
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 .

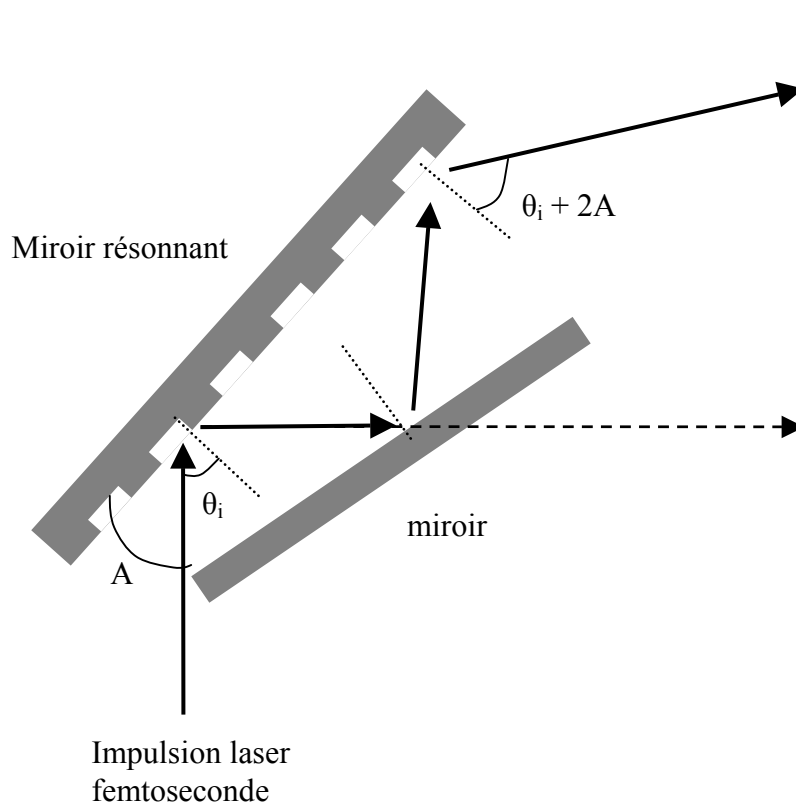


Figure 7.1 : dispositif de base pour l'effet cascade sur un miroir résonnant.

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.

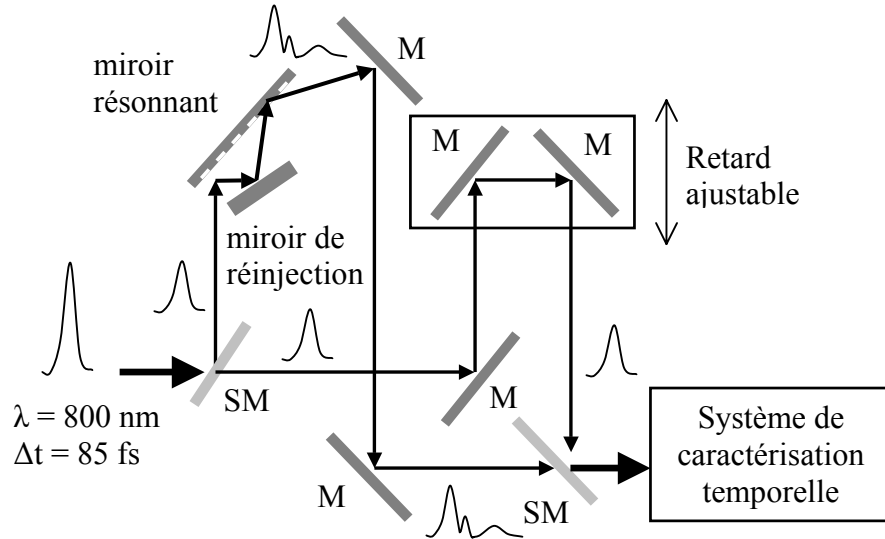


Figure 7.2 : dispositif expérimental pour la démonstration de l'effet cascade

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.

