



TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR

Réf. : **E6445 V1**

Date de publication :
10 octobre 2015

Sources paramétriques optiques - Fondements, mise en œuvre et applications

Cet article est issu de : **Électronique - Photonique | Optique Photonique**

par **Jean-Baptiste DHERBECOURT,**
Antoine GODARD, Jean-Michel MELKONIAN,
Myriam RAYBAUT

Mots-clés

optique non linéaire |
conversion paramétrique
optique | physique
fondamentale | optronique |
diagnostic optique

Résumé Les sources paramétriques optiques sont des dispositifs permettant de générer efficacement, grâce à un processus d'optique non linéaire, un rayonnement cohérent accordable à partir d'un faisceau laser incident. Cette conversion de fréquence permet de couvrir des gammes spectrales mal ou pas couvertes par émission laser directe. Cet article présente un panorama global des sources paramétriques optiques en commençant par leurs fondements théoriques, puis, leurs principes de mise en œuvre et, enfin, leur utilisation dans un panel d'applications représentatives.

Keywords

non linear optics | optical
parametric conversion |
fundamental physic | optronics
| optical diagnostic

Abstract Optical parametric sources are versatile devices for efficiently generating tunable coherent radiation from an incident laser beam through a nonlinear optical process. This frequency conversion enables us to cover spectral ranges that are at best poorly covered by direct laser emission. This paper presents an overview of the optical parametric sources starting with their theoretical bases and their principles of implementation, and finally their use in a range of representative applications.

Pour toute question :

Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :

infos.clients@teching.com

Par téléphone :

00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **19/02/2020**

Pour le compte : **7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ousou // bu07 SNDL // 193.194.82.178**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Sources paramétriques optiques

Fondements, mise en œuvre et applications

par **Jean-Baptiste DHERBECOURT**

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

Antoine GODARD

Maître de recherche

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

Jean-Michel MELKONIAN

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

et **Myriam RAYBAUT**

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

1. Amplification et oscillation paramétrique optique : fondements	E 6 445 - 2
2. Matériaux non linéaires optiques	— 7
3. Mise en œuvre en régime continu	— 9
4. Mise en œuvre en régime microseconde à nanoseconde	— 11
5. Mise en œuvre en régime picoseconde à femtoseconde	— 13
6. Exemples d'applications	— 19
7. Conclusion	— 22
8. Glossaire	— 23
Pour en savoir plus	Doc. E 6 445

Les lasers sont de plus en plus présents dans de nombreux systèmes optiques qui exploitent les propriétés du rayonnement cohérent émis par ces sources. Cependant, malgré les nombreux développements de lasers accordables en longueur d'onde, leur couverture spectrale reste parcellaire, en particulier dans l'infrarouge et lorsqu'une forte puissance crête est recherchée. Un moyen d'étendre la gamme spectrale couverte par les sources laser est de recourir à des processus d'optique non linéaire permettant de convertir la fréquence émise par un laser vers une autre fréquence qui ne serait pas accessible directement, tout en conservant différentes propriétés de l'émission laser originelle, comme par exemple son profil temporel d'impulsion ou sa cohérence spatiale.

Les sources paramétriques optiques sont des dispositifs permettant de générer efficacement un tel rayonnement cohérent accordable à partir d'un faisceau laser incident. Ces sources reposent sur un processus optique non linéaire quadratique assurant la conversion d'un rayonnement de pompe incident en deux nouveaux rayonnements accordables, appelés signal et complémentaire, dont la somme des pulsations est égale à la pulsation du

rayonnement de pompe. Les rayonnements produits sont donc à plus grandes longueurs d'onde, ce qui permet d'adresser directement l'infrarouge à partir d'un laser de pompe solide de grande maturité technologique, émettant généralement dans le proche infrarouge.

L'objet de cet article est de présenter un panorama global des sources paramétriques optiques. Le paragraphe 1 décrit brièvement les fondements théoriques et les grands principes de fonctionnement des sources paramétriques optiques (générateurs, amplificateurs et oscillateurs paramétriques optiques). Puis, le paragraphe 2 concerne les matériaux non linéaires qui sont l'élément clé de ces sources. Ensuite, leurs spécificités de mise en œuvre sont décrites pour chacun des régimes temporels de fonctionnement : le paragraphe 3 traite le cas du régime continu, le paragraphe 4 le régime transitoire (microseconde à nanoseconde) et le paragraphe 5 le cas des impulsions brèves à ultrabrèves (picoseconde à femtoseconde). Enfin, le paragraphe 6 illustre la mise en pratique des sources paramétriques optiques pour un panel d'applications couvrant des problématiques aussi bien militaires, industrielles, environnementales, qu'académiques.

1. Amplification et oscillation paramétrique optique : fondements

1.1 Optique non linéaire quadratique

1.1.1 Susceptibilité et polarisation non linéaires

Lorsqu'un milieu diélectrique est éclairé par une onde optique intense, telle que celle émise par un laser, le déplacement des électrons sous l'effet de ce champ appliqué devient anharmonique [E 1 965]. En conséquence, le vecteur polarisation \mathbf{P} de l'ensemble de dipôles du milieu optique s'exprime comme un développement de puissances du champ électrique appliqué \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} : \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (1)$$

avec ϵ_0 permittivité du vide,

$\chi^{(1)}$ susceptibilité linéaire liée aux indices de réfraction du milieu diélectrique (tenseur d'ordre 2),

$\chi^{(n)}$ susceptibilité non linéaire d'ordre n (tenseur d'ordre $n+1$).

\mathbf{P} étant source du champ \mathbf{E} rayonné à son tour par le milieu optique, de nouvelles fréquences optiques (ou couleurs), harmoniques du champ incident, sont réémises par le milieu. Parmi ces phénomènes de conversion de fréquence, l'un des plus connus est la génération de second harmonique qui permet, par exemple, de produire un faisceau laser vert intense à 532 nm à partir du faisceau infrarouge à 1 064 nm, invisible à l'œil nu, émis par un laser Nd:YAG [AF 3 272].

Du fait des symétries cristallines, de nombreux éléments des tenseurs $\chi^{(n)}$ sont nuls. En particulier, lorsque le milieu est centrosymétrique, tous les tenseurs d'ordre pair deviennent nuls. Ainsi, dans de tels milieux, le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre le plus bas non nul est $\chi^{(3)}$ tandis qu'il s'agit de $\chi^{(2)}$ dans les milieux non centrosymétriques [E 1 965].

Dans la grande majorité des cas (hors résonance et champ appliqué comparable au champ intra-atomique), on peut limiter le développement de l'équation (1) à l'ordre de tenseur non linéaire non nul le plus bas. En conséquence, on se limite à $\chi^{(2)}$ dans les

milieux non centrosymétriques. On parle alors d'optique non linéaire quadratique. Dans les autres milieux, il faut pousser le développement jusqu'à $\chi^{(3)}$. Il s'agit alors d'optique non linéaire cubique. Les sources paramétriques optiques abordées dans cet article reposent sur le processus non linéaire de mélange à trois ondes décrit ci-après. Ce processus a uniquement lieu au sein des matériaux non linéaires non centrosymétriques. Nous nous restreindrons donc dans la suite au cas de l'optique non linéaire quadratique.

1.1.2 Mélange non linéaire à trois ondes

Considérons le cas de deux ondes optiques monochromatiques de pulsations respectives ω_1 et ω_2 , incidentes sur un milieu non linéaire quadratique, dont les champs électriques sont définis comme suit :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega_1 t} + c.c. \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (3)$$

avec $c.c.$ complexe conjugué.

Le mélange non linéaire de ces deux champs va induire un vecteur polarisation non linéaire $\mathbf{P}_3^{(2)}(\mathbf{r}, t)$ qui va contenir les différents termes sources suivants :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_3^{(2)}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + c.c. \\ & + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \mathbf{E}_2^*(\mathbf{r}) e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c. \\ & + \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_1^2(\mathbf{r}) e^{-i2\omega_1 t} + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Chacun de ces termes sources correspond à la génération d'une nouvelle pulsation optique $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2$, etc. Supposons que, parmi ces différents termes, seul le terme de somme de fréquence de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ donne lieu à une génération efficace. Cette nouvelle onde de pulsation ω_3 va, elle-même, se mélanger avec chacune des deux ondes incidentes de sorte à créer des termes sources de fréquences différences de pulsations $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ et $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Les trois ondes vont donc se trouver couplées les unes aux autres *via* ces trois processus : un processus

de somme de fréquences et deux processus de différence de fréquences. On parle de mélange à trois ondes. Nous verrons qu'il s'agit de l'effet d'optique non linéaire au cœur des sources paramétriques optiques.

Sous réserve de certaines hypothèses simplificatrices usuelles – enveloppes lentement variables, ondes planes, supports spectraux disjoints des trois ondes en interaction – permettant de faire ressortir les effets prépondérants, on peut montrer, à partir des équations de Maxwell, que les trois ondes ainsi couplées vérifient le système d'équations différentielles suivant [1] :

$$\frac{d}{dz} E_1(z) = -i \frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_3(z) E_2^*(z) e^{-i\Delta k z} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} E_2(z) = -i \frac{\omega_2}{2n_2 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_3(z) E_1^*(z) e^{-i\Delta k z} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} E_3(z) = -i \frac{\omega_3}{2n_3 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{+i\Delta k z} \quad (7)$$

où le scalaire $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ est le coefficient non linéaire effectif correspondant à la projection du tenseur $\chi^{(2)}$ selon les directions de polarisation des trois ondes [E 1 965] et Δk est le terme de désaccord de phase défini par :

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \quad (8)$$

avec $k_j = 2\pi n_j \omega_j / c$ le vecteur d'onde de l'onde j et n_j son indice de réfraction dans le milieu non linéaire.

Par souci de simplicité, nous avons considéré une propagation colinéaire des trois ondes planes selon l'axe Oz avec :

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j E_j(z) e^{ik_j z} \quad (9)$$

Le même type de relations peut se généraliser sous forme vectorielle, notamment en ce qui concerne le désaccord de phase : $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, comme illustré sur la figure 1.

Pour que l'échange d'énergie entre les trois ondes soit efficace au cours de leur propagation, il faut que $\Delta k \approx 0$, sans quoi le terme source de chacune des équations différentielles devient un terme rapidement oscillant ne donnant pas lieu à un couplage effectif. En effet, pour que les interactions non linéaires soient efficaces, la phase relative entre chaque onde et son terme source (polarisation non linéaire résultant du mélange des deux autres ondes) doit être maintenue lors de la propagation dans le milieu non linéaire. Cette condition, appelée condition d'accord de phase, n'est remplie que dans certains cas très particuliers présentés dans le paragraphe 1.2. Il est donc très fortuit que la condition d'accord de phase soit simultanément satisfaite pour plusieurs des processus correspondant à différents termes non linéaires de l'équation (4). C'est grâce à cette règle de sélection que l'on peut généralement se limiter au cas du mélange à trois ondes décrit ci-dessus.

Pour illustrer davantage l'importance de ce paramètre, considérons le cas particulier d'un processus de différence de fréquences où deux faisceaux intenses de pulsations ω_2 et ω_3 sont mélangés dans un matériau non linéaire de sorte à générer un faisceau de pulsation ω_1 . Au démarrage de l'interaction, on peut supposer que $E_2(z) = E_2(0) \equiv E_2$ et $E_3(z) = E_3(0) \equiv E_3$. Le système d'équations régissant le mélange à trois ondes se réduit alors à l'équation (5) qui admet pour solution :

$$E_1(z) = -i \frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_3 E_2^* \frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} e^{-i\Delta k z / 2} \quad (10)$$

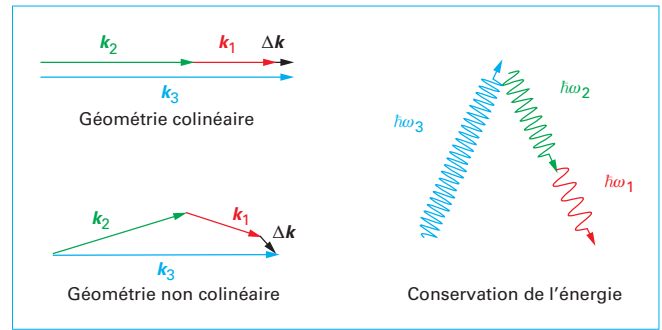


Figure 1 – Illustrations du désaccord de phase (cas colinéaire et non colinéaire) et de la condition de conservation de l'énergie dans le cas du mélange à trois ondes

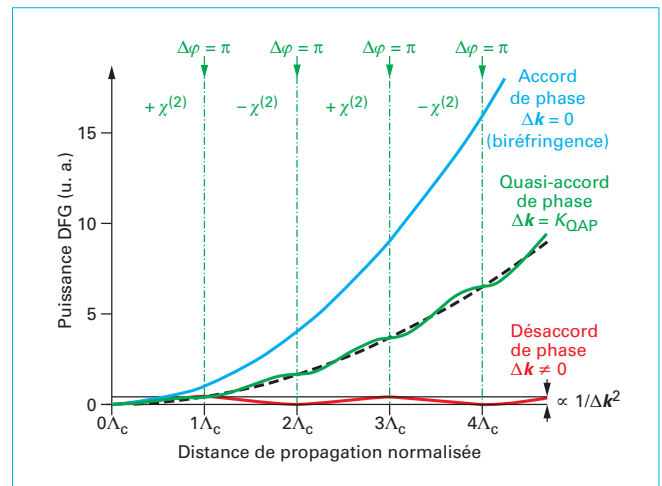


Figure 2 – Puissance générée par différence de fréquences (DFG) en fonction de la longueur de matériau non linéaire traversée normalisée à la longueur de cohérence, dans les cas de l'accord de phase parfait, du quasi-accord de phase et du désaccord de phase

On peut alors exprimer l'intensité du faisceau généré par différence de fréquences en fonction de la position dans le matériau non linéaire :

$$I_1(z) = \left(\frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} \right)^2 I_3 I_2 \left(\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right)^2 \quad (11)$$

avec $I_j = \epsilon_0 c |E_j|^2 / 2$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'analyse de l'équation (11) permet de mettre en évidence plusieurs points fondamentaux relatifs à l'optique non linéaire quadratique. Premièrement, l'intensité de l'onde générée par différence de fréquences est proportionnelle au produit des intensités des deux ondes incidentes, il s'agit donc bien d'un mélange non linéaire quadratique. Lorsque $\Delta k \neq 0$, l'intensité $I_1(z)$ croît jusqu'à une distance $z = \pi / \Delta k \equiv \Lambda_c$, appelée longueur de cohérence du processus non linéaire. Lorsque $z = \Lambda_c$, l'onde générée et son terme source non linéaire se trouvent en opposition de phase et des interférences destructives se produisent, conduisant à la diminution de l'intensité $I_1(z)$ jusqu'à ce que cette dernière revienne à zéro à la position $z = 2\Lambda_c$. Le cycle de construction-destruction peut alors recommencer et ainsi de suite comme illustré sur la figure 2. La longueur utile de matériau non linéaire correspond donc à la longueur de cohérence Λ_c . Ainsi, plus Δk est petit, plus la longueur utile est importante. De plus, comme $I_1(\Lambda_c) \propto \Lambda_c^2$,

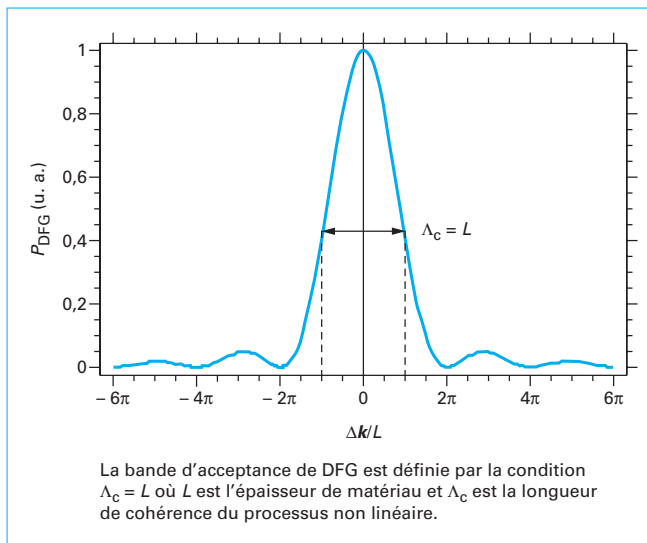


Figure 3 – Puissance générée par différence de fréquences (DFG) en fonction du paramètre de désaccord de phase

L'intensité maximale pouvant être générée est d'autant plus importante que Δk est petit. Dans le cas limite où $\Delta k = 0$, on peut faire l'approximation $\sin x \approx x$. L'intensité $I_1(z)$ devient alors proportionnelle au carré de la distance parcourue quelle que soit cette distance (tant que l'hypothèse $I_1(z) \ll I_2, I_3$ reste vérifiée). Il apparaît donc clairement que les processus pour lesquels $\Delta k \approx 0$ sont favorisés par rapport aux autres. Il est également mis en évidence qu'il y a une tolérance au désaccord de phase autour d'une situation d'accord de phase parfait tant que la longueur de cohérence reste supérieure ou égale à la longueur du matériau non linéaire (figure 3).

1.2 Accord et quasi-accord de phase

1.2.1 Accord de phase

Comme nous l'avons présenté au paragraphe précédent, il est nécessaire de remplir la condition d'accord de phase pour permettre un échange d'énergie efficace entre les ondes en interaction, tout le long de la propagation dans le milieu non linéaire.

Dans le cas d'une interaction colinéaire, la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ peut se réécrire :

$$n_3 \omega_3 = n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 \quad (12)$$

L'approche usuelle pour réaliser cette condition est de compenser la dispersion chromatique qui conduit généralement à $n_3 > n_1, n_2$ car la longueur d'onde plus courte de l'onde 3 est plus proche des résonances électroniques situées dans l'ultraviolet. Pour ce faire, une méthode couramment utilisée est de réaliser le mélange à trois ondes dans un cristal non linéaire biréfringent de sorte à pouvoir jouer sur la biréfringence du matériau pour compenser la dispersion chromatique. Cette méthode appelée accord de phase par biréfringence est illustrée sur la figure 4 dans le cas particulier où $\omega_1 = \omega_2$, plus simple à représenter. Pour réaliser l'accord de phase aux longueurs d'onde souhaitées, il est alors nécessaire d'orienter le matériau non linéaire pour que la direction de propagation des faisceaux fasse des angles bien particuliers par rapport aux axes cristallographiques du matériau.

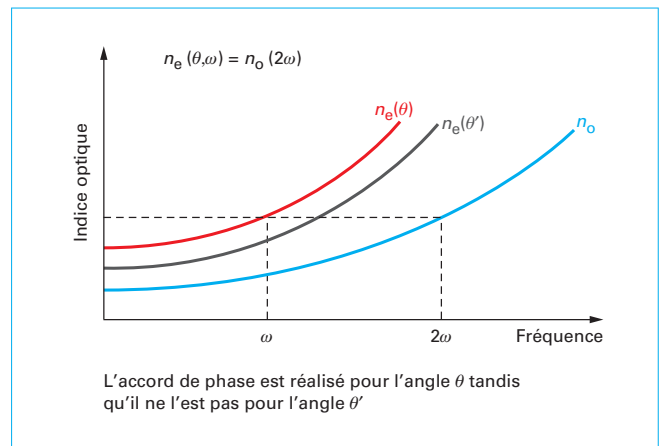


Figure 4 – Illustration de l'accord de phase par biréfringence dans le cas d'un processus de doublage de fréquence

Par **exemple**, on peut considérer le cas du doublage de fréquence d'un laser à 800 nm dans un cristal de BBO. Dans ce cas, l'onde générée à 400 nm est extraordinaire tandis que l'onde fondamentale est ordinaire. La condition à remplir est alors $n_{400\text{nm}}^e(\theta) = n_{800\text{nm}}^o$, ce qui impose $\theta = 29,2^\circ$ dans ce matériau.

La méthode d'accord de phase par biréfringence a été démontrée dès le début des années 1960 [2] [3] et a, pendant longtemps, été la seule à être mise en œuvre pour réaliser des dispositifs de conversion de fréquence efficaces. Cette méthode souffre néanmoins de plusieurs limitations qui ont poussé au développement de méthodes alternatives. La plus évidente de ces limitations est que cette méthode ne peut être réalisée que dans des matériaux biréfringents. Cela a pour conséquence de mettre hors-jeu plusieurs matériaux non linéaires quadratiques ayant des propriétés intéressantes.

C'est par **exemple** le cas de l'arséniure de gallium (GaAs) qui bénéficie de nombreux atouts (forte non-linéarité, large fenêtre de transmission optique, maturité technologique) mais est isotrope en ce qui concerne ses propriétés optiques linéaires.

De plus, lorsque l'accord de phase par biréfringence peut être réalisé, l'orientation du cristal permettant de le satisfaire ne correspond généralement pas à celle qui maximise le coefficient non linéaire. En outre, selon la polarisation de chacune des ondes, il est possible qu'un effet de double réfraction induise une séparation angulaire des faisceaux laser, donc une perte de recouvrement spatial au cours de la propagation [4].

En résumé, il faut se contenter des propriétés offertes par les cristaux disponibles et il est rare de pouvoir trouver des conditions permettant à la fois de réaliser une situation d'accord de phase par biréfringence et d'optimiser les autres paramètres de couplage non linéaire.

1.2.2 Quasi-accord de phase

Plutôt que de réaliser une condition d'accord de phase exacte, le principe du quasi-accord de phase est de compenser périodiquement le déphasage accumulé entre chaque onde et son terme source de polarisation non linéaire. Cette approche, proposée dès le début des années 1960 [5], n'a pu être mise en œuvre de manière efficace que depuis le milieu des années 1990, suite au développement du procédé technologique de retournement

sous champ électrique de la polarité dans les matériaux ferroélectriques [6]. Grâce à ce procédé, il est possible de réaliser, dans un cristal, une structure stable dans le temps, composée de plusieurs domaines de polarités alternées. Lors du passage d'un domaine à l'autre, le signe du coefficient non linéaire effectif $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ est alterné ce qui revient à induire un basculement de π de la phase relative entre chaque onde et son terme source non linéaire. Ainsi, pour garder une interaction efficace au fur et à mesure de la propagation dans le matériau, l'approche usuellement retenue est d'alternier périodiquement la polarité ferroélectrique chaque fois que le déphasage accumulé vaut π ; le saut de phase supplémentaire de π , dû à l'inversion de polarité, permettant de remettre la phase relative à zéro avant que le sens du transfert d'énergie entre les ondes ne s'inverse. La période de la structure périodique de quasi-accord de phase vaut donc $2\Lambda_c$, où Λ_c est la longueur de cohérence du processus telle que présentée au paragraphe 1.1.2. Selon le matériau utilisé et la gamme spectrale considérée, cette période de quasi-accord de phase varie typiquement entre quelques micromètres et quelques dizaines de micromètres.

Nota : dans certains cas, la longueur de cohérence est trop courte pour réaliser l'inversion périodique souhaitée. Il est alors possible de réaliser l'inversion avec une épaisseur de chaque domaine correspondant à un nombre impair de longueurs de cohérence $(2n+1)\Lambda_c$. On parle alors de quasi-accord de phase d'ordre $2n+1$. Pour une épaisseur totale donnée de matériau non linéaire, cette approche est toutefois d'autant moins efficace que n est élevé.

