Sources laser femtosecondes

A. Brun et P. Georges

*Institut d'Optique Théorique et Appliquée, URA 14 du CNRS, Université Paris
Sud, BP. 147, 91403 Orsay cedex, France*

1. INTRODUCTION

Le premier laser délivrant des impulsions a été inventé en 1960. Il a permis à de nombreux chercheurs d'accroître leurs connaissances relatives à de nombreux processus initiés par des impulsions lumineuses. Ces événements ont été étudiés à l'échelle de la nanoseconde puis de la picoseconde. Les chercheurs sont devenus très rapidement insatisfaits car de nombreux mécanismes intervenant dans la nature sont régis par des dynamiques se déroulant à des échelles de temps encore bien plus courtes. Il est donc tout à fait compréhensible que cet état de fait ait poussé les scientifiques à développer des sources laser délivrant des impulsions ultra brèves : aujourd'hui femtosecondes (il reste par conséquent beaucoup de travail pour demain, mais cela est une toute autre histoire ...).

Ainsi, depuis une quinzaine d'années, les lasers femtosecondes ont permis à notre collectivité de comprendre un grand nombre de processus allant des sciences fondamentales aux sciences appliquées. Il est en effet possible de citer les études des réactions chimiques, de la photosynthèse, de la vision, de la physique des semi-conducteurs Des applications technologiques ont vu le jour plus récemment pour l'échantillonnage électro-optique permettant d'apprécier les performances temporelles ultimes des composants électroniques de demain, et pour les télécommunications optiques par fibres optiques. De nouvelles applications pointent à l'horizon (imprévues initialement) telles que l'imagerie en milieu diffus, la réalisation de nouveaux injecteurs d'accélérateurs linéaires, la production de champs optiques intenses de l'ordre du pétawatt (voie possible pour déboucher sur le laser à rayons X et pour relancer des études sur la fusion ...).

Les trois dernières années qui viennent de s'écouler, dix ans après la mise au point des premiers lasers femtosecondes, ont vu toute une série de découvertes extraordinaires relatives à la technologie de ces sources de lumière. Les lasers femtosecondes sont devenus aujourd'hui plus faciles à utiliser, moins coûteux, moins encombrants et ils fournissent en routine des impulsions environ dix fois plus puissantes et bien plus courtes qu'en 1990. De nombreuses versions commerciales de ces lasers sont maintenant disponibles (les scientifiques précurseurs ont donc rempli parfaitement leur mission !), de telle sorte que ces outils ne sont plus réservés aux seuls spécialistes opticiens mais peuvent être utilisés par tout scientifique.

Avant de pénétrer dans le domaine de la femtoseconde, il est nécessaire de préciser que six femtosecondes (le record actuel de la durée des impulsions dans le domaine des longueurs d'onde visibles) sont à une seconde ce que une seconde est à cinq millions d'années ! Ce

point de vue est nécessaire pour bien comprendre que des impulsions femtosecondes ne s'engendrent pas et ne se "manipulent" pas aussi aisément que des impulsions picosecondes ou nanosecondes. Deux phénomènes importants devront être pris en considération : la **dispersion de vitesse de groupe et l'automodulation de phase**. Mais ce regard sur l'aspect temporel des impulsions est insuffisant, il faut également tenir compte du principe d'incertitude de Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t = \text{cte}$. Les impulsions lumineuses qui ont une durée Δt extrêmement courte sont caractérisées par le fait que les fréquences des photons s'étalent dans une bande $\Delta \nu$ très large correspondant à une plage d'énergie ΔE . Cette importante propriété aura de nombreuses conséquences relatives au choix des différents éléments intervenant dans la définition d'un laser femtoseconde : milieu amplificateur, traitement des optiques ... Une impulsion brève est ainsi une superposition cohérente de nombreuses fréquences individuelles dont les amplitudes s'ajoutent de façon constructive les unes avec les autres. En d'autre terme cela pose le problème fondamental de la réalisation du "blocage des modes" de la cavité du laser.

En effet, dans un laser, les fréquences d'oscillation permises sont déterminées par deux facteurs : d'une part, la géométrie de la cavité qui impose l'existence d'un certain nombre de fréquences discrètes (de modes) et, d'autre part, la bande passante $\Delta \nu$ des composants de la cavité laser. Les fréquences des modes autorisés à exister sont déterminées par le fait que dans la cavité le champ électrique doit se répéter à l'identique après un aller et retour de la lumière. Très souvent, pour des colorants laser et des solides dopés avec des ions des terres rares, la bande passante du milieu amplificateur de la cavité recouvre un très grand nombre de modes imposés par la géométrie. Si le laser opère à de nombreuses fréquences autorisées, la lumière résultante pourra être considérée comme un bruit puisque chaque mode n'aura aucune relation de phase avec les autres. Pour engendrer une impulsion courte, les différents modes individuels doivent être "bloqués en phase" de telle sorte qu'ils s'ajoutent de façon constructive à un endroit de l'espace et de façon destructive partout ailleurs.

Il est hors de question de traiter ici l'ensemble de tous les travaux développés à ce sujet. Le choix qui a été fait va consister à étudier le blocage de mode passif utilisé pour la première génération des lasers femtosecondes à colorants organiques et la raison est double. Aujourd'hui de nombreux lasers à colorants existent dans les laboratoires car ils émettent des impulsions dans le domaine visible des longueurs d'onde et l'analyse des mécanismes régissant leur fonctionnement nous permettra de mieux comprendre le fonctionnement des nouveaux lasers apparus depuis.

2. ANALYSE D'UN OSCILLATEUR ET D'UN AMPLIFICATEUR FEMTOSECONDES À COLORANTS

Les premiers lasers femtosecondes à colorants sont apparus vers le milieu des années 70 [1, 2] mais ils étaient relativement instables et délicats à utiliser. Deux avancées importantes ont permis d'engendrer des impulsions stables au début des années 80. Tout d'abord, en 1981, la technique du blocage de mode passif est apparue, le laser dit à impulsions contre propageantes CPM (Colliding Pulse Modelocking) a été inventé [3]. La deuxième innovation s'est produite en 1983. Il a été montré que la dispersion de vitesse de groupe DVG dans le laser pouvait être ajustée continûment et optimisée en insérant une séquence de prismes dans la cavité [4]. Cette nouvelle version du laser CPM fournit des impulsions aussi courtes que 27 fs [5].

Les lasers appartenant à cette famille ont été utilisés dans de nombreux domaines des sciences durant les années 80 et on trouvera de nombreuses références en [6].

Voici la structure et le principe de fonctionnement d'un laser CPM à colorants.

2.1. L'oscillateur femtoseconde CPM à colorants

La composition de la cavité laser est représentée sur la figure 1. Elle est constituée d'un ensemble de miroirs qui lui donnent une configuration dite "en anneau".