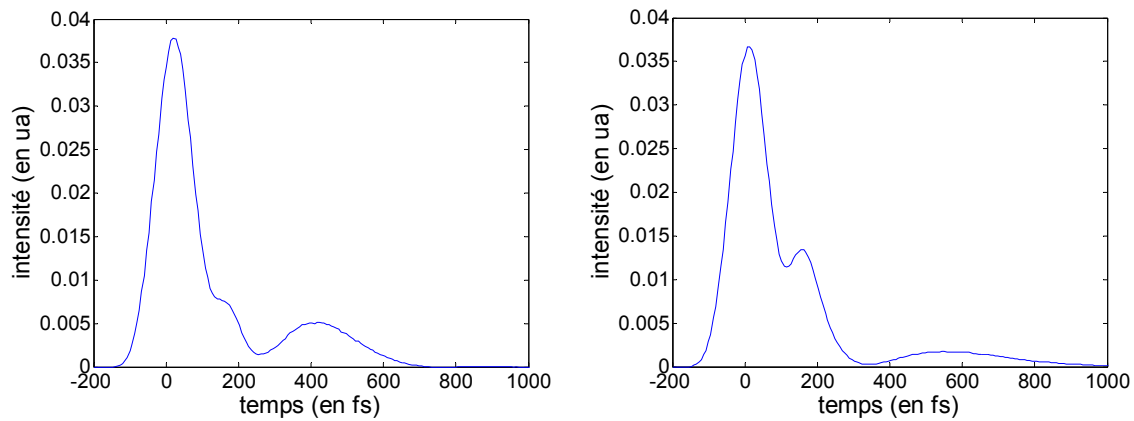


Figure 7.3 : profils temporels expérimentaux obtenus par intercorrélation après cascade de deux résonances avec différents angles de réinjection

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 $2/p_{\max}$.

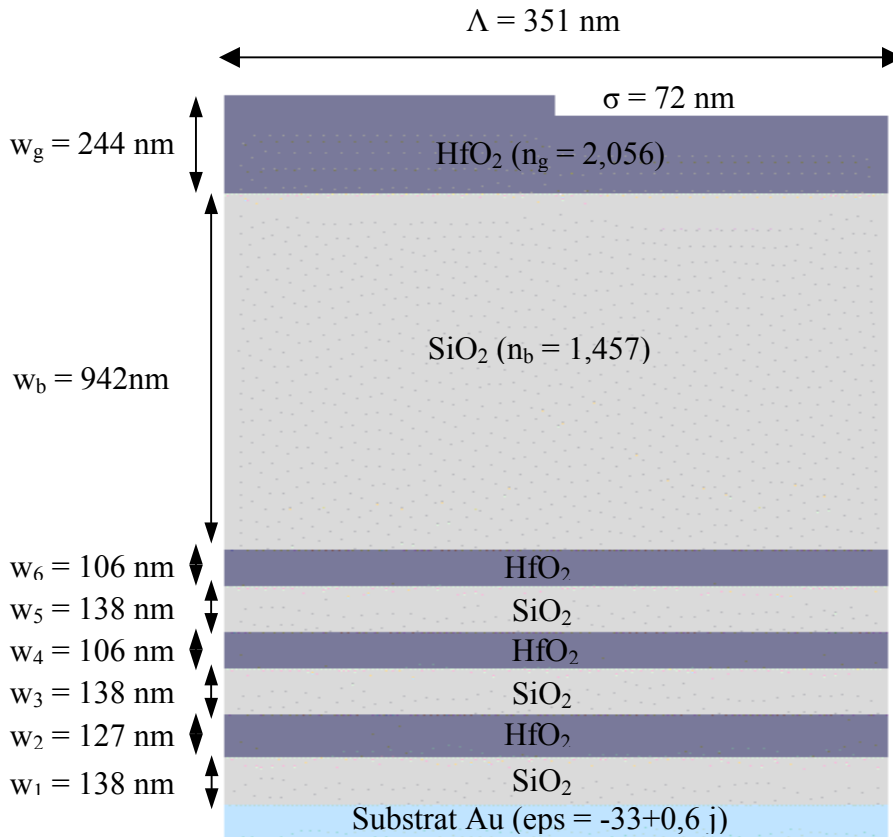


Figure 7.4 : schéma de la structure fabriquée et simulée numériquement.

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.