On peut montrer que le couplage non linéaire entre les trois ondes en interaction est alors équivalent à celui qui aurait lieu dans le cas d'un accord de phase parfait avec un paramètre de désaccord de phase effectif : $\Delta k_{\text{eff}} = \Delta k \pm 2\pi/\Lambda_c$, et un coefficient non linéaire égal à $2\chi_{\text{eff}}^{(2)}/\pi$ où $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ correspond au coefficient non linéaire du matériau (figure 2). Du fait de cette réduction du coefficient non linéaire d'un facteur $\pi/2$, le quasi-accord de phase semble, à première vue, moins efficace que l'accord de phase par biréfringence. Cependant, il rend possible la sélection des directions cristallographiques les plus favorables et notamment le choix du coefficient le plus élevé du tenseur $\chi^{(2)}$ qui n'est souvent pas accessible dans les configurations d'accord de phase par biréfringence. Pareillement, on peut choisir des directions de propagation sans double réfraction. Pour une période de quasi-accord de phase donnée, il est possible de faire varier les longueurs d'onde telles que $\Delta k_{\text{eff}} = 0$ en changeant la température du cristal (figure 5).

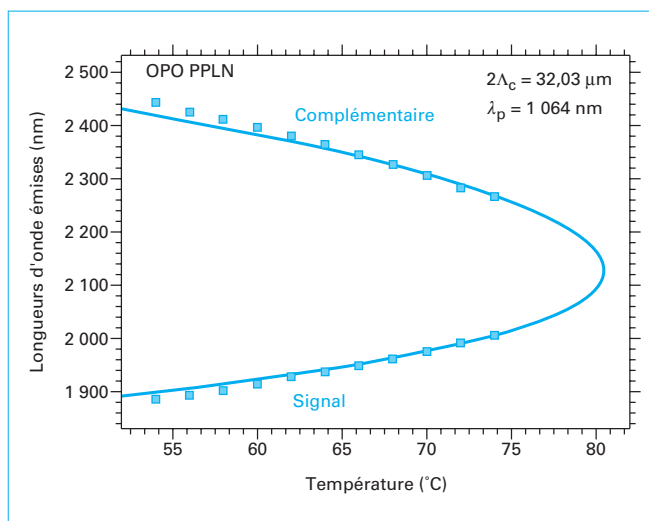


Figure 5 – Courbe de quasi-accord de phase en température et points expérimentaux dans le cas d'un OPO PPLN

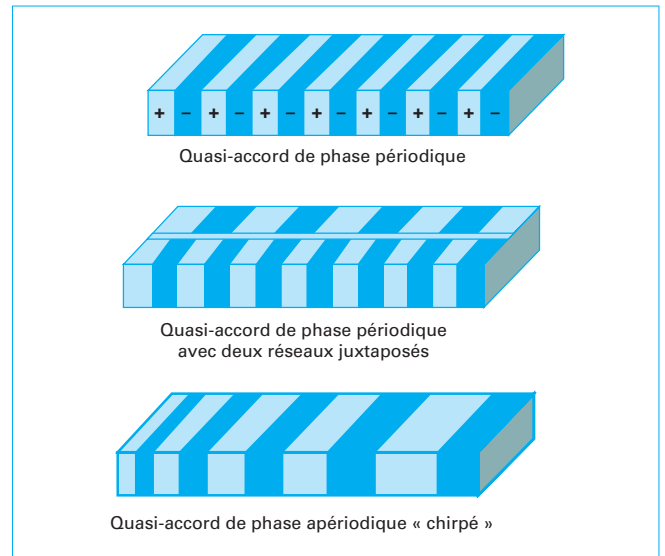


Figure 6 – Représentation schématique de plusieurs motifs de quasi-accord de phase

La plus-value du quasi-accord de phase par rapport à l'accord de phase par biréfringence est donc de résulter d'un procédé d'ingénierie qui permet d'optimiser les différents paramètres de l'interaction non linéaire. Dans le cas d'une modulation purement périodique de la polarité du matériau, on mime donc artificiellement les propriétés d'un matériau à l'accord de phase parfait. Les possibilités offertes par le quasi-accord de phase sont toutefois beaucoup plus riches car il est possible d'appliquer une figure de modulation plus élaborée : plusieurs pistes parallèles dans le même cristal ; modulation aperiodique ; plusieurs interactions non linéaires simultanément ou en cascade... (figure 6).

Les principales limitations actuelles du quasi-accord de phase sont les suivantes :

- l'épaisseur de matériau est généralement de l'ordre du millimètre, ce qui limite l'énergie maximale des impulsions laser en interaction, à l'exception de développements très récents non encore commercialisés [7] [8] ;
- seuls un nombre restreint de matériaux peuvent être utilisés pour réaliser le quasi-accord de phase : les matériaux ferroélectriques (en particulier LiNbO₃) et un nombre très limité de semi-conducteurs où la réalisation du motif de quasi-accord de phase se fait par un autre procédé (propagation de domaines alternés par croissance par épitaxie [9]).

1.3 Effet paramétrique optique

1.3.1 Amplification paramétrique optique

Considérons le mélange à trois ondes, décrit par le système d'équations (5) (6) (7), dans le cas particulier où $\Delta k = 0$ et où le faisceau de pulsation ω_3 est de très forte intensité par rapport aux faisceaux de pulsations ω_1 et ω_2 . On appelle alors le faisceau de forte intensité la **pompe** et on note $\omega_p = \omega_3$. Les deux autres faisceaux sont appelés **signal**, de pulsation ω_s , et **complémentaire**, de pulsation ω_c , avec par convention $\omega_s > \omega_c$.

Rappelons que la relation suivante relie les trois pulsations :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c$$

Cette relation est usuellement appelée relation de conservation de l'énergie en référence à l'interprétation corpusculaire du mélange à trois ondes présentée sur la figure 1 : l'énergie du photon de pompe est égale à la somme des énergies des photons signal et complémentaire.

Dans le cas où l'intensité de l'onde pompe reste très supérieure à celle des deux autres ondes, on peut supposer que $dE_p(z)/dz = 0$ et le système d'équations admet pour solution :

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh(gz) - i \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} E_c^*(0) \sinh(gz) \quad (13)$$

$$E_c(z) = E_c(0) \cosh(gz) - i \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} E_s^*(0) \sinh(gz) \quad (14)$$

avec le gain paramétrique $g = \chi_{\text{eff}}^{(2)} / (2c) \sqrt{\omega_s \omega_c / (n_s n_c)} E_p(0)$.

On remarque donc que les deux ondes, signal et complémentaire, sont amplifiées lors de la traversée du milieu non linéaire. On parle d'amplification paramétrique optique. De plus, dans le cas où une seule des deux ondes est incidente, par exemple le signal, l'onde complémentaire initialement absente est générée simultanément à l'amplification du signal. D'un point de vue corpusculaire, on peut montrer que, pour chaque photon signal supplémentaire créé, un photon complémentaire est également créé. Dans le cadre de l'optique quantique, on parle de création de paires de photons jumeaux. On peut également montrer qu'à chaque création d'une paire de photons signal-complémentaire, un photon pompe est annihilé. Un transfert d'énergie se produit donc de la pompe vers les deux ondes signal et complémentaire. Lorsque les intensités des ondes signal et complémentaire deviennent non négligeables vis-à-vis de l'intensité pompe, il devient nécessaire de résoudre le système d'équations (5)-(7) dans le cas général, en considérant le dépeuplement de pompe. Une solution analytique à ce problème existe. Elle est néanmoins relativement complexe et fait intervenir les fonctions elliptiques de Jacobi. Afin de ne pas alourdir la présentation, nous ne la détaillerons pas dans cet article. Le lecteur intéressé pour en savoir plus sur ce point pourra consulter la référence [5] ou un ouvrage plus récent, par exemple [1].

Le point important à retenir dans ce contexte général est que le transfert d'énergie se poursuit de la pompe vers les deux autres ondes au fur et à mesure de la propagation jusqu'à ce que l'intégralité de la pompe soit convertie. À partir de ce point, c'est le processus inverse qui se produit, à savoir la somme de fréquences entre signal et complémentaire pour recréer de la pompe et revenir à la situation initiale. Plusieurs processus de conversion-reconversion peuvent ainsi se produire. Lors de la conception d'un amplificateur paramétrique optique (généralement appelé OPA en référence à l'acronyme du terme anglais *Optical Parametric Amplifier*), il est donc très important de bien dimensionner le ou les cristaux non linéaires afin de réaliser la conversion d'énergie la plus efficace de l'onde pompe vers les deux autres ondes en minimisant les effets de reconversion.

1.3.2 Génération paramétrique optique

Dans le cas où seule une onde pompe intense est incidente sur le milieu non linéaire, on ne parle pas d'amplification paramétrique optique mais de génération paramétrique optique. L'annihilation de photons pompe pour générer des paires de photons signal et complémentaire se produit alors de manière « spontanée » (figure 7). Cet effet, dit de fluorescence paramétrique, n'apparaît pas en considérant le système d'équations classiques (5)-(7). Son traitement théorique rigoureux nécessite de recourir au formalisme de l'optique quantique qui dépasse le cadre de cet article [10]. Pour obtenir un résultat équivalent, tout en conservant un traitement classique du problème, on peut montrer qu'il faut considérer une intensité initiale en entrée de cristal non linéaire équivalente à un demi-photon pour chacun des modes du champ électromagnétique

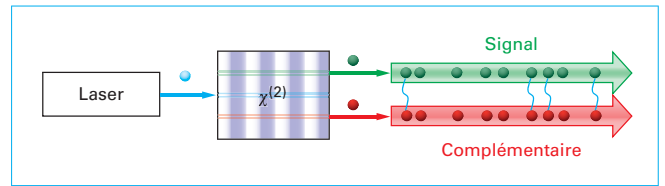


Figure 7 – Illustration corpusculaire du processus de fluorescence paramétrique

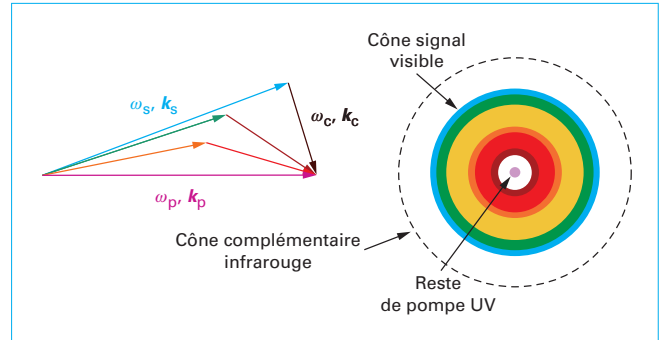


Figure 8 – Représentation schématique du cône de fluorescence paramétrique

pour les ondes signal et complémentaire. Pour chacun des modes du champ électromagnétique, on peut montrer que l'amplification associée est gouvernée par le gain paramétrique généralisé :

$$\gamma = \sqrt{g^2 - (\Delta k)^2}$$

Cette approche simplifiée occulte en grande partie toute la richesse du traitement quantique, notamment les effets de cohérence et d'intrication, mais elle permet d'avoir une approximation assez fidèle du cône de fluorescence émis en sortie d'un générateur paramétrique optique (généralement appelé OPG en référence à l'acronyme du terme anglais *Optical Parametric Generator*).

Comme illustré sur la figure 8, chacune des directions du cône correspond à un couple de fréquences (ω_s, ω_c) pour lesquelles les directions de propagation des ondes (k_s, k_c) vérifient de manière approchée une situation d'accord de phase non colinéaire tandis que la direction de la pompe k_p reste fixée. Un autre accord de phase existe pour un autre couple de fréquences (ω'_s, ω'_c) correspondant à des directions différentes (k'_s, k'_c), et ainsi de suite. Il en résulte la génération de deux cônes de lumière superposés, un cône signal et un cône complémentaire.

Lorsque l'intensité crête pompe est très intense, par exemple dans le cas d'impulsions ultrabrèves femtoseconde ou picoseconde, le rendement de conversion d'un OPG peut facilement dépasser plusieurs dizaines de pour-cent. Il est également fréquent d'associer un premier étage OPG à un ou plusieurs étages suivants d'OPA permettant de sélectionner une longueur d'onde précise dans le cône de fluorescence (§ 5). Les OPG sont également au cœur de nombreux systèmes de traitement quantique de l'information dans lesquels ce sont les propriétés quantiques des paires de photons jumeaux qui sont exploitées (§ 6.5).

1.3.3 Oscillation paramétrique optique

Lorsque le gain simple passage dans un cristal non linéaire est insuffisant pour atteindre une efficacité satisfaisante, on place le cristal dans une cavité résonnante afin de réaliser un oscillateur paramétrique optique (OPO) selon un principe analogue à celui d'un oscillateur laser. Dès lors que le gain paramétrique petit signal à

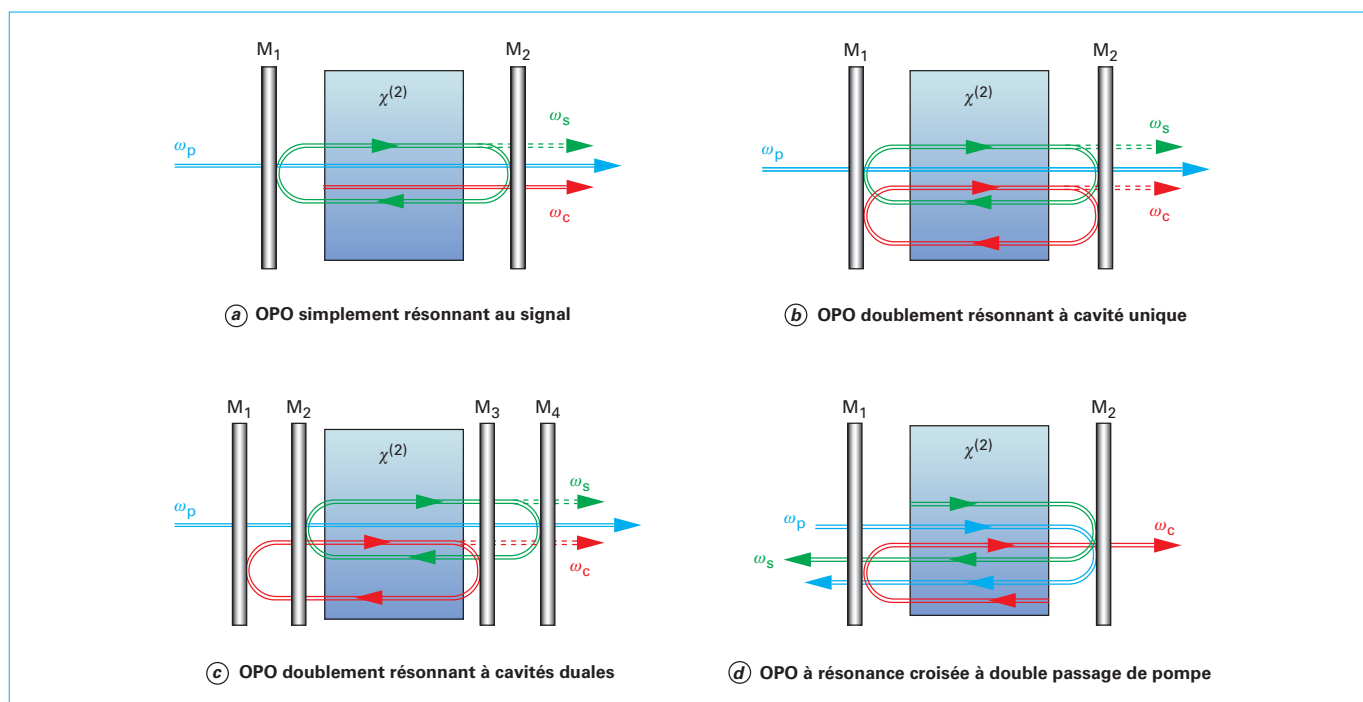


Figure 9 – Représentations schématiques de plusieurs configurations de cavités OPO

chaque passage dans le cristal est supérieur aux pertes de la cavité, l'oscillation peut démarrer à partir de la composante de la fluorescence paramétrique qui se recouvre avec les modes du résonateur optique. Toutefois, du fait de la présence simultanée de trois ondes en interaction, les configurations possibles de résonateurs optiques sont bien plus variées que dans le cas d'un oscillateur laser.

La configuration la plus basique est l'**OPO simplement résonnant** (figure 9a). C'est celle qui se rapproche le plus d'un oscillateur laser : les miroirs de la cavité optique réfléchissent seulement l'onde signal (respectivement l'onde complémentaire) tandis que l'onde complémentaire (respectivement signal) est totalement couplée vers l'extérieur. Cette configuration présente l'avantage de conduire à des systèmes simples et robustes. En contrepartie, le seuil d'oscillation peut être assez élevé (plusieurs watts en régime continu), ce qui peut nécessiter l'utilisation d'un laser de pompe volumineux. Il est possible d'améliorer le seuil en utilisant des variantes de la configuration simplement résonnante : double passage de pompe, double passage de l'onde non résonnante...

Il est également possible de faire résonner à la fois l'onde signal et l'onde complémentaire (figure 9b). On parle alors d'**OPO doublement résonnant**. Cette configuration, qui n'a pas d'équivalent parmi les oscillateurs laser, permet de réduire le seuil d'oscillation d'au moins un ordre de grandeur par rapport à la configuration simplement résonnante.

Nota : à chaque passage dans le cristal non linéaire, les deux ondes paramétriques (signal et complémentaire) sont présentes. Cela permet d'avoir un couplage non linéaire fort dès la face d'entrée du cristal non linéaire. *A contrario*, dans le cas simplement résonnant, il est nécessaire de recréer l'onde absente à chaque passage afin que cette dernière puisse à son tour interagir avec la pompe pour permettre l'amplification de l'onde résonnante.

Dans le cas où les deux ondes résonnantes partagent la même cavité, le fonctionnement peut devenir instable car il faut que les pulsations signal, ω_s , et complémentaire, ω_c , correspondent chacune à un mode du résonateur optique et satisfassent en même temps la condition de conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ [11] (figure 15). Une solution efficace pour éviter ce problème est de

découpler les cavités signal et complémentaire [12], par exemple en utilisant le schéma d'**OPO à cavités duales** présenté sur la figure 9c [13].

Une autre solution pour baisser le seuil d'oscillation est de faire résonner l'onde pompe en plus d'une ou des deux autres ondes. Le champ électromagnétique de pompe est alors exalté par la cavité, ce qui permet d'avoir une puissance de pompe intracavité très supérieure à la puissance incidente sur la cavité et ainsi de réduire le seuil d'oscillation. On parle alors, en anglais, de *pump-enhanced* OPO, voire d'OPO triplement résonnant lorsque les trois ondes en interaction sont résonnantes. Pour bénéficier d'un champ pompe intense, il est également possible d'insérer l'OPO à l'intérieur de la cavité du laser de pompe. On parle alors d'OPO intracavité.

Enfin, une autre configuration plus exotique, qui utilise les spécificités du mélange non linéaire à trois ondes, est l'**OPO à résonance croisée** où la cavité est partiellement résonnante pour les ondes signal et complémentaire (figure 9d) [14] [15].

2. Matériaux non linéaires optiques

Le matériau non linéaire est l'élément critique d'une source paramétrique optique [AF 3 278] [16]. Pour qu'il y ait une interaction non linéaire efficace, un certain nombre de conditions doivent être satisfaites :

- la fenêtre de transparence optique (figure 10) doit couvrir les trois longueurs d'onde (soit plus d'une octave). De plus, dans le cas où de fortes puissances crêtes sont en jeu, la longueur d'onde de coupure courte doit généralement être inférieure à la moitié de la longueur d'onde pompe pour éviter d'être pénalisé par l'absorption à deux photons ;

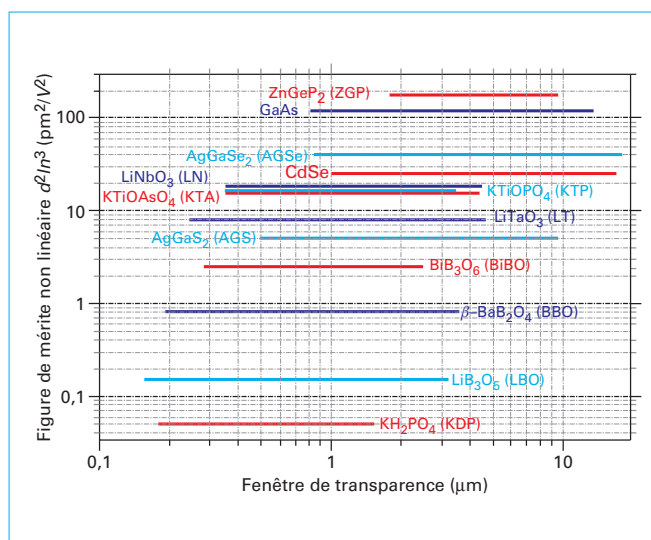


Figure 10 – Fenêtre de transmission optique et figure de mérite non linéaire de différentes familles de cristaux non linéaires

- la condition d'accord de phase ou de quasi-accord de phase doit pouvoir être réalisée aux longueurs d'onde souhaitées ;
- le coefficient non linéaire doit être non nul pour l'interaction envisagée ;
- la séparation spatiale des faisceaux due à la biréfringence ne doit pas être trop importante ;
- le seuil d'endommagement laser (en surface et en volume) doit être compatible avec les densités de puissance et d'énergie requises [17]. Dans le cas d'une forte puissance moyenne, la conductivité thermique est également un paramètre important ;
- le matériau doit pouvoir être réalisé dans des dimensions compatibles avec les puissances et énergies mises en jeu (ouverture et longueur) et doit présenter une bonne qualité cristalline (absence de défauts, homogénéité...).

Selon la gamme spectrale visée, la maturité et la disponibilité des matériaux varient fortement.

La figure de mérite non linéaire (figure 10) est classiquement définie par la relation d^2/n^3 où $2d = \chi^{(2)}$. Elle est estimée ici en prenant le coefficient non linéaire le plus élevé adressable. Si le schéma le plus efficace est le quasi-accord de phase, le facteur correctif $2/\pi$ est appliqué au tenseur non linéaire.

2.1 Ultraviolet et visible

Pour la gamme spectrale visible, les matériaux non linéaires sont matures et ont bénéficié des besoins de sources rouge/vert/bleu pour des applications grand public (display, médical...). Pour ces applications, des architectures basées sur des sources solides suivies d'un étage de génération de second harmonique ont permis le développement et la commercialisation de ces matériaux.

Pour l'ultraviolet, le choix du matériau non linéaire est plus réduit, car de nombreux matériaux ne sont pas transparents dans cette gamme spectrale. Les matériaux les plus transparents vers l'ultraviolet appartiennent pour la plupart à la famille des borates (figure 10).

Des cristaux massifs tels que le KTP (350 à 4 400 nm avec de fortes bandes d'absorption dues à des impuretés à 2 700 et 3 500 nm), KDP (180 à 1 500 nm), KTA (350 à 5 300 nm), LN (330 à

5 500 nm), LBO (155 à 3 200 nm), BBO (190 à 3 500 nm), BiBO (290 à 2 500 nm), CLBO (180 à 2 750 nm) sont disponibles commercialement.

Des cristaux non linéaires ferroélectriques ont pu être mis en œuvre pour développer le concept du quasi-accord de phase (PPLN, PPLT, PPKTP...), afin d'améliorer les efficacités de conversion. Ces derniers sont aussi disponibles en version guide d'onde pour les applications pour lesquelles les puissances crêtes sont faibles et nécessitent ainsi un fort confinement pour obtenir une bonne efficacité de conversion.

