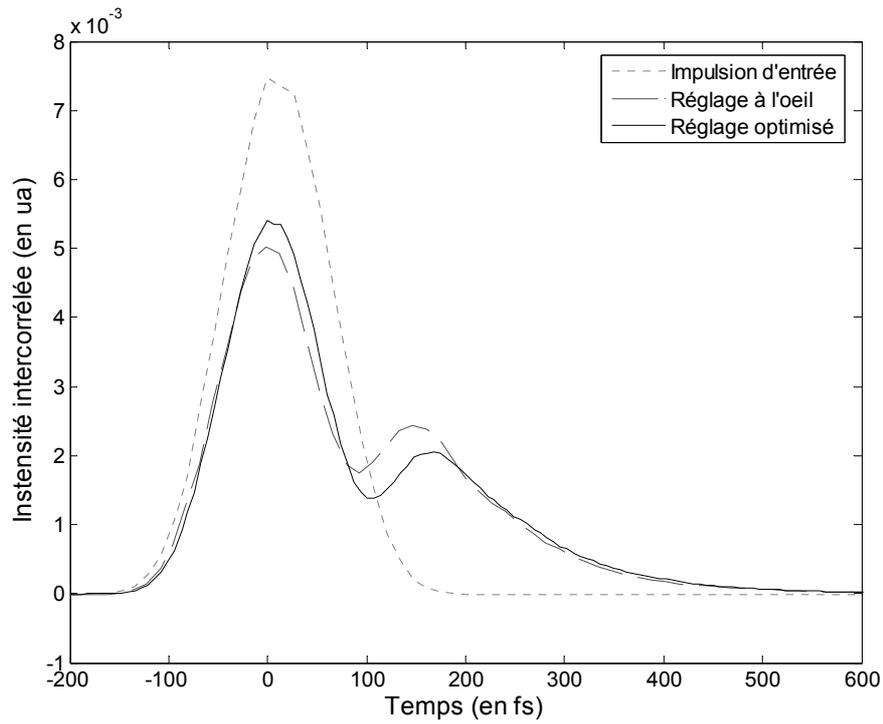


Figure 6.17 : intercorrélation du deuxième échantillon.

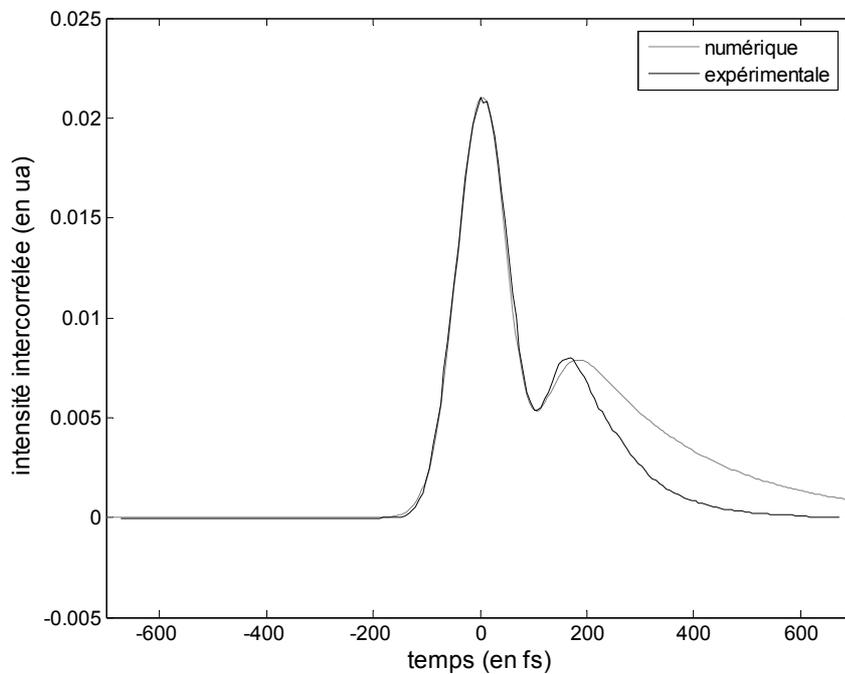


Figure 6.18 : comparaison de l'intensité intercorrélée
expérimentalement et numériquement.

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.