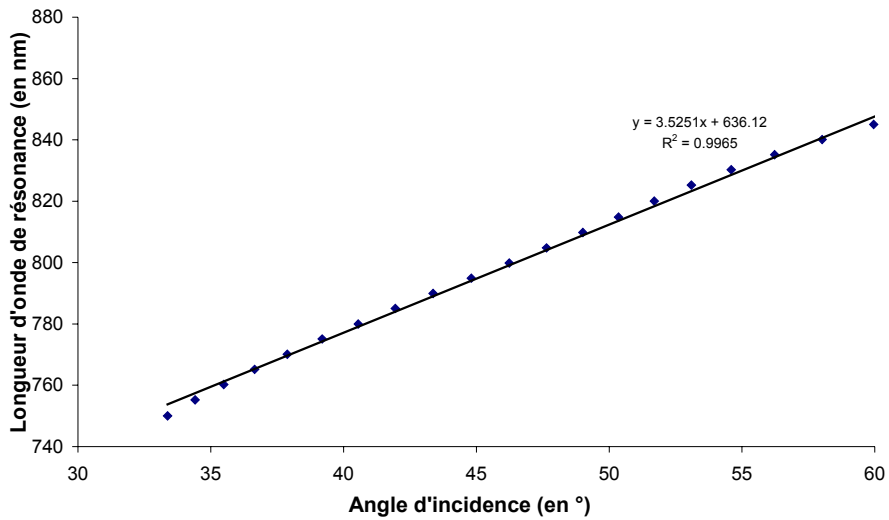


Figure 7.5 : évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence.

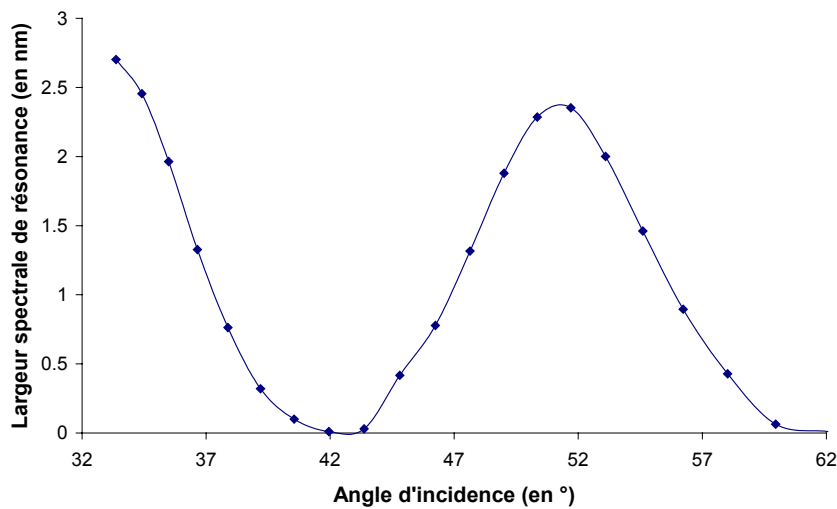


Figure 7.6 : évolution de la largeur de résonance en fonction de l'angle d'incidence.

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.

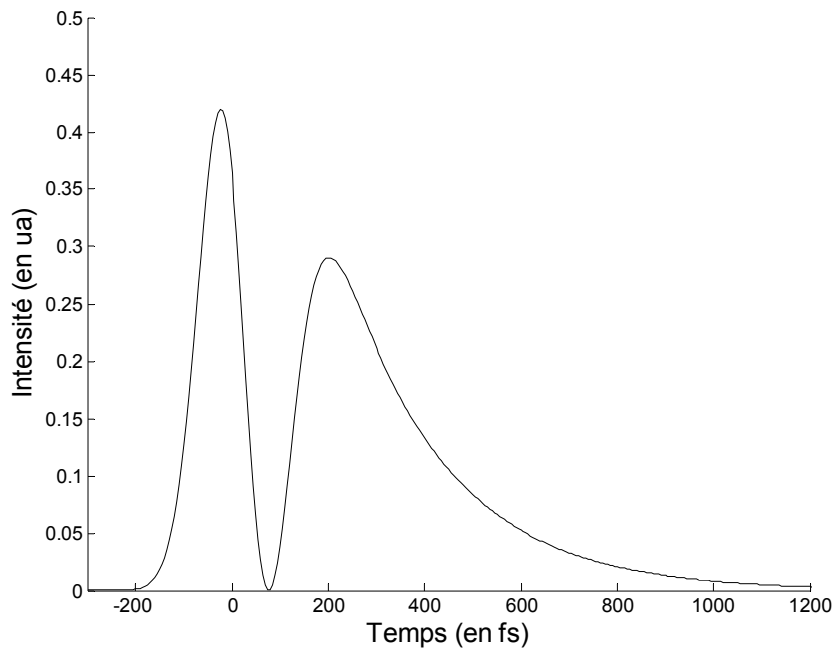


Figure 7.7 : profil temporel obtenu après réflexion d'une impulsion gaussienne de 130 fs sur le deuxième échantillon ($\Delta\lambda = 0,77$ nm).