Certains cristaux sont sensibles à des effets dits de photonoiricisme ou photoréfractifs, lorsqu'ils sont soumis à de la lumière visible intense. C'est le cas par exemple pour le KTP (phénomène de *gray-tracking*), le LiNbO₃... Afin de limiter le vieillissement de ces cristaux, les fournisseurs ont mis en œuvre différentes techniques : méthodes de croissance améliorées, chauffage des cristaux (le phénomène de *gray-tracking* est par exemple réversible), dopages particuliers (par exemple dopage MgO dans le PPLN).

Des activités de recherche sont encore menées pour développer et tester de nouveaux matériaux pour ces gammes spectrales.

2.2 Infrarouge jusqu'à 4 micromètres

Comme montré dans le paragraphe 6, la gamme spectrale infrarouge présente un très fort intérêt applicatif des sources paramétriques optiques.

La maturité et la disponibilité des cristaux non linéaires dépendent de la gamme spectrale devant être couverte (figure 10). Jusqu'à 4 μm, il est possible d'utiliser les matériaux non linéaires les plus avancés technologiquement (tels que LiNbO₃, LiTaO₃, KTP, KTA, RTA) qui peuvent être directement pompés autour de 1 μm au moyen d'un laser à solide conventionnel. De plus, la plupart de ces matériaux sont des oxydes ferroélectriques dans lesquels la technique de polarisation périodique par application d'un champ électrique peut être mise en œuvre pour y réaliser le quasi-accord de phase (§ 1.2.2). Par ailleurs, ces matériaux sont disponibles commercialement.

Des sources paramétriques optiques compactes et efficaces peuvent donc être réalisées sans difficultés dans cette gamme spectrale.

2.3 Infrarouge au-delà de 4 micromètre

Tous les oxydes considérés dans le paragraphe précédent commencent à absorber significativement le rayonnement infrarouge dès que la longueur d'onde dépasse typiquement 4 μm. Au-delà de 4 μm, il devient donc nécessaire de recourir à des matériaux non linéaires moins communs, généralement des semi-conducteurs, dont la qualité optique est moins bien maîtrisée, qui restent peu disponibles et qui, pour la plupart, nécessitent une source de pompe émettant au-dessus de 2 μm.

On dénombre néanmoins un nombre significatif de matériaux non linéaires utilisables au-delà de 4 μm [18]. Parmi ces matériaux, seuls ZnGeP₂, CdSe, GaAs, AgGaS₂ et AgGaSe₂ jouissent actuellement d'une certaine maturité et sont, pour la plupart, disponibles commercialement. Cependant, aucun de ces matériaux matures n'est pleinement satisfaisant pour tous les contextes applicatifs : ZnGeP₂ ne transmet que jusqu'à 8-9 μm ; à l'inverse, CdSe ne permet pas de réaliser l'accord de phase pour des longueurs d'onde complémentaires plus courtes que 8 μm ; GaAs (ou OP-GaAs pour *Orientation Patterned GaAs*) est un matériau à quasi-accord de phase dont l'ouverture et donc l'énergie maximale admissible sont limitées ; AgGaS₂ et AgGaSe₂ ont des seuils d'endommagement laser faibles.

Des recherches actives sont donc actuellement menées pour développer d'autres matériaux permettant de couvrir plus efficacement l'infrarouge lointain, voire la gamme terahertz.

3. Mise en œuvre en régime continu

L'efficacité du processus non linéaire est directement reliée à l'intensité des ondes mises en jeu. Or, cette dernière dépend fortement de la durée des impulsions laser. C'est pourquoi il est courant de distinguer les applications de l'optique non linéaire en fonction du régime temporel de fonctionnement : continu, nanoseconde, picoseconde, et femtoseconde. Ce distinguo est d'autant plus pertinent que, contrairement aux systèmes laser, l'énergie de pompe n'est pas stockée dans le milieu amplificateur du fait de l'instantanéité de l'interaction non linéaire. Le gain non linéaire dépend donc fortement de comment l'énergie de pompe est distribuée temporellement. Dans ce paragraphe, nous considérons d'abord le cas du régime continu.

3.1 Générateurs paramétriques optiques

Le régime continu est caractérisé par une intensité lumineuse constante ou quasi-constante, et beaucoup plus faible que celle qu'il est possible d'atteindre en régime impulsif. Par conséquent, l'effet non linéaire quadratique est relativement peu efficace, en particulier dans le cas de la génération paramétrique optique (OPG) qui démarre à partir des fluctuations quantiques du vide. Il s'agit toutefois du régime de prédilection pour exploiter les propriétés quantiques de la génération paramétrique car les paires de photons jumeaux sont générées sans que le processus ne soit impacté par les éventuelles propriétés temporelles de la pompe. Les OPG continus sont donc largement utilisés pour la réalisation d'expériences de physique fondamentale portant sur l'étude des propriétés quantiques de la lumière [19] [20]. D'un point de vue plus applicatif, les propriétés quantiques des OPG continus sont également exploitées dans certains systèmes de traitement quantique de l'information [21]. Afin d'augmenter le taux de génération de paires de photons jumeaux, il est fréquent de recourir à des structures en guide d'onde pour confiner le champ électromagnétique et ainsi maximiser l'efficacité du mélange non linéaire.

3.2 Sources de génération de fréquence différence

Nous avons vu que la DFG permet, à partir de deux ondes aux fréquences ω_3 et ω_2 telles que $\omega_3 > \omega_2$, de générer une troisième onde à la fréquence $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ (figure 11). Nous avons également vu que, à l'accord de phase et pour des ondes non dépeuplées, le champ électrique de l'onde à ω_2 était proportionnel au produit des deux autres ondes : $A_1 \propto A_2^* A_3$. Une conséquence directe est la copie fidèle des propriétés du champ à ω_2 vers un champ oscillant à une pulsation plus faible ω_1 . Non seulement les changements d'intensité de A_2 seront reproduits linéairement vers A_1 , mais également les changements de phase et de fréquence. En régime continu, il est possible d'obtenir une très bonne stabilité de fréquence et d'intensité sur l'onde A_3 , ce qui permet d'effectuer le transfert de A_2 vers A_1 de façon très fidèle.

Cette approche permet d'exploiter les propriétés de sources laser matures, telles que les lasers à semi-conducteurs accordables ou développés pour les télécommunications optiques [E 2 660], dans une autre gamme spectrale – généralement infrarouge – où ces sources n'émettent pas directement.

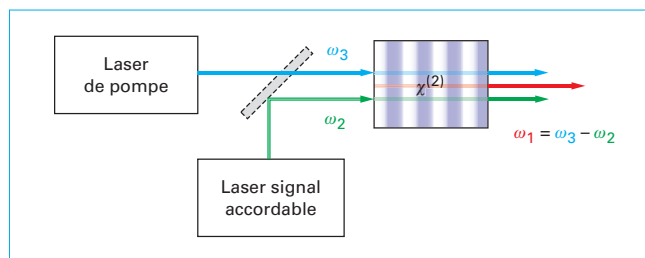


Figure 11 – Schéma de principe d'une source de génération de fréquence différence

Une application pratique de ce phénomène est la spectroscopie infrarouge où il est ainsi possible de générer un rayonnement infrarouge accordable de grande pureté spectrale à partir d'un rayonnement accordable à plus courte longueur d'onde [22]. Une autre application est la télécommunication laser en espace libre : pour propager une information optique par faisceau laser sur de grandes distances à travers l'atmosphère, il peut être favorable de disposer d'un faisceau de longueur d'onde proche de 3 μm , une région spectrale où la transmission de l'atmosphère est excellente et où les effets de turbulence sont faibles. Ce faisceau peut être généré par DFG entre un laser issu des télécommunications optiques à 1,5 μm et un laser continu à 1 μm [23].

Une autre spécificité de la DFG en régime continu est la faible efficacité due aux faibles intensités mises en jeu dans les sources optiques continues, par rapport aux sources fonctionnant en régime impulsif. C'est pourquoi, en espace libre, l'obtention de rendements substantiels (> 1 %) nécessite des lasers puissants et une optimisation très fine de la focalisation de chacun des faisceaux [24].

Comme l'OPG, la DFG en régime continu bénéficie grandement du confinement du champ électrique dans les guides d'ondes optiques, et un rendement proche de 10 % peut alors être atteint [23] [25].

Une autre méthode pour augmenter l'efficacité de la DFG en régime continu est de placer le milieu non linéaire à l'intérieur d'une cavité résonnante passive, ou bien à l'intérieur de la cavité d'un laser ou d'un OPO afin de profiter de la forte intensité régnant à l'intérieur.

3.3 Oscillateurs paramétriques optiques

Comme nous l'avons déjà dit, la spécificité du régime continu est le faible gain paramétrique associé aux faibles puissances crêtes mises en jeu. Afin d'atteindre le seuil d'oscillation, les premiers OPO continus étaient doublement résonnants aux ondes signal et complémentaire.

La première démonstration d'un OPO continu a eu lieu moins de huit ans après le fonctionnement du premier laser, en utilisant un laser Nd:YAG doublé en fréquence comme source de pompe. L'OPO était constitué d'un cristal fortement non linéaire de $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (coefficient non linéaire d_{31} trois fois supérieur à celui du LiNbO_3), dans une cavité doublement résonnante dont un des miroirs était directement déposé sur une des faces du cristal, ce qui a permis d'abaisser la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation à moins de 50 mW [26]. La même année, un OPO pompé par un laser à argon a été réalisé à partir d'un cristal de LiNbO_3 , avec un seuil de 410 mW [27].

Toutefois, ces premières démonstrations étaient pénalisées par la difficulté à maintenir la condition de double résonance sur les ondes signal et complémentaire, car la cavité devait rester très

simple afin de garder un seuil d'oscillation très bas, à cause du manque de maturité technologique des composants optiques disponibles à l'époque. À partir des années 1990, cette situation a changé grâce aux progrès des lasers de pompe, l'invention des cristaux retournés périodiquement, l'amélioration de la qualité et de la tenue au flux laser des traitements diélectriques complexes, et les progrès de l'électronique. Cela a permis l'émergence de concepts encore utilisés aujourd'hui, qui sont :

- les OPO continus simplement résonnants ;
- les OPO doublement résonnants à cavités imbriquées (dont il a été question au paragraphe 1.3.3) ;
- la stabilisation active des cavités optiques des OPO doublement résonnants ;
- le pompage par laser à fibre ou diode laser.

La cavité d'un OPO continu simplement résonnant est plus simple à stabiliser que celle d'un OPO doublement résonnant, mais le seuil d'oscillation est beaucoup plus élevé, ce qui demande généralement :

- des cristaux longs (plusieurs centimètres) ou bien possédant une forte non-linéarité effective (en particulier les cristaux utilisant le quasi-accord de phase comme le PPLN) ;
- des faisceaux fortement focalisés dans le cristal non linéaire (diamètre typique de 50 μm) ;
- des cavités optiques stables permettant un bon recouvrement entre les trois ondes et des pertes par diffraction minimales ;
- des coefficients de réflexion des miroirs élevés pour l'onde résonnante.

De très nombreux développements d'OPO continus simplement résonnants ont été réalisés dans différentes gammes spectrales allant du visible jusqu'à l'infrarouge moyen [28] [29]. La transposition du rayonnement à une longueur d'onde proche ou inférieure de celle de la pompe, et en particulier vers l'ultraviolet, nécessite ensuite de doubler en fréquence une des deux ondes émises par l'OPO [30] [31]. La maturité de ces sources est telle qu'elle a permis d'aboutir à des produits commerciaux émettant plusieurs watts dans l'infrarouge, et plusieurs centaines de milliwatts dans le visible [32].

Dans un OPO opérant en régime continu, le rendement de conversion photonique n'est limité que par les pertes passives et la saturation du gain au centre des faisceaux. Il est donc possible d'approcher un rendement quantique de 100 % [33].

En raison du caractère homogène du gain paramétrique, et de la compétition de modes qui a tout le temps de s'installer en régime continu, le spectre d'un OPO continu peut être rendu monochromatique avec peu d'effort. Mais, en réalité, la finesse spectrale d'une telle source (comme pour la plupart des sources optiques

cohérentes continues) est alors limitée par la stabilité de la longueur d'onde dans le temps. Il faut donc utiliser un mécanisme de sélection spectrale (comme un étalon de Fabry-Perot [34], un réseau de diffraction [35] ou bien un réseau de Bragg en volume [36]) et mettre en place une stabilisation active de la cavité (par une boucle de rétroaction sur un des miroirs de la cavité) [37] (figure 12). La finesse spectrale ainsi obtenue (intégrée sur 100 ms) est typiquement inférieure à 1 MHz.

Les OPO continus simplement résonnants trouvent des applications pour la détection de gaz à l'état de traces et la spectroscopie moléculaire ou des ions (§ 6.3) [38]. Dans le spectre visible, ces OPO sont parfois proposés en remplacement des lasers à colorants, de par l'absence de consommables liquides (technologie tout-solide) et une meilleure stabilité en longueur d'onde [31].

En régime continu, les diodes laser [E 2 660] et les lasers à fibre dopée par des ions terres rares comme l'ytterbium ou l'erbium [E 6 450] sont particulièrement efficaces, ce qui en fait des sources de pompe de choix pour les OPO dans ce régime. Le pompage d'un OPO doublement résonnant par une diode laser, amplifiée par une fibre dopée, a été réalisé dès 1995 [39]. Les progrès réalisés depuis dans le domaine des diodes laser, en termes de brillance spatiale et spectrale, et de durée de vie, permettent aujourd'hui le pompage de tels OPO directement par des diodes laser non amplifiées. Les lasers à fibre, de par leur puissance de sortie beaucoup plus importante, permettent quant à eux de pomper des OPO simplement résonnants [40]. Pour ces deux types de lasers, il est généralement possible d'accorder la longueur d'onde beaucoup plus facilement qu'avec un laser solide (en changeant la température du milieu à gain ou celle d'un réseau de Bragg intracavité par exemple). Cela permet d'accorder la longueur d'onde de l'OPO en changeant celle de la pompe, parfois très rapidement, ce qui est utile pour la spectrométrie large bande [41] ou la spectroscopie photoacoustique [42], même si cela n'est pas limité aux lasers à fibre [43].

Enfin, notons une classe assez particulière que sont les OPO continus triplement résonnants, dont le seuil d'oscillation peut être inférieur à 1 mW. Puisque toutes les ondes doivent être résonnantes sans distinction, il est possible de les miniaturiser à l'extrême, jusqu'à créer des micro-résonateurs monolithiques [44]. Toutefois, satisfaire trois conditions de résonance simultanément fait de ce type d'oscillateur un système sur-contraint, ce qui conduit à un comportement spectral et temporel complexe, voire bistable et chaotique [45]. Pompé juste en dessous du seuil d'oscillation, les OPO triplement résonnants permettent de générer des états particuliers de la lumière, avec des applications en physique fondamentale et en optique quantique [46].

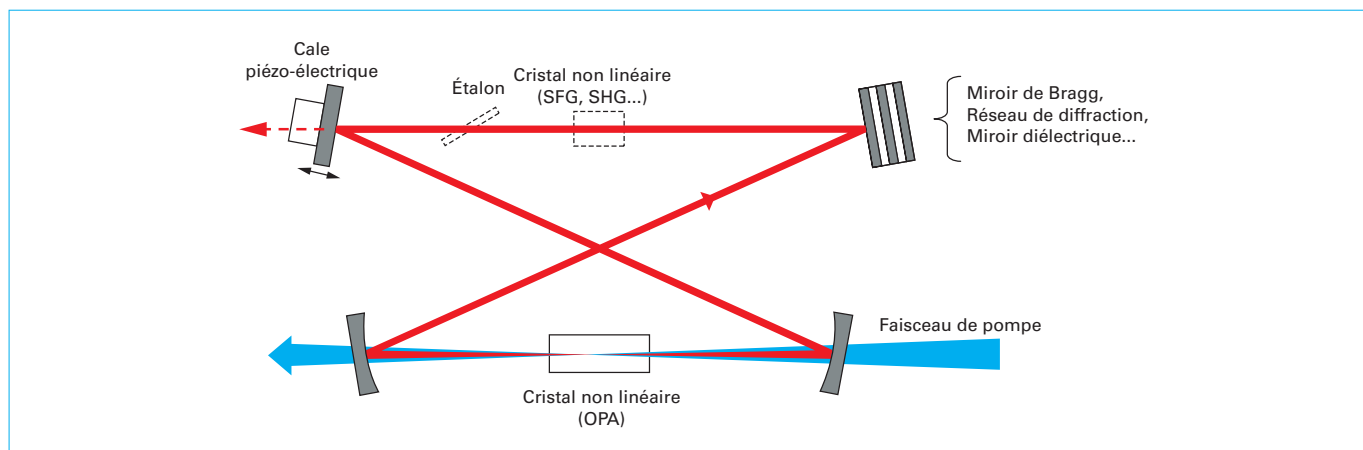


Figure 12 – Configuration typique d'un OPO en régime continu

4. Mise en œuvre en régime microseconde à nanoseconde

4.1 Générateurs paramétriques optiques

En régime microseconde, comme en régime continu, l'efficacité de conversion d'un OPG est généralement limitée du fait de la faible puissance crête du laser de pompe disponible.

En régime nanoseconde, les puissances crêtes de pompe sont suffisantes pour générer un rayonnement pouvant être intense (rendements de conversion possibles de plusieurs dizaines de pour-cent).

Dans ce cas, afin d'éviter une oscillation paramétrique optique entre les faces du cristal, un très bon traitement antireflet doit être déposé sur les faces, et/ou une découpe en biseau d'une des faces peut être envisagée.

Pour de tels rendements de conversion, le gain est saturé pour certaines composantes spatiales du rayonnement émis, pouvant engendrer des faisceaux de qualité spatiale dégradée.

Par **exemple**, avec un laser de pompe émettant des impulsions de 8,5 ns à 10 kHz à 1,064 μm avec une puissance moyenne de 6,8 W (soit une énergie de 0,68 mJ par impulsion), il a été possible de générer dans un cristal de PPLN de 55 mm de long, un rayonnement d'une puissance moyenne de 2,4 W, avec une efficacité de conversion totale (signal autour de 1 580 nm et complémentaire associé à 3 258 nm) de 47 %, les faisceaux sont émis avec un facteur de qualité spatiale M^2 proche de 3 [47].

Du point de vue spectral, selon le cristal non linéaire et les longueurs d'onde choisies, la gamme spectrale d'émission peut être très large.

Dans l'**exemple** précédent [47], le rayonnement signal est émis autour de 1 580 nm sur une plage spectrale de l'ordre de 5 nm.

Un affinement spectral du rayonnement émis est possible par injection d'un rayonnement continu émis par une source annexe (diode laser par exemple), fine spectralement. Dans ce cas, on se rapproche du cas d'un amplificateur paramétrique optique. Pour des puissances de pompe modérées, un affinement spectral de signal émis par l'OPG est réalisé, cependant, pour des puissances de pompe élevées, donnant lieu à des rendements de conversion de plusieurs dizaines de pour-cent, l'amplificateur fonctionne en régime saturé et un élargissement spectral est observé.

Dans l'**exemple** précédent [47], avec injection par une diode laser de faible largeur de raie (10 MHz), le rayonnement signal est émis avec une efficacité de conversion de 49 %, autour de 1 580 nm, la plage spectrale d'émission est fine jusqu'à saturation de l'amplificateur. À puissance de pompe maximale (6,8 W), le spectre émis est large de plusieurs nanomètres.

4.2 Oscillateur paramétrique optique en régime transitoire

Un oscillateur paramétrique optique en régime nanoseconde à microseconde peut être considéré comme un système en régime transitoire. Pour ces régimes temporels, les durées d'impulsions permettent, avec une cavité très courte, de réaliser plusieurs allers-retours dans la cavité pendant la durée de l'impulsion de pompe.

Application numérique : pour un cristal de PPLN de 10 mm de long, placé dans une cavité linéaire de 11 mm de long, la lumière parcourt plus de 300 allers-retours dans la cavité pendant une impulsion de pompe de 50 ns.

En revanche, un temps de construction de l'impulsion OPO est à prendre en compte afin que l'oscillation paramétrique qui démarre à partir de la fluorescence paramétrique atteigne un niveau détectable. On définit le seuil d'oscillation de l'OPO en régime transitoire par la puissance de pompe minimale nécessaire pour que le temps de construction soit égal à la durée des impulsions de pompe.

En fonction du régime de pompage, le temps de construction n'est pas négligeable par rapport à la durée des impulsions de pompe (figure 13), ce qui peut limiter le rendement de conversion des OPO pompés en régime transitoire (en particulier pour des impulsions de pompe de durées inférieures à 10 ns). En effet, comme mentionné en début de paragraphe 3, la pompe ne fait que traverser le cristal non linéaire et aucune énergie de pompe n'est stockée dans le milieu amplificateur (contrairement aux lasers). En conséquence, l'énergie de pompe nécessaire à la construction de l'oscillation paramétrique est perdue.

Nota : pour plus d'information on pourra se référer à la référence [48]. Dans le cas d'un OPO en PPLN de 18 mm de long, une étude théorique et expérimentale des temps de construction, seuil et rendement de conversion en fonction de la durée de la pompe a été réalisée dans la référence [49]. Typiquement, des seuils en OPO doublement résonnant avec double passage de la pompe de l'ordre du microjoule ont été obtenus. Des temps de construction de 30 ns pour des puissances de pompe crête de 20 W ont été mesurés.

Des rendements de conversion très élevés (> 50 % de conversion de la pompe vers les ondes signal et complémentaire) ont néanmoins pu être obtenus. Dans ce cas, la qualité spatiale de faisceau, en sortie d'oscillateur fortement saturé, peut être très dégradée.

Par **exemple**, dans la référence [50], dans le cas d'un OPO simplement résonnant à base d'un cristal de PPLT de 5 mm d'épaisseur et de 37 mm de longueur, pompé par des impulsions de durée 10 ns à 1,06 μm , le rendement de conversion total obtenu pour 140 mJ de pompe est de 60 %, avec un seuil d'oscillation à 19 mJ. Dans un cristal de PPLN de 10 mm d'épaisseur et de 40 mm de longueur, les mêmes auteurs ont démontré une efficacité de conversion totale de 76 % en pompant par des impulsions d'énergie 700 mJ, de même durée et longueur d'onde [8].

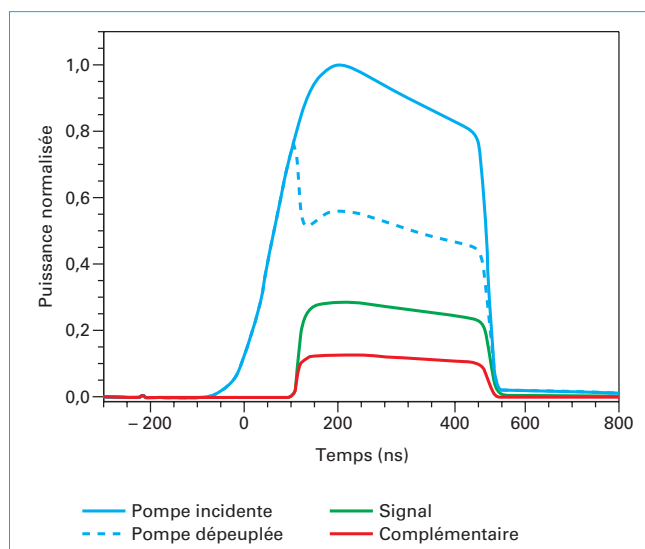


Figure 13 – Profils temporels des impulsions de pompe incidente, pompe dépeuplée, signal et complémentaire pour un OPO fonctionnant en régime transitoire

Le régime nanoseconde a, pendant très longtemps, été le régime de prédilection des OPO du fait de :

- la non-linéarité modeste des cristaux non linéaires alors disponibles qui requéraient des puissances crêtes élevées ;
- la plus grande maturité technologique des lasers de pompe nanoseconde qui étaient une des seules filières aptes à la réalisation de systèmes suffisamment compacts et robustes [AF 3 772] [E 4 020].