Figure 1 : schéma du laser femtoseconde à colorants

On y trouve tout d'abord un milieu amplificateur constitué par un jet de colorant organique (très souvent la Rhodamine 6G) dissous dans un solvant (éthylène glycol). Un laser à argon continu excite en permanence les molécules organiques qui émettent à leur tour de très nombreuses fréquences car le spectre de fluorescence est très large. Recueillie par les deux miroirs de la sous-cavité 1, la lumière émise se propage dans l'anneau, à la fois dans le sens des aiguilles d'une montre et dans le sens inverse.

Pour créer des impulsions lumineuses brèves à partir de l'émission continue précédente, on introduit dans la cavité un interrupteur optique ultra-rapide, qui ne laisse passer la lumière que pendant un temps très bref. Cet interrupteur optique est constitué par un second jet de colorant appelé "absorbant saturable". Les molécules de ce colorant organique (souvent DODCI) ont la propriété d'être absorbantes lorsqu'elles sont faiblement éclairées, et de devenir transparentes quand la puissance optique dépasse un certain seuil (l'absorption est saturée). Ce second jet de colorant joue le rôle d'un interrupteur de lumière commandé par la puissance lumineuse dans la cavité. L'absorbant saturable reçoit en permanence la lumière provenant du milieu amplificateur et constituée de très nombreuses fréquences (de très nombreux modes). Parmi tous ces modes, seuls ceux qui vibrent en phase (c'est-à-dire ceux dont l'intensité est maximale au même instant) ont ensemble une intensité suffisante pour saturer l'absorbant saturable et le traverser (car leurs amplitudes s'ajoutent). Les autres modes s'opposent partiellement entre eux et peuvent même parfois se détruire. Leur intensité résultante est trop faible pour saturer l'absorbant et ces modes sont absorbés.

Les modes en phase formeront un "paquet de lumière" qui engendrera, après un grand nombre de tours dans la cavité, une impulsion lumineuse femtoseconde. Comme de la lumière tourne dans les deux sens dans la cavité, deux impulsions viennent de naître et voyagent ainsi en sens inverse.

Considérons la première impulsion qui vient d'être créée et qui circule dans le sens des aiguilles d'une montre. Elle arrive dans le milieu à gain qui ne peut lui rétrocéder qu'une quantité limitée d'énergie. Quand toute l'énergie disponible a été utilisée pour l'amplification, le gain de l'amplificateur chute (il n'est pas linéaire !). Par conséquent, le front avant de l'impulsion est beaucoup plus amplifié que le front arrière. L'impulsion est donc temporellement raccourcie par l'arrière. Cette impulsion temporellement "déformée" poursuit son parcours dans la cavité et y croise l'autre impulsion qui subit le même sort que la première en traversant à son tour le milieu amplificateur. Comme les deux impulsions sont "nées" ensemble, qu'elles circulent à la même vitesse et qu'elles parcourent le même chemin dans la cavité, elles se retrouvent ensemble dans l'absorbant saturable. Cependant l'énergie

contenue dans leurs front avant est alors perdue : elle sert à saturer l'absorbant, et seuls le maximum et le front arrière traversent l'interrupteur optique : les deux impulsions sont raccourcies par l'avant.

À mesure que les deux impulsions voyagent en sens inverse dans la cavité, leur durée diminue. Naturellement ce mécanisme ne se répète pas à l'infini et la durée des impulsions n'atteint pas zéro car deux effets antagonistes vont tendre à élargir l'impulsion.

Des impulsions de durée inférieure à 100 fs possèdent une puissance crête dans la cavité supérieure à 50 kW. Cette puissance est focalisée sur des taches de petite dimension (10 μm) et la densité de puissance par unité de surface est de l'ordre de 200 GW/cm². Pour de telles densités de puissance, il devient difficile de négliger les variations de l'indice avec l'intensité traversant le milieu. Ce phénomène appelé **"automodulation de phase"** peut se décrire par un développement limité de l'indice n avec l'intensité lumineuse $I(t)$:

$$n(t) = n_0 + n_2 \cdot I(t)$$

où n_2 est l'indice non linéaire du milieu.

Une variation de l'indice va se traduire par une modulation temporelle de la phase de l'impulsion $\left(\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n \cdot \ell\right)$ et va introduire un glissement vers le rouge (pour $n_2 > 0$) des fréquences présentes dans le front avant de l'impulsion et vers le bleu pour les fréquences situées dans le front arrière (figure 2).

Figure 2 : Effet de l'automodulation de phase (a) et de la dispersion de vitesse de groupe négative (b) sur une impulsion lumineuse.

Ce phénomène a pour effet d'élargir le spectre de l'impulsion tout en introduisant une modulation de fréquence. Si l'élargissement du spectre est très intéressant, puisqu'il offre la possibilité de réduire dans un même rapport la durée de l'impulsion ($\Delta t \cdot \Delta \nu \approx \text{cte}$), il faudra tout d'abord éliminer la modulation de fréquence pour remettre toutes les fréquences en phase.

Par ailleurs, lorsque les impulsions ont une durée inférieure à 100 fs, leur spectre possède une largeur telle ($\Delta \lambda > 4 \text{ nm}$) que l'on ne peut plus négliger les variations de l'indice de réfraction entre les fréquences extrêmes du spectre. Les différentes fréquences ne voyant pas

le même indice, elles ne voyagent pas à la même vitesse dans la cavité. Ce phénomène de **"dispersion de vitesse de groupe"** a pour effet d'allonger l'impulsion et d'introduire un étalement des fréquences le long du profil temporel de l'impulsion. Dans le visible, la dispersion du verre ou des solvants utilisés pour les jets de colorant est dite positive, c'est-à-dire que les basses fréquences composant le spectre voyagent plus vite que les hautes fréquences.

Dans un laser femtoseconde ces deux effets augmentent la durée de l'impulsion. Imaginons cependant que l'on puisse créer artificiellement une dispersion de vitesse de groupe négative (plus importante pour le bleu que pour le rouge - figure 2) opposée à celle existant dans le laser, on pourrait compenser la modulation de fréquence introduite par automodulation de phase et neutraliser la dispersion de vitesse de groupe de la cavité. L'impulsion serait alors recomprimée.

Le système à quatre prismes en silice inséré dans la cavité (figure 1) est utilisé à cet effet. Son principe de fonctionnement est illustré sur la figure 3 en supposant que l'impulsion lumineuse se propage de gauche à droite et ne contient que deux fréquences que nous appellerons bleue et rouge. Comme un prisme dévie spatialement plus le bleu que le rouge, dans le deuxième prisme le rouge a plus d'épaisseur à traverser que le bleu. Le rouge sort du deuxième prisme après le bleu. La seconde paire de prismes sert, d'une part à doubler cet effet, et d'autre part, à superposer spatialement les faisceaux bleu et rouge. Au total l'ensemble des quatre prismes réalise une dispersion de vitesse de groupe négative et sert à comprimer les impulsions. Le décalage temporel apporté entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion, ou plutôt leur déphasage $\phi(\omega)$, dépend de la fréquence et peut être développé en puissance de $(\omega - \omega_0)$ où ω_0 représente la fréquence centrale. Si le développement est limité aux trois premiers termes, on obtient :

$$\phi(\omega) = \phi_0(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \cdot \phi' + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \cdot \phi''$$

avec $\phi' = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0}$ et $\phi'' = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0}$.