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.

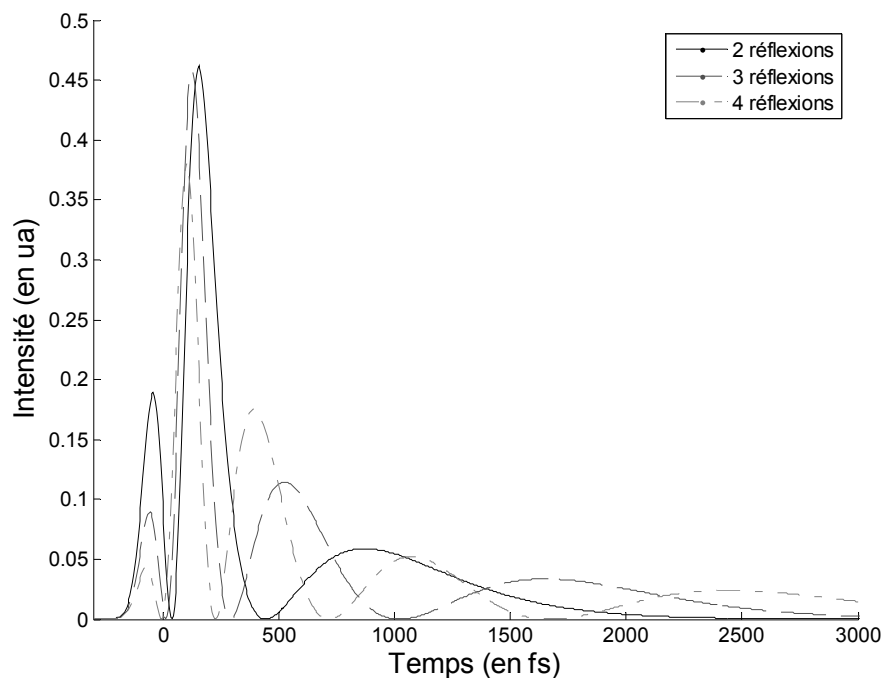


Figure 7.8 : profil temporel d'une impulsion après 2, 3 et 4 réflexions sur le réseau résonnant sans modification de l'angle d'incidence.

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.

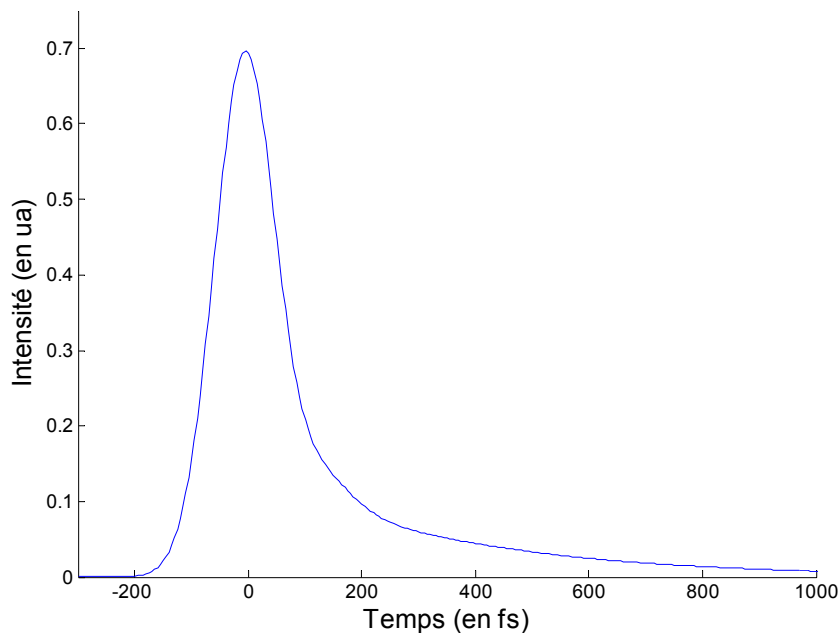


Figure 7.8 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après deux réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $42,1^\circ$ et l'angle entre les miroirs $1,5^\circ$.