Actuellement, grâce aux nombreux progrès des matériaux non linéaires – notamment l'émergence des cristaux à quasi-accord de phase – et des lasers de pompe, des OPO efficaces sont désormais couramment réalisés dans les autres régimes de fonctionnement. Le régime nanoseconde reste toutefois au cœur de nombreux développements d'OPO [51], en particulier pour les applications des contre-mesures optroniques (§ 6.1), télémétrie, désignation et imagerie active (§ 6.2) et analyse de gaz à distance (§ 6.3).

4.3 Problématique de la largeur spectrale

En régime impulsif transitoire, la plage spectrale d'émission d'un OPG ou d'un OPO peut être très large.

Pour l'OPG, c'est principalement l'acceptance spectrale du cristal choisi qui définit la plage spectrale d'émission. Des configurations de génération d'ondes signal et complémentaire non colinéaires peuvent aussi élargir le spectre émis. Nous avons vu précédemment que, dans certains cas, l'injection optique d'une onde fine spectralement peut être une solution pour limiter la plage spectrale émise.

Dans un OPO, le cône d'émission non colinéaire est filtré par les effets de cavité. La plage spectrale sur laquelle l'émission de l'OPO est possible peut donc, au premier ordre, être réduite à l'acceptance spectrale du cristal. Le contenu spectral de l'émission de l'OPO est également dépendant de l'architecture de cavité (simplement résonnant, doublement résonnant, à simple ou double passage de pompe, etc.) et des performances des miroirs [11] [48] [52]. De plus, comme seules les fréquences correspondant à des modes longitudinaux de la cavité pourront être émises, le contenu spectral va également dépendre de l'aspect simplement ou doublement résonnant de la cavité OPO.

Pour un **OPO simplement résonnant** en régime transitoire, l'émission sera naturellement multimode (figure 14a). En fonction de la durée de pompe, un phénomène de compétition de modes entre les différents modes longitudinaux émis pourra à terme aboutir à un régime stationnaire de plus fine largeur spectrale [48]. En régime transitoire, l'émission peut toutefois être affinée par plusieurs techniques héritées des lasers [E 6 480] :

- l'introduction de pertes dans la cavité pour les modes non désirés à l'aide de réseaux de diffraction [53], de réseaux de Bragg en volume [54] ou bien d'étalons Fabry-Perot [55] (figure 14b) ;
- l'injection d'un rayonnement annexe fin spectralement (émis par exemple par une diode laser) [56]. Dans ce cas, si une bonne stabilité de l'énergie et de la fréquence émise est nécessaire, il s'agira d'asservir la cavité optique sur la fréquence de l'injecteur et de s'assurer que la fréquence d'injection correspond à l'accord de phase dans le cristal [57].

Pour un **OPO doublement résonnant**, l'émission sera aussi naturellement multimode (figure 15a). En revanche, comme évoqué dans le paragraphe 1.3.3, seuls les couples de mode signal et complémentaire respectant aussi la condition de conservation de l'énergie pourront être émis. L'émission sera composée de groupes de modes voisins ou *clusters*, respectant cette double condition : conservation de l'énergie et modes propres de la cavité [11] [58].

En sus des solutions évoquées ci-dessus, il peut être intéressant d'utiliser cette double condition pour affiner le spectre de l'OPO doublement résonnant : en dissociant les longueurs des cavités signal et complémentaire, il peut être possible – sous réserve du

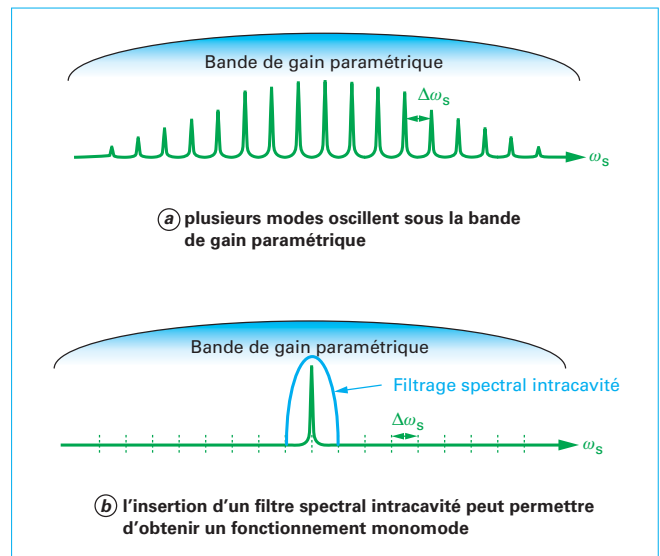


Figure 14 – Spectres émis par un OPO simplement résonnant fonctionnant en régime transitoire avant (a) et après (b) l'insertion d'un filtre

choix d'un cristal non linéaire d'acceptance spectrale suffisamment étroite – de n'obtenir qu'un seul couple de modes signal et complémentaire respectant la conservation de l'énergie. L'émission peut ainsi être monofréquence (figure 15b) [13] [59]. Ce type de fonctionnement monomode peut être obtenu à partir d'une configuration de cavité très compacte telle que l'arrangement d'OPO doublement résonnant à cavités imbriquées présenté sur la figure 16.

4.4 Problématique de la qualité de faisceau

Dans le cas de générateurs paramétriques optiques ou oscillateurs paramétriques optiques en régime de conversion élevée, la problématique de la qualité de faisceau se pose rapidement.

En effet, les intensités pompe, signal et complémentaire mises en jeu sont différentes au centre et au bord des faisceaux, et au début (au seuil) et en fin d'impulsion.

C'est une problématique récurrente en régime nanoseconde où d'une part une puissance crête de pompe élevée est nécessaire afin de raccourcir le temps de construction et atteindre le seuil d'oscillation, et d'autre part, une fois construites, les impulsions signal et complémentaire circulent dans la cavité optique avec des puissances crêtes très élevées, pouvant donner lieu à de la reconversion vers l'onde pompe (saturation du gain). De plus, la présence de double réfraction dans certains cristaux non linéaires induit aussi des déformations du faisceau émis. Enfin, une partie de la forte puissance crête des ondes circulant dans la cavité peut être absorbée par le cristal non linéaire, induisant des effets thermiques.

Afin de maîtriser la qualité spatiale des faisceaux émis, plusieurs solutions sont envisageables :

- le dimensionnement *ad hoc* des coupleurs de la cavité OPO en fonction de l'énergie de pompe disponible, afin de coupler au mieux les ondes signal et/ou complémentaire hors de la cavité, et ainsi limiter la saturation du gain dans l'OPO (pompage typique trois fois au-dessus du seuil recherché) ;
- un travail sur la géométrie de la cavité oscillateur : la mise en œuvre de cavités stables dans un premier temps, voire l'utilisation de cavités particulières permettant de limiter les effets de double

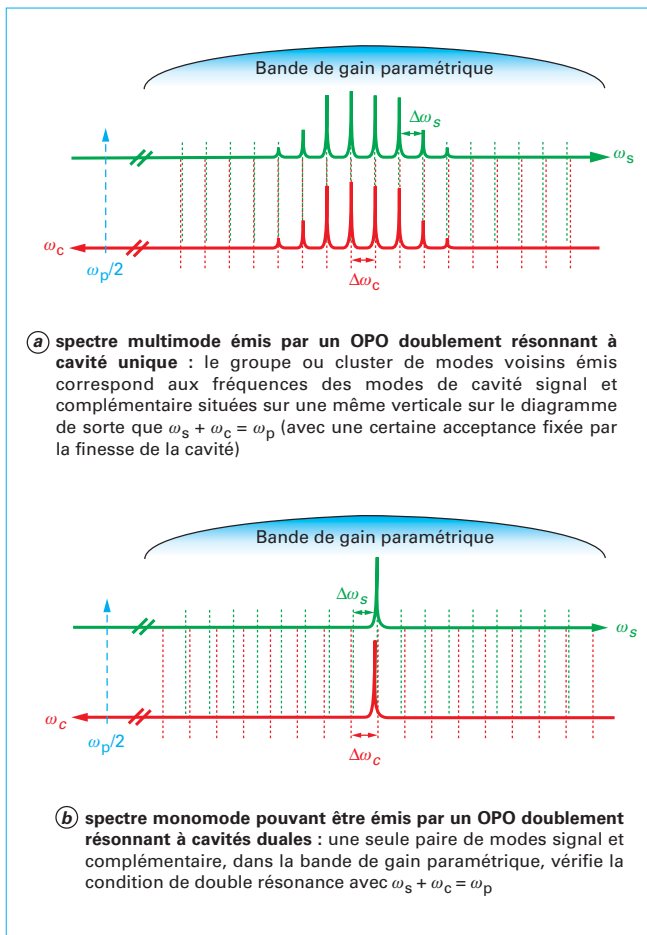


Figure 15 – Spectres émis par un OPO doublement résonnant à cavité unique (a) et à cavités duales (b)

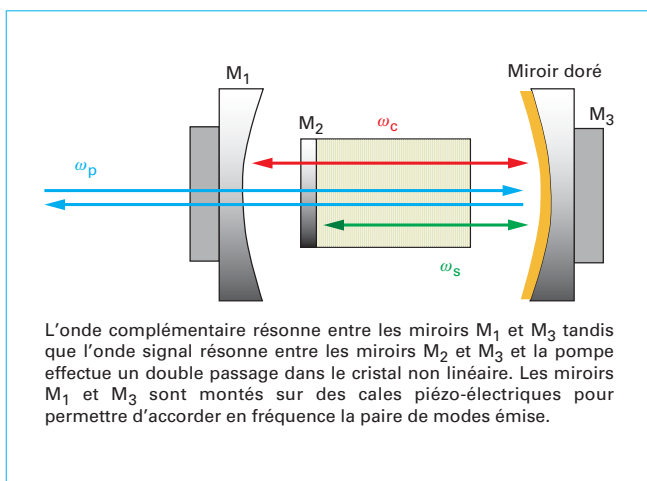


Figure 16 – Arrangement d'OPO doublement résonnant à cavités imbriquées permettant, avec un design très compact, d'émettre un rayonnement monomode accordable selon le principe schématisé sur la figure 15

réfraction de certains cristaux (cavité à rotation d'image par exemple [60]) ;

- une prise en compte des effets thermiques en choisissant le cristal non linéaire le mieux adapté aux longueurs d'onde à générer, voire en mettant en œuvre des systèmes de maîtrise de la température du cristal en fonction de la position dans celui-ci, afin de compenser les effets thermiques dus à l'absorption [61] ;

- l'utilisation d'architecture de type MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) avec un oscillateur maître suivi d'un ou plusieurs amplificateurs [62]. Dans ce cas, l'oscillateur émet un rayonnement de faible énergie, mais de bonne qualité spatiale, et est amplifié dans des étages amplificateurs fonctionnant en régime non saturé afin de limiter la reconversion des ondes signal et complémentaire vers la pompe et la dégradation du faisceau. Ces étages amplificateurs peuvent être constitués de plusieurs cristaux non linéaires. Il peut être intéressant de rejeter l'une des ondes – signal ou complémentaire – entre deux étages amplificateurs, afin de limiter la reconversion.

Par **exemple**, dans la référence [62], les auteurs démontrent expérimentalement la saturation et dégradation de faisceau obtenue pour des amplificateurs paramétriques optiques à base de cristaux de KTP, pompés en régime nanoseconde. L'amélioration de la cavité de faisceau est obtenue en utilisant des architectures multi-étages, et en rejetant l'onde complémentaire entre certains étages.

5. Mise en œuvre en régime picoseconde à femtoseconde

5.1 Écriture des équations de propagation en régime d'impulsions courtes

Dans le paragraphe 1, nous avons considéré l'interaction entre trois ondes quasi-monochromatiques. Dans le cas d'une interaction paramétrique en régime d'impulsions brèves et ultrabrèves (picoseconde à femtoseconde), on ne peut plus négliger l'extension spectrale des champs électriques qui est définie par la transformée de Fourier du carré du champ de l'impulsion lumineuse. Pour tenir compte des effets de cette extension spectrale, à la fois sur la propagation dans les milieux et la conversion non linéaire, il est nécessaire de prendre en compte la dispersion chromatique des matériaux utilisés. Pour cela, il est nécessaire de considérer que l'amplitude complexe des champs électriques dépend à la fois de la distance de propagation z et de la pulsation ω_j (ou du temps t , selon que l'on se place dans l'espace des fréquences ou du temps) pour chacune des ondes. En réalisant un développement limité à l'ordre deux de l'indice optique du milieu, et en conservant toutes les hypothèses de départ décrites dans le paragraphe 1.1.2, le système d'équations couplées s'écrit dans l'espace (z, t) de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial z} E_1 + \frac{1}{v_{g,1}} \frac{\partial}{\partial t} E_1 + i \frac{\beta_1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_1 = -i \frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_3 E_2^* e^{-i\Delta k z} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_2 + \frac{1}{v_{g,2}} \frac{\partial}{\partial t} E_2 + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2 = -i \frac{\omega_2}{2n_2 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_3 E_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_3 + \frac{1}{v_{g,3}} \frac{\partial}{\partial t} E_3 + i \frac{\beta_3}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_3 = -i \frac{\omega_3}{2n_3 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_1 E_2 e^{-i\Delta k z} \quad (17)$$

L'écriture est donc formellement la même que pour le système d'équations (5), (6), (7), avec deux termes de dérivée temporelle supplémentaires faisant intervenir la vitesse de groupe $v_{g,j}$ et la dispersion des vitesses de groupe β_j pour l'onde j . Ces deux termes correspondent respectivement à l'inverse de la dérivée première et à la dérivée seconde du vecteur d'onde k_j . Leur expression en fonction de l'indice optique et de la longueur d'onde est donnée ci-dessous :

$$v_{g,j} = c \left[n_j - \lambda_j \frac{\partial n_j}{\partial \lambda_j} \right]^{-1} = \frac{c}{n_{g,j}} \tag{18}$$

$$\beta_j = \frac{\lambda_j^3}{2\pi c} \frac{\partial^2 n_j}{\partial \lambda_j^2} \tag{19}$$

Le terme de désaccord de phase Δk est évalué uniquement aux fréquences centrales. Le terme $n_{g,j}$ dans l'équation (18) est appelé indice de groupe. La vitesse de groupe qui intervient en facteur de la dérivée temporelle première permet notamment d'évaluer la séparation temporelle des impulsions au cours de leur propagation dans le cristal non linéaire (figure 17). Dans l'infrarouge, du fait de la différence des vitesses de groupe entre les ondes en interaction, la séparation temporelle entre les impulsions est typiquement de l'ordre de quelques ps · cm⁻¹. Cette propriété est l'une des principales limitations de la conversion paramétrique en régime d'impulsion brève en termes de longueur d'interaction et de bande passante. Le terme de dérivée seconde permet de décrire les effets d'étalement et de dérive de fréquence (*chirp*) des impulsions, et ne devient réellement significatif que pour des impulsions ou des structures temporelle sub-picosecondes.

La résolution de ce système d'équations couplées ne peut se faire de manière analytique, à moins de faire des hypothèses supplémentaires, par exemple de non-dépeuplement de la pompe. Plusieurs méthodes de résolution numérique peuvent être envisagées [63] [64] [65]. La plus couramment utilisée est la méthode dite du *split-step* qui consiste à découper le cristal non linéaire en tranches infinitésimales, et à résoudre séparément sur chaque tranche l'équation de propagation des ondes et l'équation du mélange à trois ondes.

Nota : le lecteur souhaitant réaliser ce type de simulation pourra, par exemple, utiliser le logiciel gratuit SNLO (voir Outils logiciels dans « Pour en savoir plus »).

Un **exemple** de calcul numérique est proposé figure 17. Le scénario considéré correspond à l'amplification paramétrique d'une impulsion signal de 200 fs par une impulsion pompe de même durée mais d'intensité crête 10¹² fois supérieure. L'intensité complémentaire est nulle à l'entrée du cristal. Les indices de groupe sont choisis tels que l'impulsion complémentaire est la plus rapide (indice de groupe le plus faible). La dispersion des vitesses de groupe est considérée comme nulle ($\beta_j = 0 \text{ fs}^2 \cdot \text{mm}^{-1}$). Au bout de 4,8 mm, l'impulsion pompe est dépeuplée en son centre au profit des impulsions signal et complémentaire. Du fait de l'annulation locale de l'intensité de la pompe, le processus non linéaire se poursuit mais avec un transfert d'énergie inversé des ondes signal et complémentaire vers l'onde de pompe. Ainsi, en poursuivant la propagation dans le cristal, l'impulsion pompe se reforme progressivement ($z = 5,8 \text{ mm}$). Enfin, du fait de la différence des vitesses de groupe, les impulsions se séparent et finissent par ne plus interagir. De ce fait, il n'y a quasiment aucune différence entre $z = 7,2 \text{ mm}$ et $z = 5,8 \text{ mm}$).

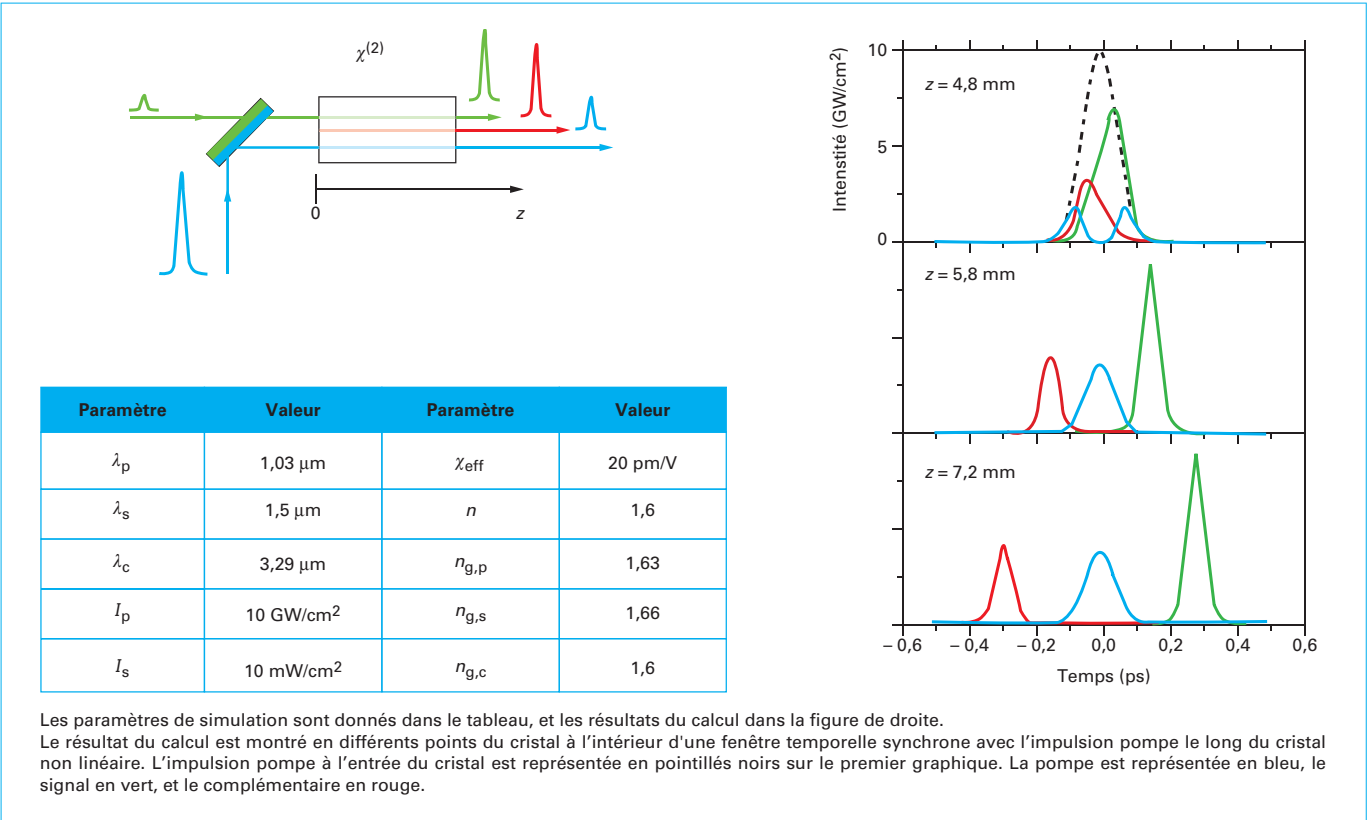


Figure 17 – Schéma de principe d'un amplificateur paramétrique optique, et exemple de résolution numérique des équations couplées dans un cas particulier d'OPA

5.2 Générateurs paramétriques optiques

Comme mentionné dans le paragraphe 1.3.2, le principe d'un générateur paramétrique optique (OPG) repose sur l'amplification à très haut gain du bruit quantique (typiquement plus de 100 dB pour atteindre des niveaux de puissance détectables) en un simple passage dans un cristal non linéaire. Une manière efficace d'obtenir des gains aussi importants est d'employer des impulsions de pompe de très forte intensité crête. Typiquement pour un OPG utilisant des cristaux de PPLN de taille centimétrique pompé par un laser à 1 μm et émettant dans l'infrarouge moyen, des densités de puissance de l'ordre du GW/cm^2 sont requises. Pour appliquer de telles intensités, il est intéressant d'employer des sources laser de pompe dont les durées d'impulsions sont très courtes (inférieures à quelques centaines de picosecondes jusqu'à quelques dizaines de femtosecondes) afin de limiter l'énergie par impulsion et/ou la puissance moyenne nécessaires. Outre l'intensité crête du laser de pompe, l'efficacité de l'OPG va dépendre fortement des propriétés du matériau non linéaire employé (coefficient non linéaire $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$, et indice de réfraction) ainsi que des longueurs d'onde que l'on va chercher à émettre (figure 10).

Les principaux intérêts de la génération paramétrique optique sont les suivants :

- la configuration optique requise est relativement simple puisque les ondes sont générées en simple passage (absence de cavité optique) sans besoin d'alignement de faisceaux multiples au préalable ;
- de la même manière, la configuration optique ne nécessite pas de synchronisation temporelle préalable puisque le gain est donné par la pompe seule ;
- l'accordabilité est en principe limitée uniquement par l'existence de conditions d'accord de phase et la transparence des matériaux ;
- le spectre émis est naturellement très large, généralement de largeur supérieure au spectre du laser de pompe, limité uniquement par l'acceptance spectrale du cristal non linéaire. La bande passante peut aller de quelques cm^{-1} à plusieurs centaines de cm^{-1} selon la longueur du cristal et la condition d'accord de phase.