Figure 3 : schéma du système à quatre prismes présentant de la dispersion de vitesse de groupe négative.

On peut montrer [4] que la dispersion de vitesse de groupe ϕ'' prend la forme $\phi'' = A.e - B.L$ pour un système à quatre prismes, où e est en gros l'épaisseur de verre traversé et L la distance entre les arêtes des deux prismes de la même paire. A et B sont deux constantes positives qui ne dépendent que de la nature du verre constituant les prismes. On comprend

ainsi qu'en translatant finement un prisme on peut ajuster la valeur de la dispersion de vitesse de groupe et optimiser le fonctionnement de l'oscillateur femtoseconde.

Aujourd'hui on parle beaucoup de transmission d'impulsions optiques par l'intermédiaire de fibres optiques : la propagation de solitons. Les fibres optiques en silice présentent, tout comme l'oscillateur laser qui vient d'être décrit, de la dispersion de vitesse de groupe, de l'automodulation de phase, de la saturation du gain et des pertes. On peut décrire la propagation d'impulsions lumineuses dans ces milieux par l'équation non linéaire de Schrödinger dont les solutions sont très nombreuses **mais toutes périodiques**. Les solitons d'ordre 1 (ou solitons fondamentaux) sont des paquets de lumière qui se propagent sans déformation. On comprend l'intérêt d'une telle propriété pour les télécommunications par fibres optiques. La figure 4 présente l'allure de l'évolution temporelle de trois solitons simples au cours de leur propagation dans un milieu non linéaire. Le lecteur intéressé par ces problèmes pourra consulter les références [7] et [8].

Figure 4 : évolution temporelle de solitons d'ordre 1, 2 et 3.

Si nous revenons à l'oscillateur décrit plus haut, il faut préciser qu'il produit typiquement des impulsions de 50 fs à une cadence proche de 100 MHz. L'énergie moyenne par impulsion est de l'ordre de 0,2 nJ ce qui correspond à une puissance crête d'environ 4 kW. Cette puissance est trop faible pour pouvoir créer avec efficacité la plupart des effets non linéaires. On estime à 1 MW le seuil typique des effets non linéaires dans les matériaux actuels. Il faut donc envisager d'amplifier les impulsions disponibles dont la longueur d'onde est imposée par le choix du couple de colorants : milieu amplificateur-absorbant saturable. Très souvent sa valeur est proche de 620 nm à plus ou moins 10 nm.

2.2. L'amplificateur d'impulsions femtosecondes à colorants

Les systèmes amplificateurs à colorants existant de part le monde sont pratiquement tous conçus sur le même modèle. On se contentera ici de décrire les éléments composant l'amplificateur sans entrer dans l'explication du fonctionnement physique de l'amplification dans les colorants. Pour toute précision on se reportera à l'excellent article de Dujardin et Flamant [9].

Le principe d'amplification d'impulsions très courtes consiste à exciter un colorant à l'aide d'un laser très puissant qui émet des impulsions nanosecondes (environ 6 ns). Les molécules sont désexcitées par émission stimulée lors du passage de l'impulsion très courte à amplifier. Le laser de pompe est donc utilisé comme une simple source d'énergie.

Une chaîne amplificatrice classique telle que représentée sur la figure 5, est composée de quatre étages présentant la même structure. Chaque étage est constitué d'une cuve de colorant amplificateur suivi d'un jet d'absorbant saturable destiné à découpler les étages

amplificateurs entre eux. A l'entrée et à la sortie de chaque cuve, on dispose des diaphragmes qui permettent de ne laisser passer que le faisceau du laser femtoseconde et qui stoppent une grande partie de la fluorescence du colorant qui est émise dans un angle solide beaucoup plus important. Des systèmes optiques permettent de focaliser le faisceau sur le jet et d'augmenter son diamètre au fur et à mesure de sa progression dans la chaîne pour limiter la saturation de l'amplification. Pour des raisons de simplicité de construction, les trois premiers étages amplificateurs sont pompés transversalement tandis que, pour améliorer le profil spatial du faisceau amplifié, le quatrième étage est pompé longitudinalement.

Figure 5 : schéma de la chaîne amplificatrice d'impulsions femtosecondes à colorant. (A.S. : Absorbant Saturable)

L'énergie lumineuse nécessaire à l'amplification est fournie par un laser Nd:Yag doublé en fréquence qui délivre des impulsions de l'ordre de 10 ns à $0,53 \mu\text{m}$ et d'énergie voisine de 300 mJ. La cadence d'un tel laser est souvent basse : de l'ordre de quelques dizaines de hertz et les performances des impulsions femtosecondes amplifiées sont intimement liées à la qualité de ce laser de pompe. De nombreuses équipes ont utilisé des lasers à vapeur de cuivre permettant d'atteindre 15 kHz au détriment du gain de la chaîne qui atteint 10^4 (il est de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ pour un Yag basse cadence). Ainsi à la sortie de la chaîne, on dispose classiquement d'impulsions de durée 350 fs, d'énergie 0,3 mJ. Lors de son amplification la durée de l'impulsion a très nettement augmenté à cause de la dispersion de vitesse de groupe introduite par la traversée des cuves de colorants, des lentilles et de tous les éléments dispersifs composant l'amplificateur. On peut compenser cet effet en utilisant à nouveau une ligne dispersive à prismes identique à celle utilisée dans l'oscillateur.

Afin de ne pas aboutir à un système trop encombrant il est possible de choisir des verres appropriés qui donnent une valeur suffisante à la constante B intervenant dans l'expression de la dispersion de vitesse de groupe ϕ'' rappelée plus haut. On retrouve alors à peu près la durée de l'impulsion délivrée par l'oscillateur.

Les applications de ces lasers seront décrites dans un autre cours, mais il est aisé de comprendre à ce stade que nous ne disposons d'impulsions femtosecondes amplifiées qu'à 620 nm. Il est possible de doubler leur fréquence pour atteindre l'ultraviolet ou de les focaliser très violemment pour créer un continuum de lumière blanche, mais bien évidemment ces opérations abaissent l'énergie des nouvelles impulsions produites. Si l'on se souvient, c'est le couple des colorants utilisés dans l'oscillateur qui impose sa longueur d'onde de fonctionnement. Très peu de combinaisons milieu amplificateur-absorbant saturable conviennent et leur étude est très difficile. On trouvera de nombreuses informations utiles à ce sujet dans la référence [10].