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.

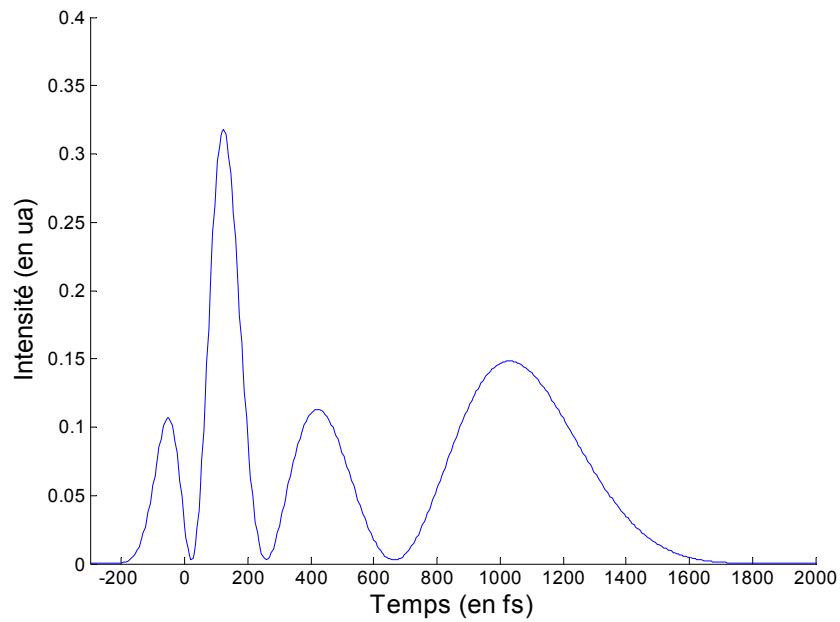


Figure 7.10 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après trois réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $45,7^\circ$ et l'angle entre les miroirs $0,2^\circ$.

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.

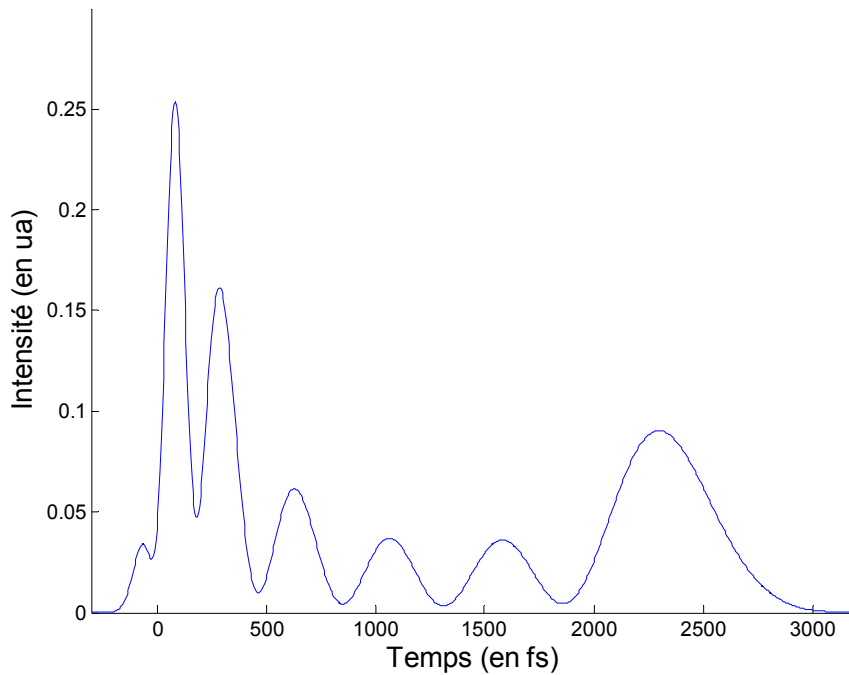


Figure 7.11 : exemple d'impulsion obtenue à partir d'une impulsion gaussienne de 130 fs après six réflexions sur le miroir résonnant. L'angle d'incidence vaut $45,2^\circ$ et l'angle entre les miroirs $0,1^\circ$.