Il faut néanmoins garder à l'esprit que la génération paramétrique optique requiert des niveaux de puissance extrêmes, et que les rendements de conversion restent généralement de l'ordre de quelques dizaines de pour-cent. Par ailleurs, le bruit quantique étant essentiellement de spectre large et de phase aléatoire (temporellement de même que spatialement), les impulsions produites par un OPG présentent généralement une qualité spatiale dégradée par rapport à celle du laser de pompe initial, ainsi que des fluctuations tir à tir des profils spectral, temporel, et spatial. Les propriétés de cohérence temporelle pour chacune des ondes signal et complémentaire sont en fait assez proches de celle d'une source incohérente de même largeur spectrale [66]. Pour les mêmes raisons, le produit entre la durée d'impulsion et la largeur spectrale est généralement grand devant l'unité. Il est toutefois possible d'optimiser la qualité spectrale des impulsions produites en choisissant une durée de pompe égale à l'inverse de l'acceptance spectrale du cristal non linéaire [67].

La figure 18 montre un exemple de réalisation expérimentale d'un OPG picoseconde à 2 μm à l'aide d'un laser Nd:YVO₄ à modes verrouillés en phase à 1 μm , et d'un cristal non linéaire de PPLN de 25 mm de longueur proche de la dégénérescence. Le faisceau de pompe est focalisé au centre du cristal à l'aide d'une lentille convergente de 100 mm de distance focale, tel que le rayon au *waist* du faisceau est de 50 μm . L'intensité crête au centre du cristal est alors de plusieurs centaines de MW/cm^2 . La puissance totale extraite à 2 μm à la dégénérescence (température cristal = 120 °C) est de 500 mW pour 20 W de pompe soit un rendement de 2,5 %.

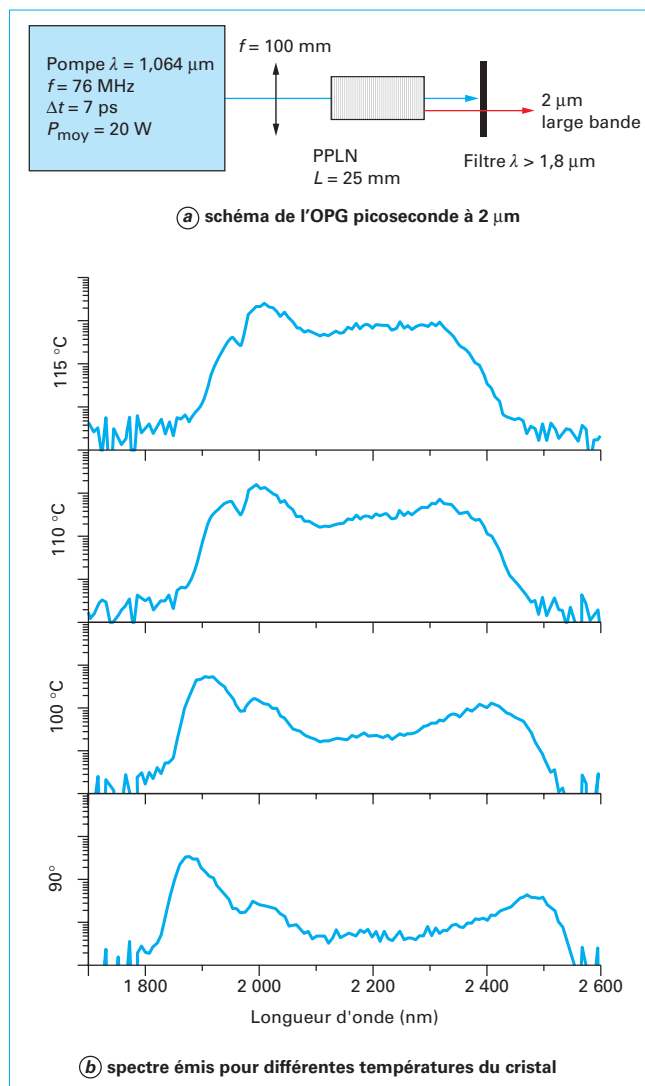


Figure 18 – Exemple de réalisation expérimentale d'un OPG picoseconde (a) et spectre émis pour différentes températures du cristal (b)

5.3 Amplificateur paramétrique optique

Dans un amplificateur paramétrique optique (OPA), le faisceau de pompe est envoyé dans le cristal non linéaire conjointement avec un faisceau signal (ou son complémentaire) de faible intensité, afin d'amorcer la conversion non linéaire de la pompe vers les ondes signal et complémentaire. Dans cette situation, la contribution du bruit quantique devient négligeable, et le signal injecté en entrée est amplifié en conservant, dans une certaine mesure, ses propriétés initiales (spectre, profil temporel, profil spatial). Comme évoqué précédemment, le gain paramétrique dépendant essentiellement de l'intensité crête de la pompe, il est possible d'atteindre des gains de plusieurs dizaines de décibels en régime d'impulsions courtes (picoseconde ou femtoseconde) en un seul passage dans le cristal non linéaire. L'amplificateur paramétrique optique est donc un moyen très utile de générer de fortes intensités lumineuses de manière accordable (en changeant la condition d'accord de phase), et dans des configurations potentiellement très compactes (peu d'étages

d'amplification sont généralement nécessaires pour atteindre de très forts rendements de conversion de la pompe vers les ondes signal et complémentaire). Précisons qu'il est toutefois nécessaire de réaliser la synchronisation temporelle entre les impulsions incidentes sur l'OPA. Cette synchronisation implique généralement d'utiliser une ligne à retard optique dont la précision de positionnement est inversement proportionnelle à la durée des impulsions (typiquement au micromètre près pour des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes).

5.3.1 OPA

Les OPA picoseconde et femtoseconde ont connu un développement considérable depuis les années 1990 et l'apparition des premiers lasers solides à modes verrouillés en phase (ou *mode-locked*) [AF 3 282] [68] et des différentes techniques et systèmes d'amplification. La littérature contient une très grande variété de configurations et designs d'implémentation d'amplificateurs paramétriques en régime d'impulsions courtes [69]. Dans ce paragraphe nous donnons quelques éléments généraux de mise en œuvre.

D'une manière générale les amplificateurs paramétriques sont pompés à l'aide de lasers à modes verrouillés en phase amplifiés (lasers Ti:saphir, lasers à base de cristaux ou fibres dopés néodyme ou ytterbium). Il s'agit dans un premier temps de générer une onde signal de faible intensité qui sera par la suite amplifiée. Pour produire ce rayonnement initial (nommé *seed*), il est nécessaire d'introduire un premier système de conversion de la fréquence pompe. Il existe de nombreuses possibilités et options envisageables pour la réalisation du faisceau *seed* en fonction de l'application finale recherchée. Nous en détaillerons un exemple particulier dans la suite de ce paragraphe. À la suite de ce premier étage, l'impulsion *seed* est ensuite synchronisée temporellement avec le laser de pompe à l'aide d'une ligne à retard afin d'être combinée dans la chaîne amplificatrice. Là encore, diverses options peuvent être envisagées afin d'optimiser le transfert d'énergie de la pompe vers les ondes signal et complémentaire en conservant les propriétés utiles recherchées.

Quel que soit le régime temporel considéré, la réalisation du faisceau *seed* pour l'OPA peut se faire par le biais d'une source extérieure, ou par la conversion d'une partie de l'énergie du laser de pompe en rayonnement signal. En régime d'impulsions brèves, cette conversion de fréquence initiale peut être réalisée à l'aide d'un OPO à pompage synchrone dont le principe est présenté dans le paragraphe 5.4.

La principale particularité du régime d'impulsions brèves est la possibilité d'atteindre des intensités crêtes très élevées, et par conséquent d'avoir accès à des processus non linéaires large bande très efficaces. Dans ce contexte, deux techniques propres au régime d'impulsions brèves pour produire le faisceau *seed* de l'OPA sont mises en œuvre : la génération paramétrique optique, et la génération de supercontinuum (ou lumière blanche). La génération paramétrique optique (OPG) a été évoquée dans le paragraphe 5.2 ; ce processus permet de produire des impulsions de spectre large à des niveaux d'énergie significatifs. Néanmoins, comme évoqué précédemment, l'OPG présente une qualité de faisceau généralement dégradée avec des fluctuations d'intensité et de répartition de l'intensité dans le spectre d'une impulsion à l'autre. La génération de lumière blanche se produit en focalisant des impulsions ultracourtes dans un milieu transparent (silice ou cristal de YAG par exemple), et résulte d'effets non linéaires d'ordre trois combinés (autofocalisation par effet Kerr associée à des effets d'automodulation de phase). En optimisant les conditions de focalisation dans le milieu transparent, il est possible d'obtenir un régime de filamentation extrêmement stable en termes de qualité de faisceau et de répétabilité des impulsions. Les effets non linéaires d'ordre trois donnent alors lieu à un élargissement spectral important de l'impulsion de pompe pouvant s'étendre sur plusieurs décades (du bleu jusqu'à 1,5 μm pour un continuum pompé par un laser Ti:saphir à 800 nm [69]) avec une

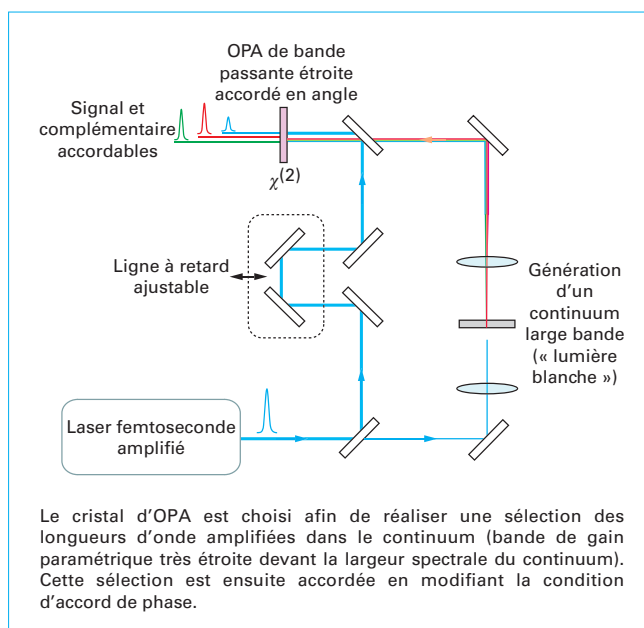


Figure 19 – Schéma de principe général d'un OPA injecté par un continuum large bande (lumière blanche)

densité spectrale de puissance significative (typiquement $10 \text{ pJ} \cdot \text{nm}^{-1}$).

Par la suite, l'impulsion *seed* et l'impulsion de pompe sont combinées et synchronisées dans un cristal non linéaire réalisant l'amplification paramétrique optique du faisceau *seed* tel que décrit sur la figure 19.

Les paramètres d'optimisation et de réglage du système d'amplification sont les suivants :

- le **cristal non linéaire**, et le **type d'accord de phase**. Le choix du cristal non linéaire pour l'amplification d'impulsions brèves se fait essentiellement en considérant ses propriétés de dispersion dans la gamme de longueur d'onde visée, sa fenêtre de transparence et, dans une moindre mesure, son coefficient non linéaire (ce paramètre est moins critique du fait de la forte puissance crête). Selon l'application visée, il s'agira de choisir la configuration selon les différences de vitesse de groupe entre les ondes, l'accordabilité de l'amplificateur, et l'évolution de la largeur de la bande de gain en fonction des longueurs d'onde à amplifier ;
- le **nombre d'étages d'amplification** et la **répartition de l'énergie de pompe** entre les différents étages. En effet, du fait des fortes intensités crêtes réalisables avec des systèmes d'impulsions courtes, un unique étage d'amplification peut suffire à dépeupler significativement l'impulsion de pompe, et par conséquent donner lieu à des effets de saturation. Le fait de séparer l'amplification en deux étages permet de pouvoir ajuster séparément les énergies, les retards, et éventuellement le filtrage de certaines ondes, afin d'optimiser le rendement de conversion. L'utilisation de plusieurs étages permet également d'utiliser plusieurs cristaux fins de grande acceptation spectrale afin de bénéficier d'une bande spectrale d'amplification très large.

5.3.2 Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA)

Certaines applications nécessitent des impulsions lumineuses de courte durée et de très forte énergie (classe millijoule à plusieurs joules). Dans cette gamme, la lumière est généralement qualifiée d'ultra-intense (jusqu'à plusieurs centaines de gigawatts voire petawatts crête). L'amplification directe d'impulsions courtes (par

amplification laser ou OPA) à de tels niveaux de puissance se traduirait par la détérioration instantanée et irréversible du milieu amplificateur. L'idée de l'amplification à dérive de fréquence (*Chirped Pulse Amplification* ou CPA) a été proposée en 1985 [70] afin de tirer parti de la largeur spectrale des impulsions courtes en modifiant temporairement la durée des impulsions de sorte que l'étape d'amplification puisse être réalisée dans des conditions d'intensité crête inférieures au seuil de dommage des matériaux amplificateurs. L'impulsion amplifiée est ensuite recomprimée par un processus inverse au processus d'étalement afin d'obtenir en sortie une impulsion courte et énergétique. La technique de CPA se fait donc en trois étapes fondamentales :

1. allongement de la durée des impulsions ;
2. amplification ;
3. recompression des impulsions jusqu'à, dans la mesure du possible, leur durée initiale.

L'OPCPA est une variante du CPA, dans laquelle l'amplification est réalisée à partir d'un cristal amplificateur paramétrique optique. L'idée de remplacer l'amplificateur laser par un amplificateur paramétrique optique pour la CPA est relativement récente et remonte au début des années 1990 [71]. Comme schématisé sur la figure 20, le principe général consiste à mélanger dans un OPA une impulsion laser de pompe quasi-monochromatique de durée allant de quelques dizaines de picosecondes à quelques nanosecondes de très haute énergie avec une impulsion signal *seed* de grande extension spectrale et préalablement étirée temporellement dans la même gamme temporelle.

L'intérêt principal de la technique est de se poser en alternative aux amplificateurs laser couramment utilisés pour amplifier des impulsions femtoseconde. L'utilisation d'un amplificateur paramétrique optique permet en effet de s'affranchir d'un certain nombre de contraintes liées à l'utilisation d'amplificateurs laser tels que la fluence de saturation, les effets thermiques, l'émission spontanée amplifiée, ou encore le rétrécissement spectral par le gain. L'OPCPA est de ce fait considérée comme un moyen efficace d'amplifier des impulsions ultrabrèves. À cela viennent s'ajouter d'autres aspects pratiques : le principe de l'OPCPA est adaptable à une large gamme de longueurs d'onde selon les matériaux et conditions d'accord de phase, les larges gains accessibles permettent de réaliser des systèmes d'amplification généralement plus compacts que ceux basés sur des amplificateurs laser, enfin différentes méthodes telles que l'accord de phase non colinéaire ou le quasi-accord de phase aperiodique permettent de dimensionner des amplificateurs très large bande adaptés aux impulsions ultrabrèves (gamme < 10 à 100 fs) [72] [73]. Dans le cas de l'accord de phase non colinéaire par biréfringence, on recherche une situation dite spectralement non critique [74]. Pour arriver à cette situation, il faut, d'une part, que la condition d'accord de phase (8) soit vérifiée (sous sa forme vectorielle) pour la longueur d'onde centrale du spectre à amplifier et, d'autre part, que la dérivée de la condition d'accord de phase (par rapport à la fréquence à amplifier) soit également nulle. Comme illustré sur la figure 21, cette dernière condition conduit à avoir l'égalité des vitesses de groupe projetées selon la direction de propagation de l'onde amplifiée. On se retrouve alors dans une situation analogue à celle de l'accord de phase colinéaire à la dégénérescence ($\omega_s = \omega_c$) pour des ondes identiquement polarisées. On parle d'accord de phase d'ordre deux car les deux premiers termes du développement limité de Δk par rapport à ω_s (ou à ω_c selon l'onde que l'on cherche à amplifier) sont nuls. Comme illustré sur la figure 22, la courbe d'accord de phase présente pour cette situation particulière une tangente verticale. Dans cette situation, le désaccord de phase varie comme le carré de l'écart en pulsation $\Delta\omega_s$ contrairement au cas standard de l'accord de phase spectralement critique où le terme d'ordre un est non nul (variation linéaire avec $\Delta\omega_s$).

Nota : on peut également remarquer sur la figure 21 qu'un plan d'égale intensité n'est pas orthogonal à la direction de propagation de l'onde complémentaire. Cela traduit que l'onde complémentaire est chromatiquement dispersée et présente une répartition chromatique angulaire semblable à un faisceau parallèle large bande réfracté par un prisme ou diffracté par un réseau.

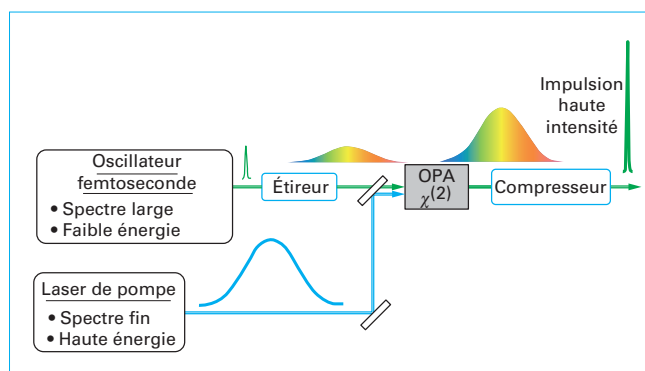


Figure 20 - Schéma de principe général d'une chaîne OPCPA

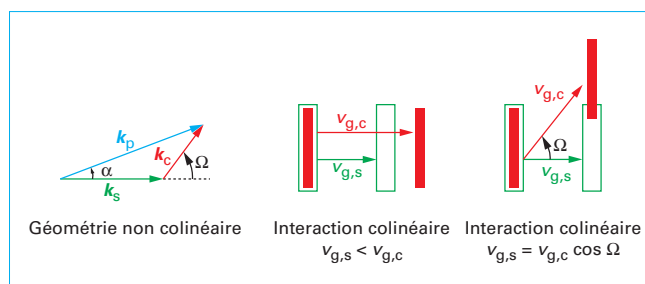


Figure 21 - Représentation schématique de la configuration d'accord de phase non colinéaire et interprétation géométrique du désaccord des vitesses de groupe pour une interaction colinéaire et de leur accord pour une interaction non colinéaire

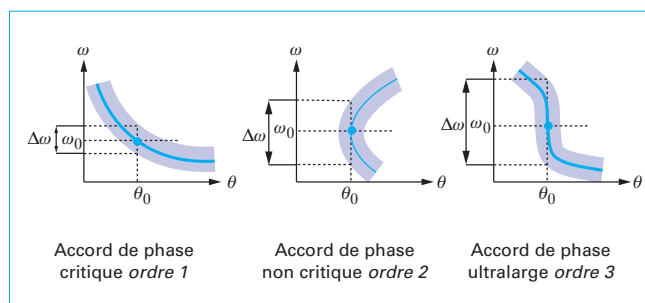


Figure 22 - Interprétation géométrique de la tolérance spectrale pour des accords de phase critique (ou d'ordre un), non critique (ou d'ordre deux) et ultralarge (ou d'ordre trois)

Dans la plupart des cristaux non linéaires, la vitesse de groupe de l'onde complémentaire est plus grande que celle de l'onde signal en configuration colinéaire, ce qui permet de trouver un accord de phase non critique pour un angle de non-colinéarité adéquat. Pour certaines longueurs d'onde, il existe un angle de non-colinéarité, souvent appelé angle « magique », tel que le terme d'ordre deux s'annule également. Le désaccord de phase varie alors comme le cube de l'écart en pulsation $\Delta\omega_s$ et l'accord de phase est encore plus large que pour un simple accord de phase non critique. On parle souvent dans ce cas d'accord de phase ultralarge bande ou d'accord de phase non critique d'ordre trois. Comme illustré sur la figure 22, la courbe d'accord de phase présente alors un point d'inflexion au niveau du lieu de la tangente verticale de l'accord de phase non critique.

Un exemple d'accord de phase de ce type apparaît dans le BBO au voisinage de 800 nm pour un angle non colinéaire de $2,3^\circ$. Dans le LBO, cet accord de phase ultralarge apparaît au voisinage de 900 nm pour un angle non colinéaire de $1,37^\circ$.

Les paramètres expérimentaux dimensionnants pour un système d'OPCPA sont les suivants :

- le **cristal non linéaire**. Outre les conditions nécessaires de transparence et d'existence d'un accord de phase dans la gamme de longueur d'onde visée, le choix du cristal non linéaire pour faire de l'amplification large bande dépend d'un compromis à réaliser entre l'efficacité non linéaire et la largeur de la bande de gain recherchée ;

- le **seuil de dommage du cristal** et des traitements antireflets en régime nanoseconde, qui va limiter fondamentalement l'intensité lumineuse maximale qui pourra être passée dans les amplificateurs ;

- la **synchronisation du laser de pompe** avec les impulsions signal *seed*. En effet, à la différence d'un amplificateur laser, le gain dans l'amplificateur paramétrique est instantané et a lieu uniquement en présence de l'intensité du laser de pompe. Il est donc nécessaire de correctement superposer à la fois temporellement et spatialement la pompe avec le signal que l'on cherche à amplifier (voir nota) ;

- le **choix du laser de pompe**, qui est central dans le dimensionnement d'un OPCPA étant donné que c'est lui qui va borner le fonctionnement de l'ensemble du système en termes de gamme spectrale, de puissance moyenne et d'énergie par impulsion.

Nota : en règle générale, la pompe et le signal sont issus de deux sources distinctes aux propriétés temporelles très différentes. Le signal est généralement issu d'un oscillateur femtoseconde haute cadence (100 MHz), tandis que le laser de pompe très haute énergie fonctionne en général à basse cadence (10 Hz). La synchronisation des deux sources à l'entrée de l'amplificateur paramétrique peut donc s'avérer problématique.

5.4 Oscillateur paramétrique optique à pompage synchrone

Les sources OPO en régimes picoseconde et femtoseconde ne peuvent pas être réalisées selon le même schéma qu'en régime nanoseconde. En effet, contrairement au régime nanoseconde où un nombre significatif d'allers-retours de cavité peuvent être effectués pendant la durée de chaque impulsion de pompe, la distance

de propagation de la lumière pendant chaque impulsion picoseconde-femtoseconde devient généralement plus courte que la longueur du cristal non linéaire.

Nota : en faisant une analogie avec l'électronique, on se situe désormais dans un cas correspondant à l'électronique hyperfréquence où on ne peut plus considérer que le signal électrique est identique sur tout le circuit contrairement à l'électronique traditionnelle en régime quasi-permanent.

Il n'est donc pas possible de construire l'oscillation paramétrique à partir de la fluorescence paramétrique pour chaque impulsion de pompe prise indépendamment. Le concept mis en œuvre pour réaliser des oscillateurs est alors celui du pompage synchrone. Dans ce type de dispositifs, initialement utilisés dans des lasers à colorant [75] et appliqués aux OPO dès le début des années 1970 [76], la longueur de la cavité OPO est adaptée de telle sorte que le temps d'aller-retour corresponde à l'intervalle temporel entre deux impulsions de pompe (fréquence de répétition typiquement de l'ordre de 100 MHz). L'impulsion signal et/ou complémentaire circulant dans la cavité est donc amplifiée à chaque passage, ce qui permet d'entretenir une oscillation. L'émission OPO consiste alors elle-même en un train régulier d'impulsions signal et complémentaire comme illustré sur la figure 23.