Parallèlement à tous ces développements au cours des années 80, on a vu apparaître de nouveaux matériaux solides présentant la propriété de milieux amplificateurs à très large bande passante. Ce fut l'explosion des lasers femtosecondes à l'état solide [11-12].

3. LE LASER FEMTOSECONDE SOLIDE

Le matériau solide qui a véritablement émergé est le cristal de saphir dopé avec l'ion titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) qui présente entre autres propriétés une très large bande d'émission entre 700 nm et 1100 nm et une densité d'énergie de saturation très élevée. C'est donc un excellent candidat pour engendrer des impulsions femtosecondes. Des chercheurs du MIT ont démontré la production d'impulsions de 200 fs en utilisant une nouvelle technique de blocage de modes dite "par addition d'impulsion" ou APM pour "additive pulse modelocking" [13]. Dans cette technique, le blocage de modes est réalisé en réinjectant dans le laser une partie de son émission qui a été modulée non linéairement dans une cavité externe. Puis, un peu plus tard, un laser "hybride" utilisant un absorbant saturable lent a été développé [14]. Ce résultat était très surprenant car un absorbant saturable lent ne devait pas bloquer les modes correctement dans le laser. Nous avons nous-mêmes vérifié ce fait !

Enfin, en 1991, un résultat encore plus extraordinaire a été rapporté par Spence, Kean et Sibbett de l'Université de Saint-Andrews : un "auto-blocage des modes" d'un laser saphir dopé au titane [15]. Nous avons personnellement assisté à cette communication tardive donnée au Congrès CLEO'90 (Anaheim) et à cette lointaine époque on parlait du "magic mode-locking".

Dans ce laser, aucun absorbant saturable ou aucune contre réaction n'était utilisé, le laser fonctionnait de manière stable en régime impulsionnel alors qu'il aurait dû opérer en continu, à la condition que la cavité soit réalisée de la bonne façon. Beaucoup de discussions prirent naissance à la suite de cette communication.

3.1. L'oscillateur femtoseconde à saphir dopé au titane

La matrice d'alumine Al_2O_3 , appelée également saphir, possède des propriétés remarquables. C'est un matériau réfractaire, très dur, d'excellente conductivité thermique et chimiquement stable. Dans la matrice de saphir, des ions Ti^{3+} remplacent certains ions Al^{3+} dans des sites à symétrie trigonale. Le cristal fait partie du système rhomboédrique et possède un axe de symétrie d'ordre 3 appelé c. Il est biréfringent uniaxe, le rayon ordinaire est polarisé perpendiculairement à l'axe c (σ) et le rayon extraordinaire est polarisé parallèlement à l'axe c (π). Ainsi les spectres d'absorption et d'émission sont différents selon la polarisation de la lumière d'excitation est parallèle (π) ou perpendiculaire (σ) à l'axe c du cristal (figure 6. d'après [11]). La valeur précise de la section efficace d'émission stimulée est très délicate à mesurer et dépend fortement de la technique de cristallogénèse utilisée. C'est la raison pour laquelle nous avons développé une méthode permettant d'accéder à ce paramètre pour le cristal qui était à notre disposition [16] et avons trouvé $2,1 \cdot 10^{-19} \text{cm}^2$ à 770 nm. Une mesure plus fine du spectre d'absorption du saphir dopé au titane révèle une faible absorption résiduelle autour de 800 nm (figure 6.b). Cette absorption dont la longueur d'onde correspond à celle du spectre de fluorescence est très gênante pour l'émission laser. Elle constitue des pertes non négligeables qui limitent sérieusement le rendement des oscillations laser. L'origine de ces pertes est mal connue et a fait l'objet de nombreux travaux. Des paires d'ions $\text{Ti}^{3+}-\text{Ti}^{4+}$ dans la matrice peuvent être à l'origine de cette absorption parasite. La présence d'ions Ti^{3+} en position interstitielle est également envisagée pour expliquer ces pertes. La qualité d'un cristal de saphir dopé au titane est habituellement exprimée à partir d'un paramètre appelé "figure de mérite" (FOM : Figure Of Merit). Cette grandeur est définie comme le rapport entre les coefficients d'absorption $\alpha(\text{cm}^{-1})$ mesurés à 490 et à 800 nm :

$$\text{FOM} = \frac{\alpha_{490}}{\alpha_{800}}.$$

Aujourd'hui, la plupart des fabricants de saphir dopé au titane annoncent des figures de mérite supérieures à plusieurs centaines.

Les largeurs des bandes d'absorption et de fluorescence de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ sont liées à la nature vibronique des transitions mises en jeu. Le saphir dopé au titane peut être assimilé à un matériau laser à quatre niveaux. Comme on peut le voir sur la figure 6.a, le laser de choix pour l'excitation de l'ion Ti^{3+} est le laser à argon dont les raies d'émission se situent au maximum de la bande d'absorption de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$.

Figure 6 : spectre d'absorption (a) et d'émission (b) du saphir dopé au titane suivant les deux polarisations.

Figure 6 bis : absorption du saphir dopé au titane dans l'infrarouge.

La figure 7 représente maintenant la cavité de l'oscillateur laser initialement appelée "à blocage de modes magique" et aujourd'hui à "verrouillage de mode par effet Kerr" (KLM : Kerr Lens Modelocking). La cavité est extrêmement simple, elle est constituée d'un cristal, d'une paire de prismes, de quatre miroirs et d'une fente de sélection spatiale du profil du faisceau intracavité. Il est clair aujourd'hui que le blocage de mode est dû à des non linéarités de type Kerr présentes dans le cristal laser [17]. En effet, lorsque la densité de puissance

augmente dans la cavité, et donc dans le cristal, il apparaît une variation non linéaire de son indice de réfraction :

$$n=n_0+n_2.I$$

où n_0 est l'indice linéaire du cristal, n_2 son indice non linéaire et I l'intensité de l'impulsion lumineuse. Cet effet peut-être assimilé à une lentille convergente qui "autofocalise" les rayons lumineux, qui modifie les paramètres de stabilité de la cavité et qui enfin modifie le profil spatial du faisceau. Le diamètre du mode est donc plus petit en régime impulsif qu'en régime continu. Si l'on place dans la cavité une fente (qui va jouer le rôle d'un absorbant saturable ultra rapide) dont l'ouverture est plus petite que le diamètre du faisceau continu mais supérieure à celui du faisceau impulsif, elle introduit beaucoup de pertes en continu et peu en régime impulsif. L'oscillateur fonctionne alors préférentiellement en régime impulsif. Comme décrit plus haut on voit deux prismes dans la cavité, destinés à compenser les effets néfastes de l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe.

Figure 7 : schéma d'un laser femtoseconde à saphir dopé au titane.

Il reste ensuite à initier le régime impulsif. Plusieurs systèmes ont été testés, mais généralement on fait vibrer le miroir de fond de cavité pour engendrer une modulation temporelle et initier les effets non linéaires.