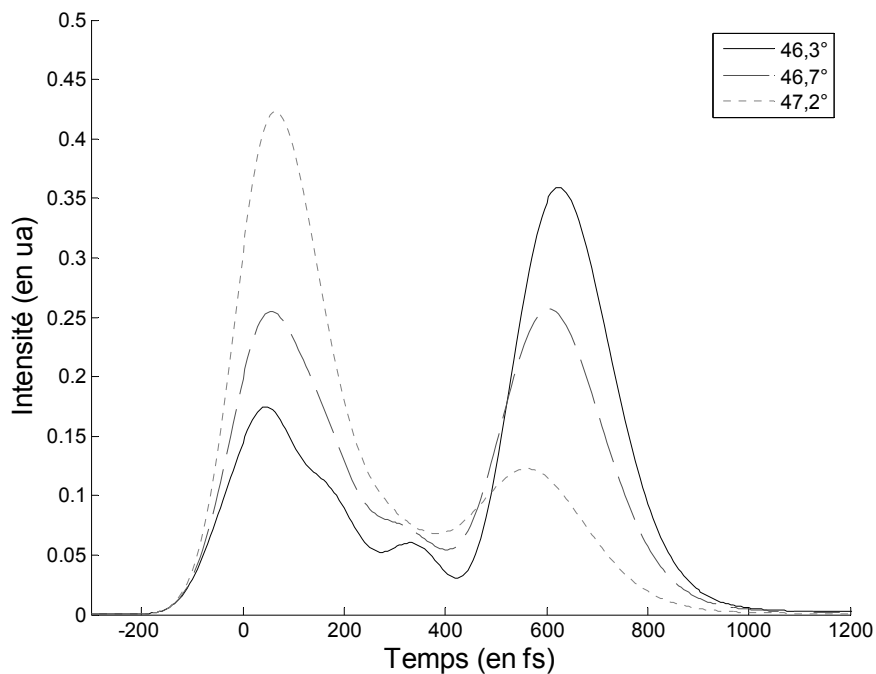


Figure 7.12 : effet de la variation de l'angle d'incidence sur une impulsion de 130 fs réfléchi 4 fois sur un réseau résonnant formant un angle de $0,4^\circ$ avec le miroir de réinjection.

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.

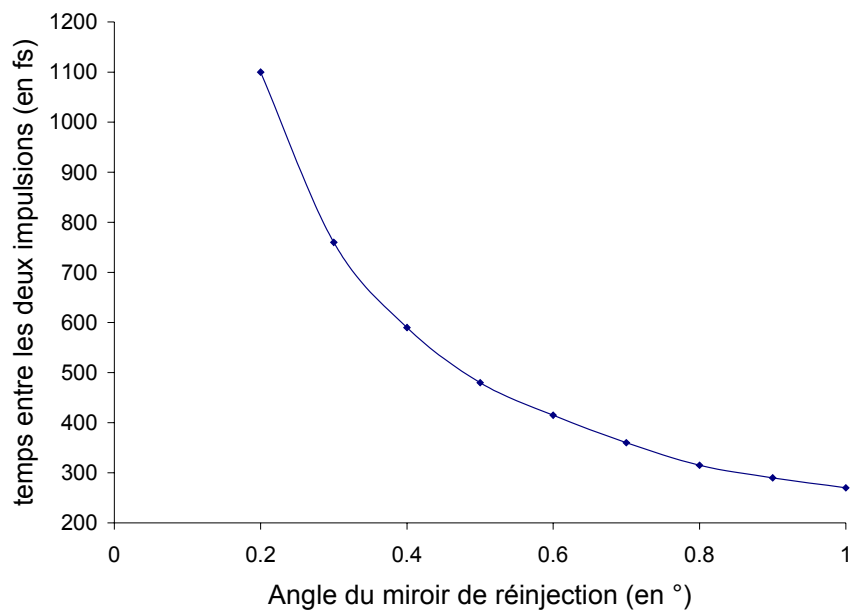


Figure 7.13 : écart temporel entre les deux impulsions en fonction de l'angle A entre les deux miroirs pour une impulsion de 130 fs réinjectée 8 fois sur le miroir résonnant.