Nota : d'une manière très générale, le pompage synchrone peut être vu comme une technique de verrouillage en phase des modes longitudinaux de la cavité OPO par une modulation temporelle du gain imposée par la source de pompe elle-même. Cette technique du pompage synchrone n'est pas propre aux OPO. Elle est employée dans de rares cas (par rapport à la majorité des cas de pompage continu) pour le pompage de lasers à modes verrouillés, mais limitée aux milieux à gain dont le temps de vie du niveau excité est relativement court (typiquement équivalent au temps d'aller-retour des impulsions dans la cavité). À l'inverse, du fait de l'absence de stockage du gain au cours du temps dans le milieu non linéaire, le pompage synchrone d'OPO peut être employé de manière extensive à tout type de milieux non linéaire. Pour un OPO, même si le verrouillage de modes en pompage continu est réalisable [77], le pompage synchrone est en pratique le seul moyen d'obtenir des impulsions très courtes (en régime picoseconde ou femtoseconde).

Ce régime de fonctionnement est extrêmement intéressant pour le fonctionnement d'un OPO du fait des fortes intensités crêtes disponibles avec les lasers de pompe à verrouillage de modes. Les principaux atouts sont la possibilité d'atteindre aisément le seuil d'oscillation d'un OPO simplement résonnant, de travailler à de faibles niveaux d'énergie par impulsions et donc de fluence sur les cristaux relativement faibles, ce qui permet par conséquent d'envisager de travailler à des niveaux de puissance moyenne élevés. Ces propriétés sont donc intéressantes pour les applications nécessitant de disposer de source multi-watts dans l'infrarouge.

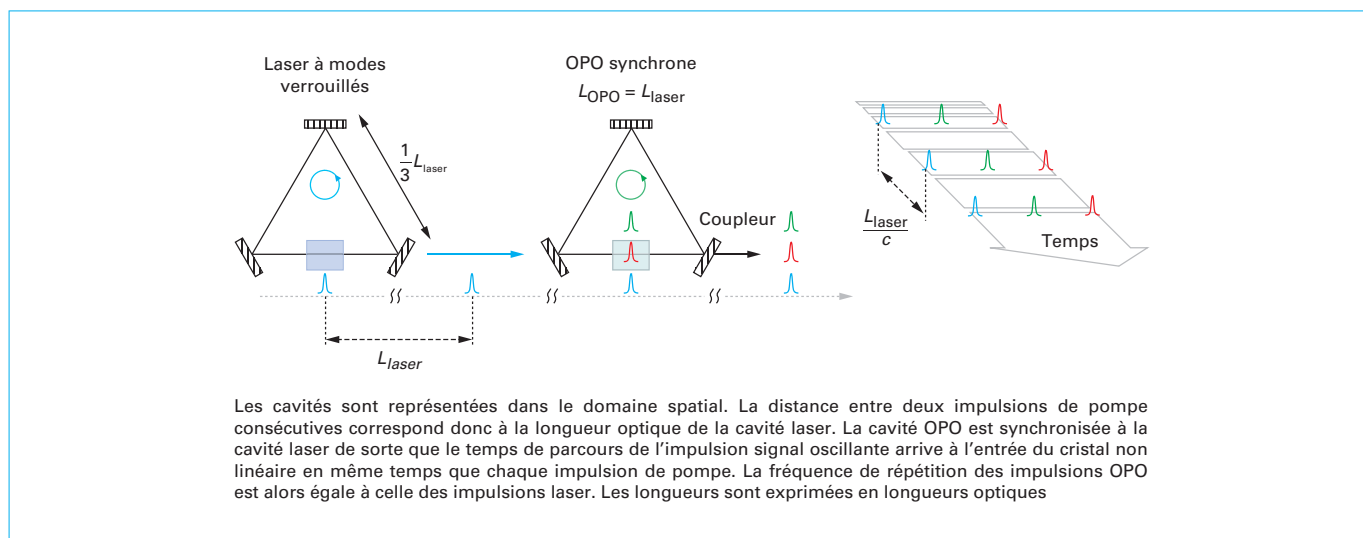


Figure 23 – Principe du pompage synchrone d'un oscillateur paramétrique en régime picoseconde ou femtoseconde

La synchronisation de l'OPO avec le laser de pompe requiert une harmonisation stable du taux de répétition, c'est-à-dire de la longueur optique de la cavité. Le réglage du synchronisme admet une certaine tolérance autour d'une position qui maximise la puissance des ondes extraites de la cavité OPO. Cette position est généralement considérée comme le synchronisme « parfait » ou « exact », étant donné qu'elle optimise le recouvrement temporel des impulsions et la conversion paramétrique dans le cristal non linéaire à chaque tour de cavité. La tolérance du réglage de la longueur de la cavité OPO autour de cette position correspond à une fraction de la durée des impulsions pompe, et peut légèrement varier selon les propriétés géométriques de la cavité OPO [78]. La précision requise est donc d'autant plus grande que la durée des impulsions est courte. L'ajustement se fait typiquement à quelques centaines de micromètres pour des impulsions pompe de 10 ps, et à quelques centaines de nanomètres pour des impulsions de durée < 100 fs. En régime femtoseconde, il peut donc s'avérer nécessaire de mettre en place un contrôle actif de la longueur de cavité en asservissant la position d'un miroir (généralement autour de la position qui maximise la puissance extraite) afin de stabiliser l'émission de l'OPO.

Le façonnage spectral et temporel des impulsions dans un OPO synchrone a fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux et théoriques [78] [79] [80] [81] afin notamment de comprendre les phénomènes liés à une modification de la longueur de cavité autour du synchronisme « exact ». En effet, lorsque la cavité OPO est légèrement écartée de cette position optimale en termes de recouvrement temporel et d'efficacité de conversion, les impulsions pompe et signal se trouvent temporellement déphasées à l'entrée du cristal non linéaire. Ce décalage va naturellement opérer, dans une certaine mesure, une sélection sur le spectre, la durée et la puissance des impulsions émises afin de maintenir, en régime permanent, un taux de répétition égal à celui du laser de pompe. Cette propriété a notamment été mise en œuvre dans l'objectif de réaliser de la compression d'impulsions. Par ce biais, et dans certaines conditions de dispersion et de puissance de pompe, il est possible d'obtenir des facteurs de compression supérieurs à 10 [81].

Tous les effets de décalage par rapport au synchronisme « exact » peuvent être correctement décrits par des modèles numériques. Du fait de la complexité de l'interaction non linéaire, et du caractère cumulatif du façonnage spectro-temporel des impulsions sur un grand nombre de tours de cavité (le régime transitoire pour un OPO synchrone correspond typiquement à plusieurs centaines de tours de cavités), les modèles analytiques et les descriptions en simple passage trouvent une utilité très limitée.

Lorsque le temps de parcours des impulsions dans la cavité OPO est égal à celui des impulsions pompe dans la cavité laser, les taux de répétition des deux sources sont exactement les mêmes. Toutefois, cette configuration n'est pas la seule envisageable du point de vue du synchronisme. D'une manière générale, le synchronisme existe lorsque le rapport des longueurs optiques des cavités de la pompe et de l'OPO est un nombre entier ou une fraction rationnelle. Cette propriété peut être mise en œuvre pour créer des sources synchrones de cadences très élevées. Pour cela, il s'agit soit de disposer d'une source de pompe de cadence ajustable, soit de construire une cavité OPO dont la longueur optique est égale à une fraction rationnelle de celle de la cavité laser [82] [83].

Du fait de la grande efficacité de la conversion non linéaire en régime picoseconde-femtoseconde, la littérature contient une très grande variété d'OPO synchrones réalisés dans de larges gammes de longueurs d'onde, et avec une grande variété de combinaisons (laser de pompe – cristal non linéaire) [84].

6. Exemples d'applications

L'objet de ce paragraphe est de présenter très brièvement quelques exemples d'applications des sources paramétriques optiques afin d'en illustrer le potentiel. Nombre de ces applications se

situent dans l'infrarouge qui est la gamme spectrale de prédilection des sources paramétriques optiques. En effet, cette partie du spectre électromagnétique se caractérise par deux propriétés essentielles : d'une part, elle contient plusieurs fenêtres de transmission de l'atmosphère [E 4 030], et, d'autre part, elle correspond à la région dite « d'empreintes digitales moléculaires » où de nombreuses molécules présentent de fortes raies d'absorption bien différenciées [P 2 845].

Cette liste d'applications n'est pas exhaustive, elle a pour motivation principale d'illustrer le vaste panel d'applications pouvant être couvertes par les sources paramétriques optiques.

6.1 Contre-mesures optroniques

Le principe des contre-mesures optroniques est de brouiller ou détruire le capteur d'une munition adverse afin qu'elle rate sa cible. Ces systèmes sont développés en particulier pour protéger les avions contre les missiles à guidage thermique (figure 24). Très schématiquement, ces missiles sont guidés par l'émission du corps noir des parties chaudes de l'avion ou du panache des réacteurs qui rayonnent dans l'infrarouge. Généralement les gammes spectrales visées correspondent à des fenêtres de transmission infrarouge de l'atmosphère, notamment les bandes 1 (2 à 2,5 μm) et 2 (3 à 5 μm) [E 4 030]. La méthode traditionnelle pour se protéger de ce type de missiles est l'utilisation de leurres pyrotechniques. Cependant, l'utilisation et la maintenance de ces leurres impliquent des risques d'accidents et des coûts opérationnels importants. Dans ce contexte, il est très intéressant de disposer d'un système permettant d'imiter la signature de l'avion au moyen de rayonnements laser afin d'assurer son autoprotection contre les missiles à guidage thermique. Les gammes spectrales visées peuvent être couvertes efficacement au moyen d'OPO (généralement à base de PPLN, ZGP ou OPGaAs) qui sont au cœur de nombreux systèmes de contre-mesures optroniques. L'objectif est alors généralement de réaliser des sources paramétriques compactes et robustes, capables d'émettre simultanément plusieurs raies ou bandes spectrales avec une forme d'onde configurable.

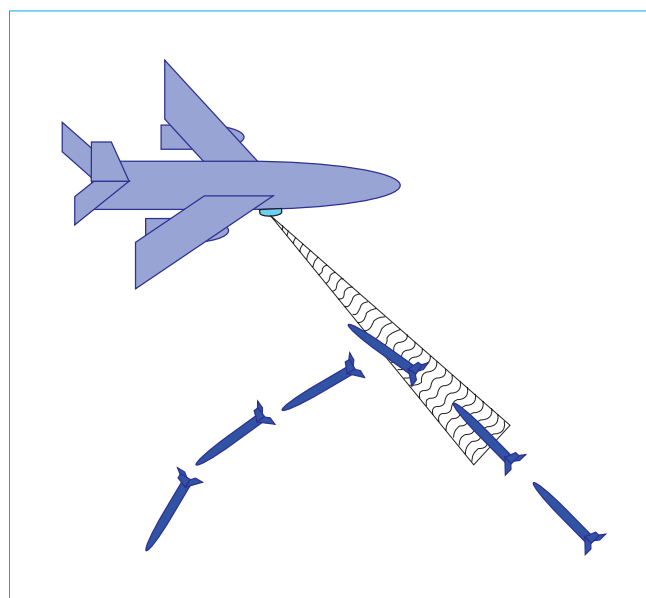


Figure 24 – Représentation schématique d'un scénario opérationnel d'autoprotection d'un avion par contre-mesure optronique

6.2 Télémétrie, désignation et imagerie active

Ces trois applications utilisent le rayonnement émis par une source optique cohérente pour éclairer une cible. Dans le cas de la télémétrie, il s'agit de déterminer une distance par mesure du temps d'aller-retour de la lumière entre l'émetteur-récepteur et la cible [E 4 075]. Le contexte applicatif peut être très large (civil, militaire, dual). Pour les deux autres applications, le contexte est généralement à vocation essentiellement militaire. Dans le cas de la désignation, il s'agit d'éclairer la cible pour permettre le guidage d'une munition [E 4 200]. Dans le cas de l'imagerie active, il s'agit d'éclairer une scène avec un laser pour permettre son observation dans des conditions où l'observation directe est insuffisante : absence totale d'éclairage naturel, brouillard, neige, végétation, camouflage... Un des atouts déterminants de l'imagerie active est de pouvoir mettre en œuvre la technique dite de crénelage temporel qui exploite le temps de vol de l'impulsion laser. L'obturateur de la caméra n'est ouvert que pendant un court instant suite à l'émission de chaque impulsion lumineuse après un délai correspondant au temps d'aller-retour de la lumière entre l'émetteur et la scène à observer. Il est ainsi possible de s'affranchir de la lumière diffusée dans d'autres plans.

Nombre de ces systèmes fonctionnent actuellement avec des lasers émettant autour de $1\text{ }\mu\text{m}$ qui présentent un risque important de sécurité oculaire [SL 6 150]. Il apparaît beaucoup plus avantageux de réaliser des systèmes alternatifs fonctionnant à $1,5\text{ }\mu\text{m}$ ou au-delà pour réduire ce risque. Il s'agit d'une gamme spectrale efficacement couverte par les sources paramétriques à base de cristaux tels que KTP ou KTA. Comme pour les contre-mesures optroniques, l'enjeu est de réaliser des systèmes compacts et robustes pouvant être embarqués.

6.3 Analyse de gaz

De nombreux gaz présentent des signatures spectroscopiques spécifiques dans l'infrarouge (polluants industriels, gaz à effet serre, gaz toxiques...) [P 2 845] (figure 25). Les méthodes de spectrométrie laser par absorption différentielle permettent d'exploiter ces propriétés pour réaliser la détection, l'analyse et la quantification d'espèces chimiques [P 2 685] [E 4 310] [E 4 311] [E 4 315].

Dans sa version la plus simple, le principe de la mesure repose sur l'émission alternée de deux longueurs d'onde, l'une d'elle – appelée λ_{on} – étant absorbée par l'espèce à analyser tandis que l'autre – appelée λ_{off} – est située hors de la raie d'absorption mais suffisamment proche pour que les propriétés de propagation atmosphérique et de rétrodiffusion puissent être considérées comme identiques pour les deux longueurs d'onde. En présence de l'espèce à mesurer sur le trajet des faisceaux, on observe une diminution du signal mesuré à la longueur d'onde λ_{on} par rapport à celui mesuré à la longueur d'onde λ_{off} . Cette mesure différentielle permet alors de remonter à la concentration et, éventuellement, à la distribution spatiale de l'espèce à mesurer. Dans certains cas, le nombre de longueurs d'onde à émettre peut devenir supérieur à deux. C'est particulièrement vrai lorsqu'il faut faire la discrimination entre plusieurs espèces présentes simultanément, ainsi que la discrimination entre une espèce d'intérêt et les interférents naturellement présents dans l'atmosphère (H_2O , CO_2 , CH_4 , N_2O , etc.). Il devient alors nécessaire d'émettre une grille de longueurs d'onde avec au moins une longueur d'onde pour chaque espèce à mesurer et pour chaque interférent. De plus, lorsque les espèces à détecter correspondent à des molécules complexes, le spectre n'est plus constitué de raies distinctes mais s'apparente davantage à une enveloppe lentement variable dont il faut enregistrer le profil complet pour remonter à l'espèce. Dans un tel

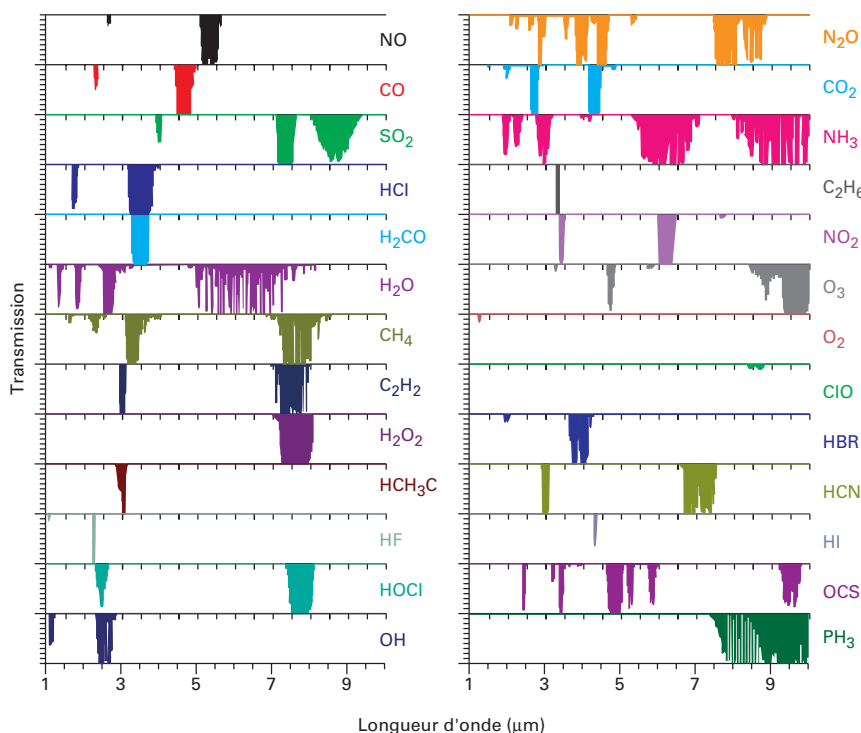


Figure 25 – Spectres de transmission qualitatifs de divers gaz atmosphériques et polluants en fonction de la longueur d'onde

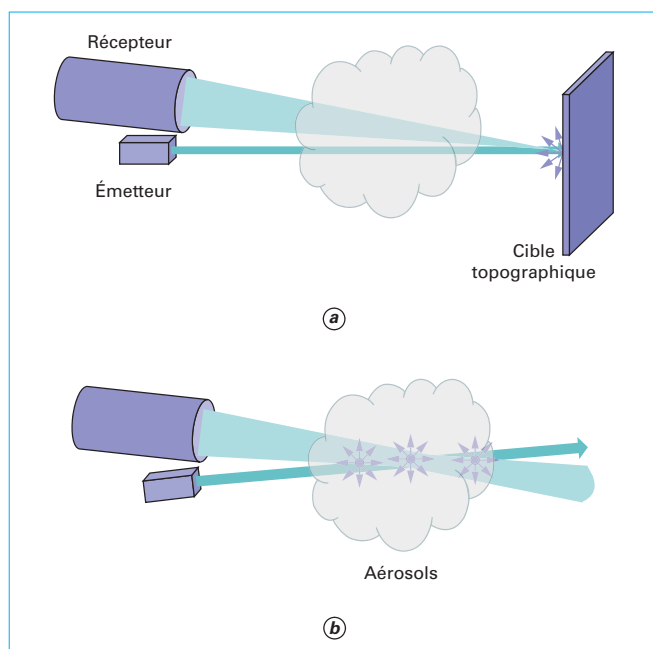


Figure 26 – Schéma de principe de lidar avec détection du signal rétrodiffusé par (a) une cible topographique et (b) des aérosols

contexte, l'accordabilité offerte par les sources paramétriques optiques présente un atout clé dans le développement de systèmes d'analyse de gaz.

Divers systèmes ont déjà été développés pour :

- la détection locale par spectroscopie photoacoustique [42], en particulier pour la mesure de la qualité de l'air ;
- la détection à courte (< 10 m) [85] et moyenne portée (~ 100 m) [86], notamment pour la détection de fuites d'hydrocarbure ;
- la détection à longue distance par lidar de polluants industriels, d'agents toxiques ou de gaz à effet serre (figures 26 et 27) [87] [88].

On peut également mentionner les derniers développements portant sur l'utilisation de peignes de fréquences pour la spectro-métrie. Les étages de conversion paramétrique permettent de transférer les peignes de fréquences, généralement émis au moyen de systèmes laser fonctionnant dans l'infrarouge proche, vers l'infrarouge moyen ou lointain où se situent les raies fondamentales des molécules [89].

6.4 Diagnostics optiques

Plusieurs méthodes de diagnostics optiques ont été développées pour sonder de manière non intrusive divers milieux particulièrement difficiles à analyser tels que les flammes de combustion dans les installations de tests de moteurs pour l'aéronautique, les écoulements dans les souffleries supersoniques ou les plasmas [90].

Parmi ces méthodes, on peut mentionner la spectroscopie optique à diffusion Raman anti-Stokes cohérente, plus connue sous sa dénomination anglaise *Coherent Anti-Stokes Raman Scattering* (CARS) [91]. Cette méthode utilise la réponse non linéaire des molécules à une excitation optique intense pour sonder localement un écoulement gazeux. Elle permet de mesurer instantanément la température du gaz avec une précision inégale (quelques pour-cent). Elle permet également d'accéder à la concentration des espèces chimiques sondées.

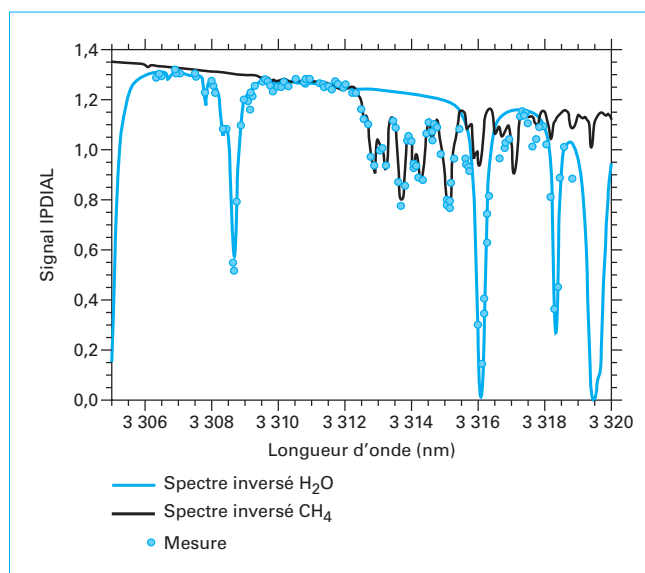


Figure 27 – Mesure simultanée à distance de la vapeur d'eau et du méthane atmosphérique au moyen d'un lidar moyenne portée basé sur une source paramétrique optique

La spectroscopie CARS repose sur le processus non linéaire du troisième ordre de mélange à quatre ondes. Trois ondes sont envoyées dans le milieu à sonder et une quatrième est générée par le milieu en réponse. Deux lasers, appelés pompe et Stokes, sont envoyés dans le milieu à sonder afin d'induire des cohérences entre des niveaux ro-vibrationnels des molécules. Le troisième faisceau, appelé sonde, permet de générer le signal anti-Stokes que l'on s'emploie à détecter (figure 28). Le signal généré est intense si la transition ro-vibrationnelle présente une activité Raman. Il est cohérent avec les autres ondes, et il est collimaté, ce qui simplifie sa détection et optimise sa collection. En effet, les faisceaux respectent une géométrie d'accord de phase, comme l'imposent tous les processus non linéaires. Le signal émis est fortement dépendant de la molécule sondée ainsi que des propriétés thermodynamiques du milieu (pression, température). La mesure de ce signal et l'analyse de son contenu spectral permettent ainsi de remonter aux valeurs de ces paramètres qui caractérisent le milieu. Cette technique de spectroscopie permet donc de réaliser des mesures non invasives sur des espèces majoritaires.