Les performances de ce type d'oscillateur sont les suivantes : les impulsions produites à la cadence de 100 MHz environ ont des durées de l'ordre de 50 fs et d'énergie allant jusqu'à 10 nJ. Elles devront également être amplifiées pour réaliser des expériences de physique. Mais avant d'étudier les amplificateurs "solides" il est important de noter qu'aucun laser de cette classe n'a pu à cette époque délivrer des impulsions de durée inférieure à 50 fs alors que théoriquement la bande passante du cristal de saphir dopé au titane devrait convenir pour engendrer des impulsions de 3 fs !

Il a fallu seulement deux années pour résoudre le problème et vaincre une mauvaise compensation de la vitesse de groupe. En effet à l'époque "préhistorique" des lasers à colorants CPM, on avait déjà suspecté que la dispersion de vitesse de groupe d'ordre trois pouvait être un facteur limitatif et n'était pas bien corrigée par des paires de prismes [18-19]. Le problème est accentué dans le cas des lasers solides car les cristaux présentent une plus

importante dispersion de vitesse de groupe que les jets de colorant (ils sont plus épais) et accentuent ainsi toute erreur de compensation. La solution a été trouvée grâce à une amélioration de la cristalllogénèse des cristaux de saphir. Ils ont pu être plus fortement dopés, on a ainsi pu utiliser des cristaux moins longs donc présentant moins de dispersion. L'année dernière, des impulsions de 11 fs ont pu être produites directement dans un oscillateur [20-21]. Ces impulsions ne sont pas les plus courtes déjà obtenues, car le record est de 6 fs [22], mais le système laser nécessaire est environ dix fois plus coûteux, complexe, et difficile à utiliser que l'oscillateur laser au saphir dopé au titane.

Voici donc l'état de l'art relatif aux oscillateurs, il faut maintenant amplifier les impulsions produites. Comme le cristal de saphir dopé au titane a un long temps de fluorescence (3,2 μ s), il est également un excellent matériau destiné à amplifier des impulsions femtosecondes lorsqu'il est pompé avec des impulsions nanosecondes, délivrées par un laser Nd:Yag doublé en fréquence, dont la longueur d'onde d'émission (0,532 μ m) est proche du maximum de sa bande d'absorption.

3.2. Les amplificateurs à base de saphir dopé au titane

Deux types d'amplificateurs peuvent être développés.

Le premier est un amplificateur passif **multipassage géométrique** (figure 8). Un cristal de saphir dopé au titane est placé entre deux miroirs sphériques de rayons de courbure légèrement différents qui peuvent être remplacés par l'association d'une lentille et d'un miroir plan. Il est excité par des impulsions nanosecondes issues d'un laser Nd:Yag doublé en fréquence. Le temps de fluorescence étant bien supérieur à la durée d'une impulsion d'excitation, une impulsion femtoseconde a le temps d'effectuer plusieurs passages dans le cristal afin d'en extraire l'énergie stockée. En général, six à huit passages sont suffisants pour obtenir une amplification supérieure à un million [23]. Toutefois un tel dispositif est relativement délicat à aligner et son rendement est difficile à optimiser en raison du mauvais recouvrement spatial des faisceaux lors des différents passages. Aujourd'hui on préfère plutôt utiliser un amplificateur dit régénératif.

Figure 8 : amplificateur multipassage géométrique (les deux miroirs sphériques ont des rayons de courbure légèrement différents)

Rappelons le principe de l'**amplificateur régénératif** (figure 9). Une impulsion femtoseconde est piégée dans une cavité laser, effectue plusieurs passages dans le milieu amplificateur pompé par le second harmonique d'un laser Nd:Yag nanoseconde, puis est extraite de la cavité lorsqu'elle a atteint son énergie maximale. L'injection et l'éjection sont réalisées par l'intermédiaire d'un polariseur et d'une cellule de Pockels qui fait tourner de 90° la polarisation de l'impulsion à amplifier et de l'impulsion amplifiée. Il est possible

d'obtenir des énergies de l'ordre d'une dizaine de mJ à la sortie de l'amplificateur.

Figure 9 : schéma d'un amplificateur régénératif.

Toutefois, un des problèmes rencontré lors de l'amplification d'impulsions courtes, est lié à la densité de puissance crête dans la cavité lors des derniers passages de l'impulsion dans les éléments de l'amplificateur. Il est impératif de diminuer le plus possible la densité de puissance crête afin d'éviter de détruire ces éléments. Ceci est obtenu en utilisant la technique, maintenant classique, de l'amplification dite à dérive de fréquence (CPA : Chirped Pulse Amplification) [24]. Le principe consiste à allonger temporellement l'impulsion de 100 fs jusqu'à quelques centaines de picosecondes avant son injection dans l'amplificateur. On amplifie l'impulsion grâce à l'amplificateur régénératif, on l'éjecte et on la recomprime pour retrouver sa durée initiale. L'étirement et la compression s'effectuent à l'aide de systèmes à réseaux (qui jouent le même rôle que les lignes de prismes décrites plus haut) présentant une dispersion de vitesse de groupe positive pour l'étirement et négative pour la recompression (figure 10). Il est absolument nécessaire de parfaitement compenser l'étirement lors de la recompression afin de pouvoir obtenir des impulsions comprimées les plus courtes possibles. C'est la raison pour laquelle on utilise souvent des réseaux sous incidence de Littrow qui garantissent une grande facilité de réglage et l'assurance de bien revenir à la valeur initiale de l'impulsion. Suivant la même technique d'amplificateur régénératif il est possible de produire des impulsions de très haute énergie et les nouveaux problèmes qui apparaissent seront décrits par ailleurs.

Ainsi, nous disposons d'oscillateurs et d'amplificateurs pratiquement "tout solide" à ceci près que les oscillateurs sont encore pompés avec des lasers à argon. Le récent développement des diodes laser de puissance va relancer de nouvelles technologies destinées à produire des impulsions femtosecondes. Le meilleur cristal qui émerge à ce jour est le LiSAF dopé avec l'ion Cr^{3+} mais son avenir sera peut être éphémère. Avant de présenter quelques applications de ces lasers, il faut dire quelques mots relatifs à la caractérisation des impulsions produites.

4. CONTRÔLE DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES

Les premiers lasers femtosecondes développés ont été bien évidemment des oscillateurs, qu'ils utilisent des colorants ou des cristaux. Ils ont tous la propriété de délivrer des impulsions à très haute cadence de répétition (entre 80 MHz et 100 MHz). Dès lors, des autocorrélateurs optiques ont été élaborés pour tenter de contrôler les performances des impulsions en terme de largeur temporelle. Ces systèmes, avec le recul des années, sont appelés des autocorrélateurs en intensité du second ordre ou encore des autocorrélateurs "classiques".

Figure 10 : schéma de l'étireur (haut) et du compresseur (bas) à réseaux pour l'amplification à dérive de fréquence.