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 cascadié. 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.

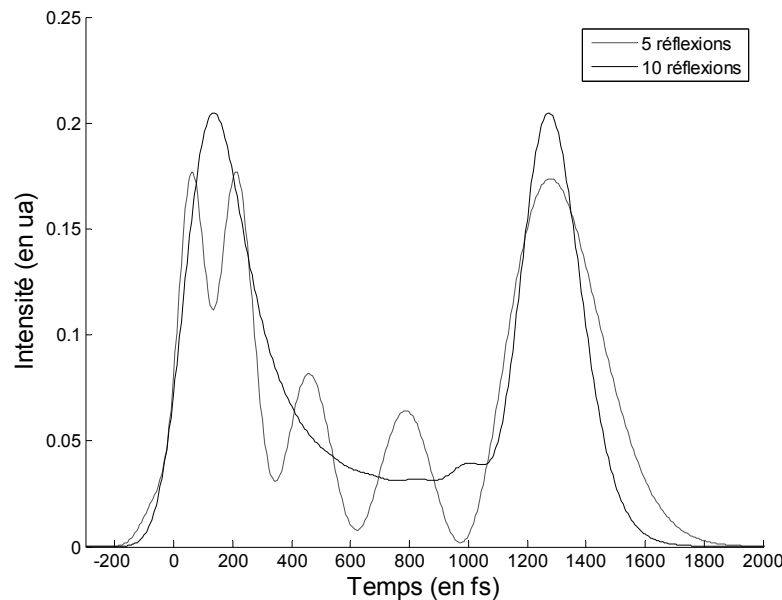


Figure 7.14 : impulsions décalées de 1140 fs obtenues avec 5 réflexions (grise) et 10 réflexions (noire).

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 cascadié. 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.

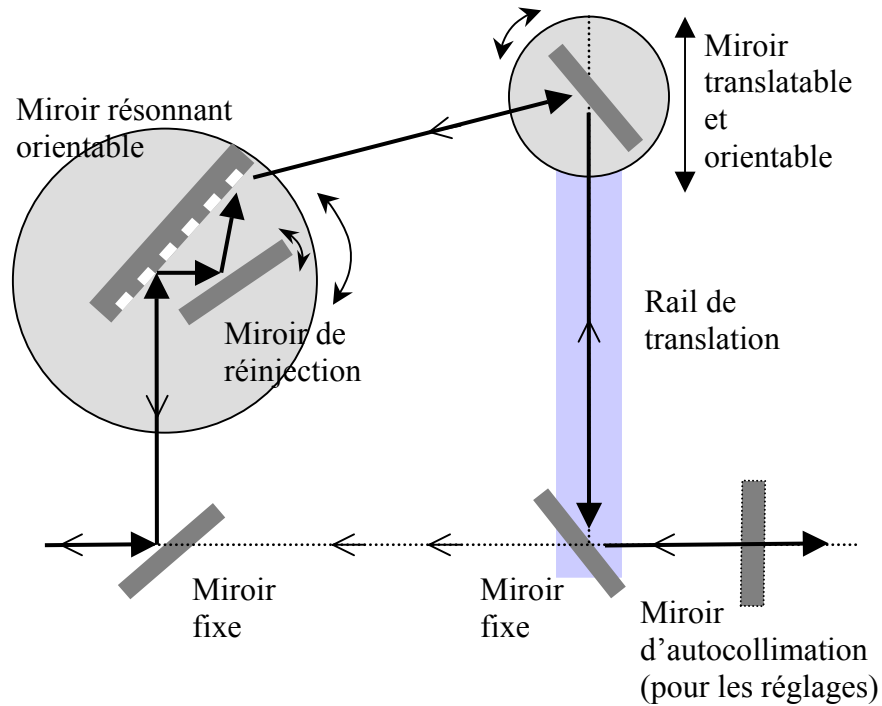


Figure 7.15 : dispositif final du modulateur spectral à base de miroir résonnant appliqué à la mise en forme temporelle d'impulsions lasers femtosecondes en milieu industriel. Les flèches vides indiquent le trajet retour de la lumière après réflexion sur le miroir d'autocollimation avec et sans le dispositif.

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.