La spectroscopie CARS a été développée historiquement en régime nanoseconde puis picoseconde. Le principal atout de cette spectroscopie est sa haute résolution spectrale ($\sim 0,01 \text{ cm}^{-1}$). Dans ces régimes temporels, le processus non linéaire requiert cependant de très hautes énergies par impulsion, qu'il n'est possible de générer qu'à basse cadence ($\sim 10 \text{ Hz}$). Les impulsions émises par ces systèmes présentent généralement une forte dispersion des valeurs individuelles, qui fluctuent beaucoup tir à tir, et nécessitent donc des références tir à tir, ce qui complexifie grandement la mise en œuvre et l'algorithme de traitement des données.

Depuis plus d'une dizaine d'années, les sources laser femto-seconde ont révolutionné la manière de réaliser la spectroscopie CARS. Les grandes largeurs spectrales (de quelques dizaines à quelques centaines de cm^{-1}) mises en jeu permettent d'exciter de très larges bandes ro-vibrationnelles en un tir laser unique. Ces systèmes nécessitent des sources largement accordables pour pouvoir sonder les transitions Raman de diverses molécules. Les sources paramétriques optiques occupent donc une position privilégiée pour la réalisation de tels systèmes qui intègrent généralement une chaîne OPA femtoseconde permettant de générer un rayonnement largement accordable [92].

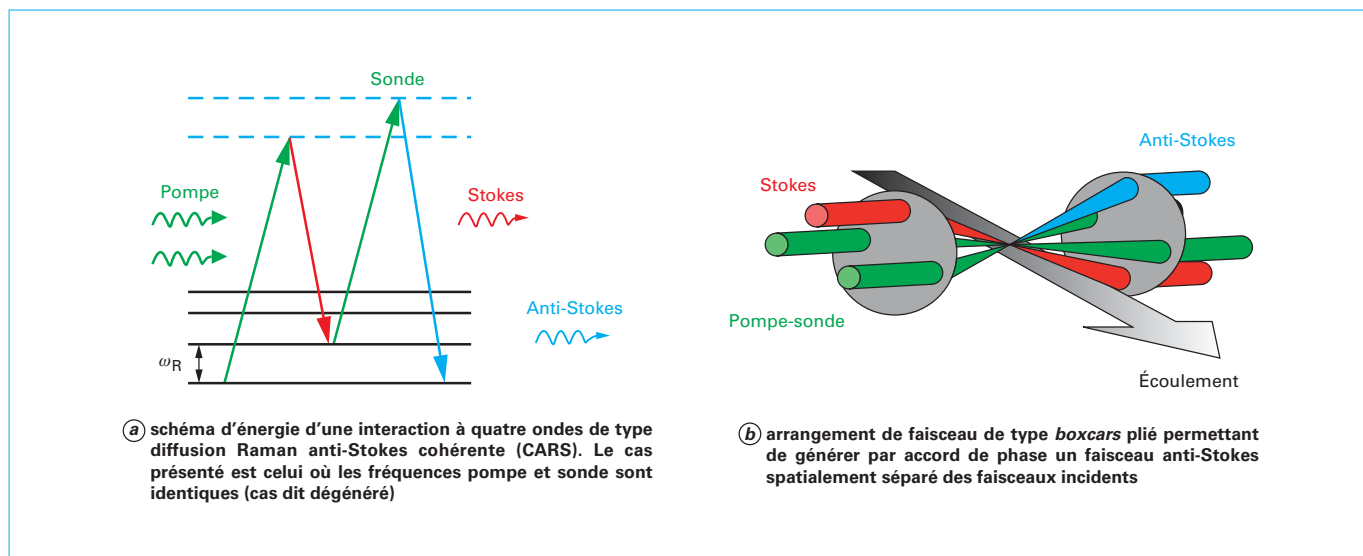


Figure 28 – Principe de la méthode CARS

6.5 Information quantique

Les propriétés d'intrication quantique des paires de photons jumeaux sont au cœur de nombreux systèmes de traitement quantique de l'information. En particulier, ces propriétés sont largement exploitées dans divers protocoles de cryptographie quantique [93]. Le principe général de la cryptographie quantique est d'exploiter certaines règles particulières de la physique quantique pour sécuriser un canal de transmission d'information. En particulier, la cryptographie utilise le postulat de la mesure quantique qui stipule que toute mesure perturbe le système mesuré. Ainsi, si un canal de télécommunication quantique est mis sous écoute par un espion, ce dernier viendra nécessairement perturber le canal et les utilisateurs autorisés du canal pourront vérifier s'ils sont écoutés.

L'idée d'utiliser des paires de photons intriqués pour la cryptographie quantique a été proposée dès le début des années 1990 [94]. Son implémentation pratique dans des lignes de télécommunication a été réalisée lors de la décennie suivante. Un des avantages résultant de l'utilisation de paires de photons pour la cryptographie quantique est que l'on peut « annoncer » la détection puisque la détection d'un photon indique la présence de son jumeau. Cette propriété permet de s'affranchir grandement du bruit de coups sombres des détecteurs de photons uniques utilisés dans ces systèmes. Un second avantage crucial est d'utiliser des photons intriqués, ce qui permet de se prémunir des fuites d'information : toute mesure réalisée sur un des photons va influencer sur l'état de l'autre photon du fait de la non-localité des états intriqués.

Les recherches sur ce sujet sont encore très actives, notamment en ce qui concerne la réalisation de systèmes efficaces de génération de paires de photons. Les développements actuels portent en particulier sur l'optimisation de structures intégrées en optique guidée permettant une interaction non linéaire maximale afin de permettre des taux élevés de génération de paires de photons.

6.6 Physique fondamentale : génération d'impulsions attoseconde

Des recherches très actives de physique fondamentale sont réalisées en vue d'étudier les propriétés de la matière au moyen d'impulsions XUV attoseconde (10^{-18} s) [95]. Ces impulsions ultrabrèves permettent, en particulier, d'observer et de contrôler le

mouvement des électrons dans les atomes. Ces recherches ont notamment permis de visualiser les orbitales moléculaires des électrons et d'accéder à la dynamique attoseconde du paquet d'onde d'électrons [96].

Une méthode couramment utilisée pour générer des impulsions attoseconde est la génération d'harmoniques d'ordre élevé. Il a été montré que plus la longueur d'onde d'excitation est grande, plus la longueur d'onde pouvant être émise par génération d'harmoniques d'ordre élevé est courte et donc plus l'impulsion attoseconde peut être brève [97]. Des travaux sont donc activement menés pour réaliser des sources dans l'infrarouge ($> 3 \mu\text{m}$) délivrant des impulsions ultrabrèves de forte intensité à haute cadence [98]. Pour atteindre ces longueurs d'onde, les développements portent sur des architectures de type OPA et OPCPA et représentent donc une autre illustration du champ applicatif des sources paramétriques optiques.

7. Conclusion

Les sources paramétriques optiques permettent de générer des rayonnements accordables dans des gammes spectrales allant de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge, voire le domaine des ondes terahertz. La nature du rayonnement pouvant être émis offre également une grande richesse. Il peut s'agir de rayonnement de très forte intensité ou, au contraire, d'état de la lumière faisant ressortir les propriétés quantiques des paires de photons jumeaux. Les régimes temporels adressables couvrent aussi bien le régime continu que les impulsions ultrabrèves. Ce vaste panel de propriétés permet de satisfaire aux besoins de nombreuses applications.

Concernant les gammes spectrales où les matériaux non linéaires sont technologiquement mûrs, les développements portent essentiellement sur l'intégration de ces sources dans des systèmes et des instruments au plus près des besoins applicatifs.

L'objectif principal pour les futures sources paramétriques est d'arriver à atteindre le même niveau de performances dans l'ultraviolet et l'infrarouge lointain. Ces développements passent inévitablement par la recherche de nouveaux matériaux non linéaires dont les propriétés conditionnent les performances des sources paramétriques.

8. Glossaire

Accord de phase par biréfringence ; *birefringence phase matching*

Technique permettant de conserver une interaction non linéaire constructive lors de la propagation dans le matériau non linéaire en jouant sur la biréfringence du matériau pour compenser l'effet délétère de la dispersion chromatique.

Amplificateur paramétrique optique ; *optical parametric amplifier*

Dispositif comportant un ou plusieurs cristaux non linéaires quadratiques sur lesquels sont incidents un rayonnement intense dit de pompe et un rayonnement de plus grande longueur d'onde, permettant l'amplification dudit rayonnement incident de plus grande longueur d'onde par effet paramétrique optique.

Oscillateur paramétrique optique ; *optical parametric oscillator*

Dispositif comportant un amplificateur paramétrique optique inséré dans un résonateur optique qui génère un rayonnement

cohérent accordable en longueur d'onde à partir d'un rayonnement laser de pompe incident sur ledit dispositif.

Générateur paramétrique optique ; *optical parametric generator*

Dispositif comportant un cristal non linéaire quadratique sur lequel est incident un rayonnement cohérent de sorte à générer spontanément un rayonnement accordable de plus grande longueur d'onde par effet de fluorescence paramétrique optique.

Quasi-accord de phase ; *quasi-phase matching*

Technique permettant de compenser périodiquement le déphasage accumulé entre chaque onde et son terme source de polarisation non linéaire afin de maintenir une interaction non linéaire constructive de manière analogue à l'accord de phase par biréfringence ; ladite compensation périodique dudit déphasage est généralement réalisée par une structuration des propriétés non linéaires du matériau.

Sources paramétriques optiques

Fondements, mise en œuvre et applications

par **Jean-Baptiste DHERBECOURT**

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

Antoine GODARD

Maître de recherche

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

Jean-Michel MELKONIAN

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

et **Myriam RAYBAUT**

Ingénieur

Onera – The French Aerospace Lab, Palaiseau, France

Sources bibliographiques

- [1] ROSENCHER (E.) et VINTER (B.). – *Opto-électronique* (2^e édition). Dunod (2002).
- [2] GIORDMAINE (J.A.). – *Mixing of light beams in crystals*. Phys. Rev. Lett., 8, p. 19-20 (1962).
- [3] MAKER (P.D.), TERHUNE (R.W.), NISENOFF (M.) et SAVAGE (C.M.). – *Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics*. Phys. Rev. Lett., 8, p. 21-22 (1962).
- [4] SMITH (A.V.), ARMSTRONG (D.J.) et ALFORD (W.J.). – *Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off compensating nonlinear crystals*. J. Opt. Soc. Am. B, 15, p. 122-141 (1998).
- [5] ARMSTRONG (J.A.), BLOEMBERGEN (N.), DUCUING (J.) et PERSHAN (P.S.). – *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*. Phys. Rev., 127, p. 1918-1939 (1962).
- [6] MYERS (L.E.), ECKARDT (R.C.), FEJER (M.M.), BYER (R.L.), BOSENBERG (W.R.) et PIERCE (J.W.). – *Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃*. J. Opt. Soc. Am. B, 12, p. 2102-2116 (1995).
- [7] ZUKAUSKAS (A.), THILMANN (N.), PASISKEVICIUS (V.), LAURELL (F.) et CANALIAS (C.). – *5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion*. Opt. Mater. Express, 1, p. 201-206 (2011).
- [8] ISHIZUKI (H.) et TAIRA (T.). – *Half-joule output optical-parametric oscillation by using 10-mm-thick periodically poled Mg-doped congruent LiNbO₃*. Opt. Express, 20, p. 20002-20010 (2012).
- [9] EYRES (L. A.), TOURREAU (P.J.), PINGUET (T.J.), EBERT (C.B.), HARRIS (J.S.), FEJER (M.M.), BECOUARN (L.), GERARD (B.) et LALLIER (E.). – *All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion*. Appl. Phys. Lett., 79, p. 904-906 (2001).
- [10] GRYNBERG (G.), ASPECT (A.) et FABRE (C.). – *Introduction to quantum optics: from the semi-classical approach to quantized light*. Cambridge University Press (2010).
- [11] GIORDMAINE (J.A.) et MILLER (R.C.). – *Optical parametric oscillation in LiNbO₃*. In Physics of Quantum Electronics, edited by KELLEY (P.L.), LAX (B.) and TANNENWALD (P.E.), McGraw-Hill, p. 31-42 (1966).
- [12] COLVILLE (F.G.), PADGETT (M.J.) et DUNN (M.H.). – *Continuous-wave, dual-cavity, doubly resonant, optical parametric oscillator*. Appl. Phys. Lett., 64, p. 1490-1492 (1994).
- [13] HARDY (B.), BERROU (A.), GUILBAUD (S.), RAYBAUT (M.), GODARD (A.) et LEFEBVRE (M.). – *Compact, single-frequency, doubly-resonant optical parametric oscillator pumped in an achromatic phase-adapted double-pass geometry*. Opt. Lett., 36, p. 678-680 (2011).
- [14] GUYER (D.R.) et LOWENTHAL (D.D.). – *Novel cavity design for a high efficiency, high energy β -BaB₂O₄ parametric generator*. Proc. SPIE, 1226, p. 41-44 (1990).
- [15] GODARD (A.), RAYBAUT (M.), LAMBERT (O.), FALENI (J.-P.), LEFEBVRE (M.) et ROSENCHER (E.). – *Cross-resonant optical parametric oscillators : study of and application to difference-frequency generation*. J. Opt. Soc. Am. B, 22, p. 1966-1978 (2005).
- [16] NIKOGOSYAN (D.N.). – *Nonlinear optical crystals : a complete survey*. Springer (2005).
- [17] RISTAU (D.) (Éd.). – *Laser-induced damage in optical materials*. CRC Press (2015).
- [18] PETROV (V.). – *Parametric down-conversion devices: the coverage of the mid-infrared spectral range by solid-state laser sources*. Opt. Mater., 34, p. 536-554 (2012).
- [19] HONG (C.K.), OU (Z.Y.) et MANDEL (L.). – *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interferences*. Appl. Phys. Lett., 59, p. 2044-2046 (1987).
- [20] SHIH (Y.). – *Entangled biphoton source – property and preparation*. Rep. Prog. Phys., 66, p. 1009-1044 (2003).
- [21] DE MARTINI (F.) et SCIARRINO (F.). – *Non-linear parametric processes in quantum information*. Prog. Quantum Electron., 29, p. 165-256 (2005).
- [22] CHEN (W.), COUSIN (J.), POULLET (E.), BURIE (J.), BOUCHER (D.), GAO (X.), SIGRIST (M.W.) et TITTEL (F.K.). – *Continuous-wave mid-infrared laser sources based on difference frequency generation*. C. R. Physique, 8, p. 1129-1150 (2007).
- [23] BÜCHTER (K.-D.), HERRMANN (H.), LANGROCK (C.), FEJER (M.M.) et SOHLER (W.). – *All-optical Ti:PPLN wavelength conversion modules for free-space optical transmission links in the mid-infrared*. Opt. Lett., 34, p. 470-472 (2009).
- [24] GUHA (S.), BARNES (J.O.) et GONZALEZ (L.P.). – *Multiwatt-level continuous-wave midwave infrared generation using difference frequency mixing in periodically poled MgO-doped lithium niobate*. Opt. Lett., 39, p. 5018-5021 (2014).
- [25] RICHTER (D.), WEIBRING (P.), FRIED (A.), TADANAGA (O.), NISHIDA (Y.), ASOBE (M.) et SUZUKI (H.). – *High-power, tunable difference frequency generation source for absorption spectroscopy based on a ridge wa-*

- vegguide periodically poled lithium niobate crystal. *Opt. Express*, 15, p. 564-571 (2007).
- [26] SMITH (R.G.), GEUSIC (J.E.), LEVINSTEIN (H.J.), RUBIN (J.J.), SINGH (S.) et VAN ULTERT (L.G.). – Continuous optical parametric oscillation in $Ba_2NaNb_5O_{15}$. *Appl. Phys. Lett.*, 12, p. 308-310 (1968).
- [27] BYER (R.L.), OSHMAN (M.K.), YOUNG (J.F.) et HARRIS (S.E.). – Visible CW parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, 13, p. 109-111 (1968).
- [28] BREUNIG (I.), HAERTLE (D.) et BUSE (K.). – Continuous-wave optical parametric oscillators: recent developments and prospects. *Appl. Phys. B*, 105, p. 99-111 (2011).
- [29] POMERANZ (L.A.), SCHUNEMANN (P.G.), SETZLER (S.D.), JONES (C.) et BUDNI (P.A.). – Continuous-wave optical parametric oscillator based on orientation patterned gallium arsenide (OP-GaAs). In Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, OSA Technical Digest (online), paper JTh11.4 (2012).
- [30] SAMANTA (G.K.) et EBRAHIM-ZADEH (M.). – Continuous-wave, single-frequency, solid-state blue source for the 425-489 nm spectral range. *Opt. Lett.*, 33, p. 1228-1230 (2008).
- [31] MY (T.-H.), DRAG (C.) et BRETENAKER (F.). – Single-frequency operation of a continuous intracavity-frequency-doubled singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 33, p. 1455-1457 (2008).
- [32] HENDERSON (A.) et STAFFORD (R.). – Low threshold singly-resonant CW OPO pumped by an all-fiber pump source. *Opt. Express*, 14, p. 767-772 (2006).
- [33] BOSENBERG (W.R.), DROBSHOFF (A.), ALEXANDER (J. I.), MYERS (L.E.) et BYER (R.L.). – 93 % pump depletion, 3.5 W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 21, p. 1336-1338 (1996).
- [34] STRÖBNER (U.), MEYN (J.-P.), WALLENSTEIN (R.), URENSKI (P.), ARIE (A.), ROSENMAN (G.), MLYNEK (J.), SCHILLER (S.) et PETERS (A.). – Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, p. 1419-1424 (2002).
- [35] VAINIO (M.), SILTANEN (M.), PELTOLA (J.) et HALONEN (L.). – Grating-cavity continuous-wave optical parametric oscillators for high-resolution mid-infrared spectroscopy. *Appl. Opt.*, 50, p. A1-A10 (2011).
- [36] VAINIO (M.), SILTANEN (M.), HIETA (T.) et HALONEN (L.). – Continuous-wave optical parametric oscillator based on a Bragg grating. *Opt. Lett.*, 35, p. 1527-1529 (2010).
- [37] MHIBIK (O.), MY (T.-H.), PABCEUF (D.), BRETENAKER (F.) et DRAG (C.). – Frequency stabilization at the kilohertz level of a continuous intracavity-doubled singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 35, p. 2364-2366 (2010).
- [38] COURTOIS (J.), ROUCHENDIRA (R.), CADORET (M.), RICCIARDI (I.), MOSCA (S.), DE ROSA (M.), DE NATALE (P.) et ZONDY (J.-J.). – High-speed multi-THz-range mode-hop-free tunable mid-IR laser spectrometer. *Opt. Lett.*, 38, p. 1972-1974 (2013).
- [39] MYERS (L.E.), ECKARDT (R.C.), FEJER (M.M.), BYER (R.L.) et PIERCE (J.W.). – CW diode-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled $LiNbO_3$. *Electron. Lett.*, 31, p. 1869-1870 (1995).
- [40] GROSS (P.), KLEIN (M.E.), WALDE (T.), BOLLER (K.-J.), AUERBACH (M.), WESSELS (P.) et FALLNICH (C.). – Fiber-laser-pumped continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 27, p. 418-420 (2002).
- [41] SILVA (A.) et LINDSAY (I.D.). – Wavelength-swept optical parametric oscillator for broadband mid-infrared spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 107, p. 685-689 (2012).
- [42] NGAI (A.K.Y.), PERSIJN (S.T.), LINDSAY (I.D.), KOSTEREV (A.A.), GROB (P.), LEE (C.J.), CRISTESCU (S.M.), TITTEL (F.K.), BOLLER (K.-J.) et HARREN (F.J.M.). – Continuous wave optical parametric oscillator for quartz-enhanced photoacoustic trace gas sensing. *Appl. Phys. B*, 89, p. 123-128 (2007).
- [43] HENDERSON (A.J.), PADGETT (M.J.), ZHANG (J.), SIBBETT (W.) et DUNN (M.H.). – Continuous frequency tuning of a cw optical parametric oscillator through tuning of its pump source. *Opt. Lett.*, 20, p. 1029-1031 (1995).
- [44] BECKMANN (T.), LINNENBANK (H.), STEIGERWALD (H.), STURMAN (B.), HAERTLE (D.), BUSE (K.) et BREUNIG (I.). – Highly tunable low-threshold optical parametric oscillation in radially poled whispering gallery resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 106, 143903 (2011).
- [45] RICHY (C.), PETSAS (K.I.), GIACOBINO (E.), FABRE (C.) et LUGIATO (L.). – Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, p. 456-461 (1995).
- [46] MORIN (O.), D'AURIA (V.), FABRE (C.) et LAURAT (J.). – High-fidelity single-photon source based on a Type II optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 37, p. 3738-3740 (2012).
- [47] BÄDER (U.), MATTERN (T.), BAUER (T.), BARTSCHKE (J.), RAHM (M.), BORSUTZKY (A.) et WALLENSTEIN (R.). – Pulsed nanosecond optical parametric generator based on periodically poled lithium niobate. *Opt. Commun.*, 217, p. 375-380 (2003).
- [48] BROSNAN (S.J.) et BYER (R.L.). – Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-5, p. 415-431 (1979).
- [49] Aoust (G.), GODARD (A.), RAYBAUT (M.), DHERBECOURT (J.-B.), CANAT (G.) et LEFEBVRE (M.). – Pump duration optimization for optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 31, p. 3113-3122 (2014).
- [50] ISHIZUKI (H.) et TAIRA (T.). – High energy quasi-phase matched optical parametric oscillation using Mg-doped congruent $LiTaO_3$ crystal. *Opt. Express*, 18, p. 253-258 (2010).
- [51] GODARD (A.). – Infrared (2-12 μm) solid-state laser sources : a review. *C. R. Physique*, 8, p. 1100-1128 (2007).
- [52] BJORKHOLM (J.E.), ASHKIN (A.) et SMITH (R.G.). – Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, p. 797-799 (1970).
- [53] SCHLUP (P.), BAXTER (G.W.) et MCKINNIE (I.T.). – Single-mode near- and mid-infrared periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, 176, p. 267-271 (2000).
- [54] HENRIKSSON (M.), SJÖQVIST (L.), PASISKEVICIUS (V.) et LAURELL (F.). – Narrow linewidth 2 μm optical parametric oscillation in periodically poled $LiNbO_3$ with volume Bragg grating outcoupler. *Appl. Phys. B*, 86, p. 497-501 (2007).
- [55] KREUZER (L.B.). – Single mode oscillation of a pulsed singly resonant optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, 15, p. 263-265 (1969).
- [56] BJORKHOLM (J.E.) et DANIELMEYER (H.G.). – Frequency control of a pulsed optical parametric oscillator by radiation injection. *Appl. Phys. Lett.*, 15, p. 171-173 (1969).
- [57] WHITE (R. T.), HE (Y.), ORR (B.J.), KONO (M.) et BALDWIN (K.G.H.). – Pulsed injection-seeded optical parametric oscillator with low frequency chirp for high-resolution spectroscopy. *Opt. Lett.*, 28, p. 1248-1250 (2003).
- [58] ECKARDT (R.C.), NABORS (C.D.), KOZLOVSKY (W.J.) et BYER (R.L.). – Optical parametric oscillator frequency tuning and control. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8, p. 646-667 (1991).
- [59] SCHERRER (B.), RIBET (I.), GODARD (A.), ROSENCHER (E.) et LEFEBVRE (M.). – Dual-cavity doubly resonant optical parametric oscillators: demonstration of pulsed single-mode operation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17, p. 1716-1729 (2000).
- [60] SMITH (A.V.) et ARMSTRONG (D.J.). – Nanosecond optical parametric oscillator with 90° image rotation: design and performance. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, p. 1801-1814 (2002).
- [61] GODARD (A.), RAYBAUT (M.), SCHMID (T.), LEFEBVRE (M.), MICHEL (A.-M.) et PÉALAT (M.). – Management of thermal effects in high-repetition-rate pulsed optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, 35, p. 3667-3669 (2010).
- [62] ARISHOLM (G.), NORDSETH (Ø.) et RUSTAD (G.). – Optical parametric master oscillator and power amplifier for efficient conversion of high-energy pulses with high beam quality. *Opt. Express*, 12, p. 4189-4197 (2004).
- [63] BECKER (M.), KIM (Y.), GAUTAM (S.) et POWERS (E.J.). – Three-wave nonlinear optical interactions in dispersive media. *IEEE J. Quantum Electron.*, 18, p. 113-123 (1982).
- [64] ARISHOLM (G.). – Advanced numerical simulation models for second-order nonlinear interaction. *Proc. SPIE*, 3685, p. 86-97 (1999).
- [65] SMITH (A.V.), GEHR (R.J.) et BOWERS (M.S.). – Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, p. 609-619 (1999).
- [66] BOITIER (F.), GODARD (A.), DUBREUIL (N.), DELAYE (P.), FABRE (C.) et ROSENCHER (E.). – Photon extrabunching in ultrabright twin beams measured by two-photon counting in a semiconductor. *Nat. Commun.*, 2, p. 425 (2011).
- [67] ARISHOLM (G.). – General analysis of group velocity effects in collinear optical parametric amplifiers and generators. *Opt. Express*, 15, p. 6513-6527 (2007).
- [68] SPENCE (D.E.), KEAN (P.N.) et SIBBETT (W.). – 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16, p. 42-44 (1991).
- [69] CERULLO (G.) et DE SILVESTRI (S.). – Ultrafast optical parametric amplifiers. *Rev. Sci. Instrum.*, 74, p. 1-18 (2003).
- [70] STRICKLAND (D.) et MOUROU (G.). – Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 55, p. 447-449 (1985).
- [71] DUBIETIS (A.), JONUSAUSKAS (G.) et PISKARKAS (A.). – Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Opt. Commun.*, 88, p. 437-440 (1992).
- [72] WILHEM (T.), PIEL (J.) et RIEDLE (E.). – Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter. *Opt. Lett.*, 22, p. 1494-1496 (1997).
- [73] HEESE (C.), PHILLIPS (C.), GALLMANN (L.), FEJER (M.) et KELLER (U.). – Ultrabroadband, highly flexible amplifier for ultrashort mid-infrared