Nous commencerons par leur description ; mais il faut dire qu'ils sont plus délicats à utiliser pour contrôler les impulsions délivrées par les amplificateurs, car ces derniers fonctionnent cette fois à très faible cadence : quelques dizaines de hertz et au mieux quelques kilohertz. Une alternative consistera alors à utiliser des autocorrélateurs dits "monocoups" que nous décrirons dans un second temps.

4.1. L'autocorrélateur classique "multicoup" du second ordre

Le principe d'un tel autocorrélateur consiste à transformer une information temporelle en une information spatiale plus aisée à enregistrer. L'arrangement expérimental est représenté sur la figure 11 et ce n'est autre qu'un interféromètre de Michelson légèrement modifié. Chaque impulsion femtoseconde incidente est divisée en deux parties égales à l'aide d'une lame séparatrice. Le faisceau A est réfléchi par un coin de cube et le faisceau B par un second coin de cube réglé de telle sorte que les deux faisceaux soient parfaitement parallèles.

Ces deux impulsions sont focalisées dans un cristal non linéaire de KDP taillé de manière à obtenir le maximum d'intensité à la fréquence double de celle des impulsions (c'est-à-dire à la longueur d'onde de 310 nm si celle des impulsions femtosecondes est de 620 nm). Un photomultiplicateur détecte l'ultraviolet en aval d'un filtre UV. L'intensité UV produite est proportionnelle au produit des intensités des impulsions lumineuses A et B qui traversent le cristal au même instant. Si l'une des impulsions est retardée par rapport à l'autre, par

Figure 11 : schéma d'un autocorrélateur multicoup.

exemple la voie A qui tombe sur un coin de cube monté sur un vibreur se déplaçant à basse fréquence, l'intensité U.V. produite est :

$$I_{U.V.}(t) \sim I_A(t) \cdot I_B(t - \tau)$$

où τ est le retard entre les deux impulsions, I_A et I_B leurs intensités. La largeur temporelle du signal U.V. est du même ordre de grandeur que celle de l'impulsion initiale, ainsi extrêmement courte par rapport au temps de réponse du photomultiplicateur. Par conséquent, on mesure le signal intégré :

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_A(t) \cdot I_B(t - \tau) \, dt$$

Cette fonction mesurée est directement proportionnelle à la fonction d'autocorrélation du second ordre $G_2(\tau)$ qui est définie par :

$$G_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_A(t) \cdot I_B(t - \tau) \, dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_A(t) \cdot I_B(t) \, dt}$$

et qui est visualisée sur une voie verticale d'un oscilloscope. Le déplacement x_0 du coin de

cube de la voie B introduit un retard $\tau = 2x_0/c$ où c est la vitesse de la lumière. Un capteur de position monté sur le coin de cube, permet de connaître exactement le retard entre les deux impulsions A et B et est relié à la voie horizontale du même oscilloscope. La courbe visualisée est directement proportionnelle à $G_2(\tau)$.

Il est nécessaire de faire ici plusieurs remarques. Premièrement, un très grand nombre d'impulsions (des millions !) est nécessaire pour visualiser une fonction d'autocorrélation (obligatoirement symétrique, même si l'impulsion à analyser n'a pas un profil temporel symétrique). De plus, la fonction d'autocorrélation obtenue est essentiellement une statistique.

Enfin, nous pouvons mesurer la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation, mais un problème se pose : quelle est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion initiale ? Ce problème du "retour à l'original" est réglé de la façon suivante : dans tous les laboratoires du monde on divise la largeur de la fonction d'autocorrélation par 1,55 si l'on décide que le profil temporel initial est en $1/ch^2$, et par 1,414 si le profil initial est supposé être gaussien. Les scientifiques sérieux ont le soin de préciser quel modèle ils utilisent.

On comprend donc bien que cet autocorrélateur n'est qu'un outil de routine permettant de caractériser grossièrement les impulsions produites par les oscillateurs et surtout qui permet de régler l'oscillateur pour qu'il fournisse les impulsions les plus brèves possibles. Si l'on souhaite obtenir plus d'informations, il faut au moins utiliser des autocorrélateurs d'ordre trois [25]. Un point capital n'a sûrement pas échappé au lecteur : si un amplificateur d'impulsions femtosecondes travaille à très basse fréquence de répétition, cet autocorrélateur "classique" ne peut plus être utilisé pour régler l'amplificateur car il est nécessaire d'attendre plus d'une minute pour obtenir une autocorrélation. L'autocorrélateur monocoup répond à ce problème.

4.2. L'autocorrélateur monocoup

L'idée de base de la méthode repose sur une transformation du profil temporel d'une impulsion en un profil spatial qui peut être analysé par une barrette de photodiodes. Comme précédemment, une lame séparatrice produit deux répliques de l'impulsion incidente qui se croisent dans un cristal non linéaire. L'image du cristal à la longueur d'onde moitié est enregistrée sur une barrette CCD. Si les deux impulsions incidentes **ne sont pas colinéaires**, le signal à la fréquence double ne sera produit que si les impulsions coïncident à la fois spatialement et temporellement. Le calcul exact de l'allure spatiale du profil doublé en fréquence a été réalisé par Jansky et al. [26]. On exposera ici de manière intuitive le principe de l'autocorrélateur. La figure 12 est utilisée pour montrer comment est obtenue l'intensité du signal doublé en fréquence produit à une distance x_0 du centre du faisceau doublé en fréquence. Il faudra tout d'abord que les deux répliques de l'impulsion initiale puissent être considérées comme spatialement uniformes. On appellera $I_1(t)$ et $I_2(t)$ leurs allures temporelles. Au point d'abscisse x_0 (et quelle que soit sa position le long de la direction y) le signal doublé en fréquence instantané est proportionnel à $I_1(t - \tau) \cdot I_2(t + \tau)$ où le retard τ est relié à la position par :

$$\tau = \frac{nx_0 \sin \varphi / 2}{c}$$

où φ est l'angle entre les deux faisceaux incidents, n l'indice du cristal non linéaire et c la vitesse de la lumière. On supposera ici que $I_1(t) = I_2(t) = I(t)$. Comme le détecteur intègre le signal U.V. sur un temps relativement long, on obtient finalement une forme $S(x)$ proportionnelle à la fonction d'autocorrélation $G_2(\tau)$ de l'impulsion incidente :

$$S(x) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t+\tau) \cdot I(t-\tau) \cdot dt = G_2(2\tau)$$

Figure 12 : principe de l'autocorrélateur monocoup.

En enregistrant l'allure spatiale du signal U.V., on peut obtenir la même information que celle mesurée avec un autocorrélateur classique, mais obtenu cette fois **avec une seule impulsion**.

Il existe d'autres méthodes "monocoup" : l'autocorrélateur monocoup interférométrique, l'utilisation de l'effet Kerr optique, la mesure de décalage de phase On pourra se référer à l'article de revue [27].

5. QUELQUES NOUVELLES APPLICATIONS DES LASERS FEMTOSECONDES

Les applications initiales des lasers femtosecondes étaient essentiellement de nature : "spectroscopie résolue en temps", afin de comprendre la dynamique des tous premiers phénomènes régissant la mise hors équilibre de la matière par ces impulsions ultra brèves. La montée en puissance des impulsions : "en route vers le pétawatt", n'était pas prévue initialement, mais elle occupe aujourd'hui une large part de notre communauté. Ces applications seront décrites par ailleurs et nous n'en dirons pas plus.

Par contre, il peut être intéressant de rapporter ici de tout récents développements qui élargissent le champ potentiel des applications de ces sources.

5.1. Le projet CANDELA : "Canon déclenché par laser"

Les injecteurs d'accélérateurs linéaires fonctionnent à partir de l'émission thermoélectronique de filaments chauffés. Le problème majeur consiste à fabriquer des impulsions d'électrons à

partir de cette émission continue avant de les amplifier dans des cavités accélératrices.

La solution alternative visée par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et l'Institut d'Optique a été de développer un nouveau type d'injecteur en produisant directement des paquets d'électrons issus d'une photocathode illuminée par une impulsion lumineuse ultra brève. Ces impulsions doivent obligatoirement être en phase avec l'onde accélératrice des électrons à 3 GHz. Ceci est réalisé à l'aide d'une électronique de synchronisation qui compare la fréquence de l'oscillateur femtoseconde à saphir dopé au titane avec la fréquence de référence pilotant deux cavités hyperfréquences alimentées en puissance par un klystron (figure 13).

Figure 13 : principe de fonctionnement d'un canon HF déclenché par laser.

La stabilisation s'effectue grâce à un miroir monté sur une cellule piézo électrique qui maintient fixe la longueur de la cavité laser. Ces impulsions sont ensuite amplifiées à l'aide d'un amplificateur à dérive de fréquence utilisant un cristal de saphir dopé au titane comme décrit précédemment qui fournit des impulsions de 2 mJ, de durée inférieure à 500 fs à la longueur d'onde de 780 nm et à la cadence de 10 Hz. Pour obtenir un bon rendement d'extraction des électrons, il est nécessaire de disposer de photons dans le proche U.V.. Les impulsions femtosecondes à 780 nm sont alors triplées en fréquence pour produire un rayonnement U.V. à 260 nm grâce à deux cristaux de LBO pour le doublage et un cristal de BBO pour l'opération finale. Une énergie de l'ordre de 200 μ J a été obtenue dans l'ultraviolet. Les premiers essais ont été récemment effectués en utilisant une photocathode en cuivre qui représente un bon compromis entre efficacité et durée de vie. Ils ont conduit à la production de paquets d'électrons dont la charge est de quelques centaines de picocoulombs, c'est le premier canon HF excité par des impulsions ultra courtes à fonctionner au monde. Ces premiers résultats encourageants vont être poursuivis par des études de caractérisation du faisceau d'électrons tout en améliorant les performances : charge plus élevée, durée d'impulsion plus courte, production d'un train d'impulsions ...

Indépendamment de la réalisation d'un futur injecteur d'accélérateur linéaire, le canon à électrons peut également devenir un magnifique outil de spectroscopie résolue en temps dans le domaine de la radiolyse. Les milieux chimiques ou biologiques seraient excités par des impulsions ultra brèves d'électrons et leurs propriétés optiques par les impulsions lumineuses femtosecondes qui auront servi à produire les électrons.

5.2. Imagerie en milieu diffusant utilisant l'amplification paramétrique optique

Considérons un milieu diffusant éclairé par une impulsion lumineuse très courte. Il existe une

certaine probabilité (faible) pour que des photons puissent traverser le milieu sans être déviés. On les appelle des photons balistiques qui peuvent apporter le plus d'informations sur la nature du milieu ou sur son contenu (figure 14). Il existe une autre classe de photons qui sont peu déviés de leur trajectoire en traversant le milieu et qui sortent à peu près colinéaires aux photons balistiques, on parle de photons "serpentiles". Ils peuvent également apporter des informations utiles sur la structure interne du milieu mais avec une résolution spatiale limitée par leurs déviations à la trajectoire des photons balistiques. Finalement, les photons diffusés contribuent au bruit et doivent être éliminés de tout système de détection. Ce sont les plus nombreux car la probabilité de diffusion est très grande. En notant que les photons balistiques (les moins nombreux) vont sortir les premiers du milieu, suivis par les photons serpentiles et enfin par les photons diffusés, on peut penser utiliser une porte ultra rapide et amplificatrice destinée, d'une part à sélectionner temporellement les photons désirés, et d'autre part, à les amplifier.

Figure 14 : imagerie par transillumination.

Pour réaliser une telle porte ultra rapide et amplificatrice nous avons développé un amplificateur paramétrique optique (APO). Son schéma de principe est représenté sur la figure 15. Partons d'une chaîne laser femtoseconde amplifiée à partir de saphir dopé au titane comme déjà décrit. Elle fournit des impulsions de 150 fs, 2 mJ à 780 nm. Elles sont ensuite doublées en fréquence dans un cristal de BBO avec un rendement de 30 %. Le faisceau doublé à 390 nm (2ω) pompe un APO basé sur un deuxième cristal non linéaire de BBO, tandis que le faisceau restant à 780 nm (ω) est utilisé comme signal. Cet APO subpicoseconde travaille donc à la dégénérescence et se comporte comme une porte ultra rapide amplificatrice car le gain paramétrique est instantané. Il est possible d'amplifier des signaux de très faible énergie avec un gain qui peut atteindre 10^4 sans optimisation du montage. Nous avons détecté un signal ayant traversé une densité optique de 9, ce qui correspond à un faisceau injecté de 1 pJ. En dessous de ce niveau d'injection, la fluorescence paramétrique devient prépondérante et il est impossible de discerner le signal du bruit. L'APO a alors été utilisé pour réaliser de l'imagerie dans une cuve remplie d'une solution de billes de latex fortement diffusante (chaque photon y subit environ 20 diffusions) derrière laquelle nous avons caché une mire. Cet ensemble est positionné sur la voie signal à la place des densités neutres. Une résolution spatiale de l'image meilleure que 300 μm a été obtenue, ce qui est très prometteur (figure 16). On espère augmenter par la suite la sensibilité de détection et réaliser des tests sur des tissus biologiques.

Figure 15 : Schéma de l'amplificateur paramétrique optique utilisé comme porte ultra rapide amplificatrice ; BBO : cristal doubleur et cristal servant d'APO ; $w = 780 \text{ nm}$; $2w = 390 \text{ nm}$.

5.3. Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO)

Les sources lumineuses femtosecondes sont très utilisées pour des études de spectroscopie résolue en temps. Compte tenu de la diversité des matériaux étudiés, il est encore nécessaire de développer des techniques qui permettent de produire des impulsions femtosecondes en dehors des plages de longueur d'onde couvertes par les oscillateurs à colorants ou à cristaux disponibles aujourd'hui. Les amplificateurs paramétriques optiques évoqués dans le paragraphe précédent représentent une solution alternative à ce problème. Mais il existe aussi une autre solution : réaliser des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) qui produisent directement des impulsions femtosecondes accordables en longueur d'onde.

Figure 16 : image d'une mire placée après un matériau diffusant équivalent à 20 livres parcourus moyens.

En 1988, des chercheurs de Cornell ont développé pour la première fois un OPO

femtoseconde intracavité, c'est-à-dire que l'OPO est placé à l'intérieur de la cavité du laser de pompe [28].

Plus récemment, à l'Université de St Andrews, Sibbett et son groupe ont développé une source d'impulsions femtosecondes qui est accordable dans plusieurs plages de longueur d'onde dans le visible et l'infrarouge [29]. Le laser de pompe est un laser saphir dopé au titane de type KLM qui produit des impulsions de 100 fs à 830 nm. La puissance moyenne des impulsions (~500 kW) est suffisante pour que l'OPO soit placé cette fois à l'extérieur de la cavité laser, donc en configuration extra-cavité. Le laser saphir dopé au titane pompe un cristal de KTP de 1,5 mm d'épaisseur qui est placé dans un résonateur optique (figure 17).

Le système est capable de fournir des impulsions plus courtes que 40 fs à une fréquence de 85 MHz. Il peut être accordé dans la plage 1,1 - 1,3 μm et 2,3 - 3,4 μm par simple rotation du cristal de KTP, ou en changeant la longueur d'onde de la pompe. Il permet également de produire simultanément sept longueurs d'onde différentes (dans l'UV, le bleu, le vert, l'orange et le rouge) qui peuvent de plus être accordées à l'unisson en tournant le cristal.

Figure 17 : schéma d'un oscillateur paramétrique optique femtoseconde.

Références

- [1] Shank C.V. and Ippen E.P., "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked c.w. dye laser", *Appl. Phys. Lett.*, **24**, (1974), 373-375.
- [2] Ruddock I.S. and Bradley D.J., "Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in modelocked c.w. dye lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **29**, (1976), 296-297.
- [3] Fork R.L. et al., "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse modelocking", *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981), 671-672.
- [4] Fork R.L. et al., "Negative dispersion using pairs of prisms", *Opt. Lett.*, **9**, (1984), 150-152.
- [5] Valdmanis J.A. and Fork R.L., "Design considerations for a femtosecond pulse laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain", *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-22**, (1986), 112-118.
- [6] Martin J.L. et al., eds. "Ultrafast Phenomena VIII" Springer Series in Chemical Physics, 55, Springer-Verlag, Berlin, (1993).
- [7] Salin F., Grangier P., Roger G. and Brun A., "Experimental observation of high order solitons directly produced by a femtosecond ring laser", *Phys. Rev. Lett.* **56**, (1986), 1132.
- [8] Salin F., "Étude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde. Rôle des phénomènes solitons dans les lasers femtosecondes à dispersion contrôlée", Thèse Orsay, mai 1987.

- [9] Dujardin D. et Flamant P., "Conversion d'énergie dans les amplificateurs à colorants en présence de superfluorescence", *Optica Acta* **25**, (1978), 273.
- [10] Georges P., "Étude et réalisation d'un laser à colorant femtoseconde fonctionnant à différentes longueurs d'onde. Compression et amplification d'impulsions ultrabrèves", Thèse Orsay, (1989).
- [11] Moulton P.F., "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃", *J. Opt. Soc. Am.* **B3**, (1986), 125-133.
- [12] Moulton P.F., "Tunable solid state lasers", *Proc. IEEE* **80**, (1992), 348-364.
- [13] Goodberlet J. et al., "Femtosecond passively mode-locked Ti:Al₂O₃ laser with a non linear external cavity", *Opt. Lett.* **14**, (1989), 1125-1127.
- [14] Ishida Y. et al., "Generation of 50-femtosecond pulses from a pulse compressed, cw passively modelocked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **16**, (1991), 153-155.
- [15] Spence D.E., Kean P.N. and Sibbett W., "60-fsec pulse generation from a self-modelocked Ti : sapphire laser", *Opt. Lett.* **16**, (1991), 42-44.
- [16] Estable F., Salin F., Allain M., Georges P. and Brun A., "Direct measurement of saturation fluence in Ti:Al₂O₃", *Opt. Comm.* **72**, (1989), 235-238.
- [17] Negus D.K. et al., "Sub-100 femtosecond pulse generation by Kerr lens modelocking in Ti : Al₂O₃", Advanced Solid State Lasers PdP4 Washington, D.C., (1991).
- [18] de Banos M.R.X. et al., "Third-order group velocity dispersion in a colliding-pulse-modelocked dye laser", *Opt. Lett.* **15**, (1990), 127-129.
- [19] Salin F., Grangier P., Georges P. and Brun A., "Pulse propagation near zero group velocity dispersion in a femtosecond dye laser", *Opt. Lett.* **15**, (1990), 1374-1376.
- [20] Asaki M.T. et al., "Generation of 11 fs pulses from a modelocked Ti : sapphire laser", *Opt. Lett.* **18**, (1993), 977-979.
- [21] Curley P. et al., "Operation of a femtosecond Ti-sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion", *Opt. Lett.* **18**, (1993), 54.
- [22] Fork R.L. et al., "Compression of optical pulses to six femtoseconds using cubic phase compensation", *Opt. Lett.* **12**, (1987), 483-485.
- [23] Georges P., Estable F., Salin F., Poizat J.P., Grangier P. and Brun A., "High-efficiency multipass Ti : sapphire amplifiers for a continuous wave single mode laser", *Opt. Lett.* **16**, (1991), 144-146.
- [24] Strickland D. and Mourou G., "Compression of amplified chirped optical pulses", *Opt. Comm.* **56**, (1985), 219-221.
- [25] Etchepare J., Grillon G. and Orzag A., "Third order autocorrelation study of amplified subpicosecond laser pulses" *IEEE J. of Quantum Electron.* **19**, 5 (1983) 775-777.
- [26] Jansky J., Corradi G. and Gyuzalian R.N., *Opt. Comm.* **23**, (1977), 293.
- [27] Brun A., Georges P., Le Saux G. and Salin F., "Single shot characterization of ultrashort light pulses", *J. Phys. D : Appl. Phys.* **24**, (1991), 1225-1233.
- [28] Edelstein D., Wachman E. and Tang C., "Broadly tunable high-repetition-rate femtosecond optical-parametric-oscillator", *Appl. Phys. Lett.* **54**, (1989), 1728.
- [29] Cui Y., Withers D., Rae C., Norrie C., Tang Y., Sinclair B., Sibbett W. and Dunn M., "Widely tunable all-solid state optical parametric oscillator for the visible and near infrared", *Opt. Lett.* **18**, (1993), 122.