- frared laser pulses based on aperiodically poled Mg:LiNbO_3 . Opt. Lett., 35, p. 2340-2342 (2010).
- [74] FORGET (N.). – Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : études de l'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques. Thèse de doctorat (École Polytechnique X (2005).
- [75] HARRIS (J.), CHRISMAN (R.) et LYTLE (F.). – Pulse generation in a cw dye laser by mode-locked synchronous pumping. Appl. Phys. Lett., 26, p. 16-18 (1975).
- [76] WEISMAN (R.B.) et RICE (S.A.). – Tunable infrared ultrashort pulses from a mode-locked parametric oscillator. Opt. Commun., 19, p. 28-32 (1976).
- [77] MELKONIAN (J.-M.), FORGET (N.), BRETE-NAKER (F.), DRAG (C.), LEFEBVRE (M.) et ROSENCHER (E.). – Active mode locking of continuous-wave doubly and singly resonant optical parametric oscillators. Opt. Lett., 32, p. 1701-1703 (2007).
- [78] LAPORTE (C.), DHERBECOURT (J.-B.), MELKONIAN (J.-M.), RAYBAUT (M.), DRAG (C.) et GODARD (A.). – Analysis of cavity-length detuning in diffraction-grating narrowed picosecond optical parametric oscillators. J. Opt. Soc. Am. B, 31, p. 1026-1034 (2014).
- [79] CHEUNG (E.C.) et LIU (J.M.). – Theory of a synchronously pumped optical parametric oscillator in steady-state operation. J. Opt. Soc. Am. B, 7, p. 1385-1401 (1990).
- [80] FALLNICH (C.), RUFFING (B.), HERRMANN (T.), NEBEL (A.), BEIGANG (R.) et WALLESTEIN (R.). – Experimental investigation and numerical simulation of the influence of resonator-length detuning on the output power, pulse duration and spectral width of a cw mode-locked picosecond optical parametric oscillator. Appl. Phys. B, 60, p. 427-436 (1995).
- [81] KHAYDOROV (J.D.V.), ANDREWS (J.H.) et SINGER (K.D.). – Pulse-compression mechanism in a synchronously pumped optical parametric oscillator. J. Opt. Soc. Am. B, 12, p. 2199-2208 (1995).
- [82] KOKABEE (O.), ESTEBAN-MARTIN (A.) et EBRAHIM-ZADEH (M.). – Extended-cavity, tunable, GHz-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator pumped at 76 MHz. Opt. Express, 17, p. 15635-15640 (2009).
- [83] KIENLE (F.), CHEN (K.K.), ALAM (S.), GAWITH (C.B.E.), MACKENZIE (J.I.), HANNA (D.C.), RICHARDSON (D.J.) et SHEPHERD (D.P.). – High-power, variable repetition rate, picosecond optical parametric oscillator pumped by an amplified gain-switched diode. Opt. Express, 18, p. 7602-7610 (2010).
- [84] EBRAHIM-ZADEH (M.), SOROKINA (I.) et VODOPYANOV (K.) (Éds.). – Mid-Infrared ultrafast and continuous-wave optical parametric oscillators solid-state mid-infrared laser sources. Springer Berlin Heidelberg, 89, p. 184-224 (2003).
- [85] KULP (T.J.), BAMBHA (R.P.), REICHARDT (T.A.), GOERS (U.-B.), ANIOLEK (K.V.), KLINER (D.A.V.), RICHMAN (B.A.), ARMSTRONG (K.M.), SOMMERS (R.), SCHMITT (R.), POWERS (P.E.), LEVI (O.), PINGUET (T.), FEJER (M.M.), KOPLOW (P.P.), GOLDBERG (L.) et MCRAE (T.G.). – The application of quasi-phase-matched parametric light sources to practical infrared chemical sensing systems. Appl. Phys. B, 75, p. 317-327 (2002).
- [86] BARRIENTOS BARRIA (J.), DOBROC (A.), COUDERT-ALTEIRAC (H.), RAYBAUT (M.), CÉZARD (N.), DHERBECOURT (J.-B.), SCHMID (T.), FAURE (B.), SOUHAITÉ (G.), PELON (J.), MELKONIAN (J.-M.), GODARD (A.) et LEFEBVRE (M.). – Simultaneous remote monitoring of atmospheric methane and water vapor using an integrated path DIAL instrument based on a widely tunable optical parametric source. Appl. Phys. B, 117, p. 509-518 (2014).
- [87] WEIBRING (P.), EDNER (H.) et SVANBERG (S.). – Versatile mobile lidar system for environmental monitoring. Appl. Opt., 42, p. 3583-3594 (2003).
- [88] RIRIS (H.), NUMATA (K.), WU (S.), RAMANATHAN (A.), DAWSEY (M.), MAO (J.), KAWA (R.) et ABISHIRE (J.B.). – Airborne measurements of atmospheric methane column abundance using a pulsed integrated-path differential absorption lidar. Appl. Opt., 51, p. 8296-8305 (2012).
- [89] ZHANG (Z.), CLEWES (R.J.), HOWLE (R.) et REID (D.T.). – Active FTIR-based stand-off spectroscopy using a femtosecond optical parametric oscillator. Opt. Lett., 39, p. 6005-6008 (2014).
- [90] ATTAL-TRÉTOU (B.), GRISCH (F.), PACKAN (D.), RIBET-MOHAMED (I.) et LEFEBVRE (M.). – Laser spectroscopy for in situ diagnostics. J. Aerospace Lab, 1, AL01-12 (2009).
- [91] ROY (S.), GORD (J.R.) et PATNAIK (A.K.). – Recent advances in coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy : fundamental developments and applications in reacting flows. Prog. Energy Combust. Sci., 36, p. 280-306 (2010).
- [92] MILLER (J.D.), SLIPCHENKO (M.N.), MEYER (T.R.), STAUFFER (H.U.) et GORD (J.R.). – Hybrid femtosecond/picosecond coherent anti-Stokes Raman scattering for high-speed gas-phase thermometry. Opt. Lett., 35, p. 2430-2432 (2010).
- [93] GISIN (N.), RIBORDY (G.), TITTEL (W.) et ZBINDEN (H.). – Quantum cryptography. Rev. Mod. Phys., 74, p. 145-195 (2002).
- [94] ECKERT (A.K.), RARITY (J.G.), TAPSTER (P.R.) et PALMA (G.M.). – Practical quantum cryptography based on two-photon interferometry. Phys. Rev. Lett., 69, p. 1293-1296 (1992).
- [95] KRAUSZ (F.) et IVANOV (M.). – Attosecond-physics. Rev. Mod. Phys., 81, p. 163-234 (2009).
- [96] ITATANI (J.), LEVESQUE (J.), ZEIDLER (D.), NIKURA (H.), PÉPIN (H.), KIEFFER (J.C.), CORKUM (P.B.) et VILLENEUVE (D.M.). – Tomographic imaging of molecular orbitals. Nature, 432, p. 867-871 (2004).
- [97] GORDON (A.) et KÄRTNER (F.X.). – Scaling of keV HHG photon yield with drive wavelength. Opt. Express, 13, p. 2941-2947 (2005).
- [98] BIEGERT (J.), BATES (P.K.) et CHALUS (O.). – New mid-infrared light sources. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., 18, p. 531-540 (2012).

À lire également dans nos bases

- HIRTH (A.). – Lasers à solides. [AF 3 272] (2001).
- BOULON (G.). – Sources lasers à l'état solide. Fondements. [AF 3 275] (2006).
- BOULON (G.). – Cristaux et optique laser non linéaires. [AF 3 278] (2006).
- BOULON (G.). – Génération d'impulsions lasers ultracourtes jusqu'à la femtoseconde. [AF 3 282] (2006).
- LEDoux (I.). – Optique non linéaire quadratique. [E 1 965] (1997).
- BOULEY (J.-C.). – Lasers à semi-conducteurs. [E 2 660] (2007).
- BRASSART (G.), MEYZONNETTE (J.-L.) et POCHOLLE (J.-P.). – Sources laser. [E 4 020] (1996).
- COJAN (Y.). – Propagation du rayonnement dans l'atmosphère. [E 4 030] (1995).
- MEYZONNETTE (J.-L.). – Conception de systèmes optroniques. [E 4 075] (1998).
- MEYZONNETTE (J.-L.), FOUILLOY (J.-P.) et TRIBUT (H.). – Communication et guidage par transmission laser. [E 4 200] (1997).
- FLAMANT (P.H.). – Lidars atmosphériques et météorologiques – Principes fondamentaux. [E 4 310] (2008).
- FLAMANT (P.H.). – Lidars atmosphériques et météorologiques. Méthodes et applications. [E 4 311] (2009).
- CORNILLAUD (J.). – Lidar de détection de pollution. [E 4 315] (1997).
- HANNA (M.). – Sources laser à fibre et applications. [E 6 450] (2012).
- BALEMBOS (F.). – Lasers accordables. [E 6 480] (2012).
- MAUCHIEN (P.), BERTHOUD (T.), LAZARE (S.) et MOTTAY (E.). – Spectrométries laser en analyse et caractérisation. [P 2 685] Techniques d'analyse (2007).
- DALIBART (M.) et SERVANT (L.). – Spectroscopie dans l'infrarouge. [P 2 845] Techniques d'analyse (2000).
- HUE (J.) et ROCHAS (J.-L.). – Risques laser. [SL 6 150] Sécurité au laboratoire (2008).

Outils logiciels

SNLO : logiciel développé par les Sandia National Laboratories (États-Unis) permettant de calculer diverses interactions en optique non linéaire quadratique (accords de phase, amplification et oscillation paramétriques...). Ce logiciel est distribué par la société AS-Photonics (États-Unis), téléchargeable gratuitement pour les instituts de recherche via le site internet www.as-photonics.com/snlo (page consultée le 25 mai 2015)

SISYFOS : outil de simulation développé par le FFI (Norwegian Defence Research Establishment) permettant de réaliser des modélisations de conversion de fréquence paramétrique optique, laser et propagation de faisceau en milieu non linéaire ou turbulent. L'autorisation d'utiliser l'outil SISYFOS requiert d'établir un accord spécifique avec le FFI.

Annuaire

■ Sociétés commercialisant des sources paramétriques optiques

La liste suivante n'est pas exhaustive, elle donne quelques pistes de fournisseurs de sources paramétriques optiques et de matériaux non linéaires optiques.

■ Sources paramétriques optiques

- APE
<http://www.ape-berlin.de/en>
- CILAS
<http://www.cilas.com/>
- Coherent
<http://www.coherent.fr/>
- Continuum
<http://www.continuumlasers.com/>
- Ekspla
<http://www.ekspla.com/>
- GWU
<http://www.opos.gwu-group.com/>
- Qioptiq
<http://www.qioptiq.com/>
- Quantel
<http://www.quantel.fr/fr/>
- Light conversion
<http://www.lightcon.com/>
- Lockheed Martin Aculight
<http://www.lockheedmartin.com/us/products/laser-sensor-systems.html>
- Spectra-Physics
<http://www.spectra-physics.com/>
- Thales
<https://www.thalesgroup.com/fr>

■ Matériaux non linéaires

- Ascut
<http://www.ascut-bridge.de/>
- Castech
<http://www.castech.com>
- Covesion
<http://www.covesion.com/>
- Cristal laser
<http://www.cristal-laser.com/en/crystal-growth.html>
- Deltronics
<http://deltroniccrystalindustries.com>
- Eksma Optics
<http://eksmaoptics.com/>
- Gooch and Housego
<http://goochandhousego.com/product-categories/crystal-optics/>
- HC Photonics
<http://www.hcphotonics.com/>
- Inrad Optics
<http://www.inradoptics.com/>
- Molecular Technology
<http://www.mt-berlin.com/>
- Oxide
<http://www.opt-oxide.com/en>
- Raicol
<http://raicol.com/>

■ Laboratoires de recherche en France

La liste suivante présente un panorama de laboratoires de recherche français impliqués dans le développement de sources paramétriques optiques avec leurs principaux champs d'expertise. Cette liste n'est pas exhaustive et les thématiques de recherche des laboratoires évoluent ; il en est de même pour les champs d'expertise mentionnés.

- **Centre lasers intenses et applications** (développement et mise en œuvre de chaînes d'amplification paramétrique pour la production d'impulsions ultrabrèves ultra-intenses)
<http://www.celia.u-bordeaux1.fr/>
- **CEA** (développement et réalisation sources lasers haute énergie ultra-intense et étages de conversion de fréquences associés, en particulier pour le Laser Mégajoule)
<http://www cea.fr/>
- **Institut FEMTO-ST** (sources paramétriques pour l'imagerie non linéaire et quantique)
<http://www.femto-st.fr/>
- **Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis** (développements de sources paramétriques et de dispositifs utilisant des sources paramétri-

ques, notamment pour les applications de contre-mesures optroniques)
<http://www.isl.eu>

- **Institut Néel** (développement de matériaux non linéaires, de dispositifs de caractérisation des matériaux non linéaires, de sources paramétriques optiques et de sources non linéaires de génération d'états quantiques de la lumière)
<http://neel.cnrs.fr/>
- **Laboratoire Aimé Cotton** (développement de sources paramétriques, en particulier pour la génération de rayonnement continu de grande cohérence)
<http://www.lac.u-psud.fr/>
- **Laboratoire Charles Fabry** (développement de sources paramétriques optiques, notamment pour la production d'impulsions ultrabrèves)
<https://www.lcf.institutoptique.fr/>
- **Laboratoire commun de métrologie LNE-Cnam** (développement de sources paramétriques, en particulier pour la génération de rayonnement continu infrarouge pour les applications de spectrométrie)
<http://inm.cnam.fr/>
- **Laboratoire Kastler Brossel** (développement de sources paramétriques optiques et mise en œuvre celles-ci pour de l'optique quantique, notamment pour la réalisation de mesures ultra-précises et le traitement quantique de l'information)
<http://www.lkb.ens.fr/>
- **Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne** (nouvelles fonctionnalités pour l'optique et les nouveaux matériaux, à destination d'applications dans l'industrie, la médecine et les télécommunications)
<http://icb.u-bourgogne.fr/>
- **Laboratoire matériaux et phénomènes quantiques** (développement de sources paramétriques en optique guidée et application, notamment au traitement quantique de l'information, aux télécommunications et à la spectroscopie)
<http://www.mpq.univ-paris-diderot.fr/>
- **Laboratoire d'optique appliquée** (développement et mise en œuvre de chaînes d'amplification paramétrique pour la production d'impulsions ultrabrèves ultra-intenses)
<http://loa.ensta-paristech.fr/>
- **Laboratoire de physico-chimie de l'atmosphère** (développement de sources DFG et application à la spectroscopie)
<http://lpca.univ-littoral.fr/>
- **Laboratoire de physique de la matière condensée** (développement de sources paramétriques en optique guidée pour les applications d'optique non linéaire et le traitement quantique de l'information)
<http://lpmc.unice.fr/>
- **Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses** (développement et mise en œuvre de chaînes d'amplification paramétrique pour la production d'impulsions ultrabrèves ultra-intenses)
<http://www.luli.polytechnique.fr/>
- **Onera** (développement de sources paramétriques optiques, de matériaux non linéaires optiques et d'instruments et dispositifs utilisant des sources paramétriques optiques, notamment pour les applications d'analyse de gaz, de diagnostics optiques et les applications militaires)
<http://www.onera.fr>

■ Laboratoires de recherche à l'étranger

Compte tenu du nombre très important de laboratoires de recherche internationaux impliqués dans le développement de sources paramétriques optiques, la liste suivante est très incomplète et ne présente que quelques-uns des acteurs les plus importants.

- **DLR, Allemagne** (sources paramétriques pour systèmes lidar dédiés à la détection de gaz)
<http://www.dlr.de/dlr/en/>
- **ETH Zürich, Suisse** (chaînes OPA et OPCA à impulsions ultrabrèves)
<https://www.ethz.ch/en.html>
- **FOI Swedish Defence Research Agency, Suède** (sources paramétriques de forte puissance moyenne et/ou de forte énergie, application à la détection à distance de gaz toxiques et d'agents biologiques)
<http://www.foi.se/en/>
- **FFI Norwegian defence research establishment, Norvège** (sources paramétriques de forte puissance moyenne et/ou de forte énergie, développement de codes de calculs des sources paramétriques optiques)
<http://www.ffi.no/en/>
- **Heriot-Watt University, Royaume-Uni** (développement de sources paramétriques optiques avec un intérêt actuel pour la génération de peignes de fréquences)
<http://www.hw.ac.uk/>
- **ICFO, Espagne** (développement de sources paramétriques optiques, en particulier en régime continu et pour la production d'impulsions brèves)
<http://www.icfo.eu/>
- **Institute for molecular science, Japon** (développement de matériaux non linéaires à quasi-accord de phase et de sources paramétriques optiques)
<https://www.ims.ac.jp/en/>

- **Institut national d'optique**, Canada (systèmes lidar de détection de gaz basés sur des sources paramétriques)
<http://www.ino.ca/fr/>
- **KTH Royal Institute of Technology**, Suède (développement de matériaux non linéaires à quasi-accord de phase et de sources paramétriques optiques)
<https://www.kth.se/en>
- **Lawrence Livermore National Laboratory**, États-Unis (chaînes OPA et OPCPA à impulsions ultra-intenses, National Ignition Facility)
<http://www.llnl.gov/>
- **Lund University**, Suède (sources paramétriques pour la spectrométrie moléculaire et la détection à distance, chaînes OPA et OPCPA à impulsions ultrabrèves, génération d'harmoniques d'ordre élevé)
<http://www.lunduniversity.lu.se/>
- **Massachusetts Institute of Technology**, États-Unis (chaînes OPA et OPCPA à impulsions ultrabrèves)
<http://web.mit.edu/>
- **Max Born Institute**, Allemagne (développement de sources paramétriques optiques infrarouges à base de nouveaux matériaux non oxydes)
https://www.mbi-berlin.de/index_en.html
- **Max Planck institute for the science of light**, Allemagne (sources paramétriques à base de microrésonateurs et applications à l'optique classique et quantique)
<http://www.mpl.mpg.de/en/leuchs/>
- **NASA**, États-Unis (sources paramétriques pour systèmes lidar dédiés à la détection de gaz)
<http://www.nasa.gov/>
- **National central university**, Taïwan (développement de matériaux non linéaires à quasi-accord de phase et de sources paramétriques optiques)
<http://www.dop.ncu.edu.tw/en>
- **National institute of standards and technology**, États-Unis (source paramétrique optique pour l'analyse de gaz et l'optique quantique)
<http://www.nist.gov/>
- **Optoelectronics Research Centre**, Royaume-Uni (OPO à impulsions brèves et applications)
<http://www.orc.soton.ac.uk/>
- **Radboud University**, Pays-Bas (sources paramétriques continues et à peignes de fréquences pour les applications d'analyse de gaz)
<http://www.ru.nl/english/>
- **Sandia National Laboratories**, États-Unis (développement de sources paramétriques, de dispositifs de détection de gaz et d'outils de modélisation des sources paramétriques)
<http://www.sandia.gov/>
- **Stanford University**, États-Unis (large spectre d'activité de recherches allant du développement de matériaux, réalisation de sources paramétriques et utilisation pour le traitement optique de l'information et l'analyse de gaz)
<https://www.stanford.edu/>
- **Technische Universität Wien**, Autriche (développement et mise en œuvre de chaînes d'amplification paramétrique pour la production d'impulsions ultrabrèves ultra-intenses)
<http://www.tuwien.ac.at/en/>

Événements

Photonics West : tous les ans sur la côte Ouest des États-Unis
<http://spie.org/photonics-west.xml>

CLEO : tous les ans aux États-Unis
<http://www.cleoconference.org/home/>

CLEO Europe : tous les deux ans à Munich (Allemagne)
<http://www.cleoeurope.org/>

Optique : organisé tous les quatre ans par la Société Française d'Optique
<http://www.sfoptique.org>

JNCO : formation organisée tous les deux ans par le réseau CMDO+
<http://cmdo.cnrs.fr/>

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre**, **leurs compléments et mises à jour**, et bénéficiez des **services inclus**.



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- + de 350 000 utilisateurs
- + de 10 000 articles de référence
- + de 80 offres
- 15 domaines d'expertise

- | | |
|---|---|
| <input type="radio"/> Automatique - Robotique | <input type="radio"/> Innovation |
| <input type="radio"/> Biomédical - Pharma | <input type="radio"/> Matériaux |
| <input type="radio"/> Construction et travaux publics | <input type="radio"/> Mécanique |
| <input type="radio"/> Électronique - Photonique | <input type="radio"/> Mesures - Analyses |
| <input type="radio"/> Énergies | <input type="radio"/> Procédés chimie - Bio - Agro |
| <input type="radio"/> Environnement - Sécurité | <input type="radio"/> Sciences fondamentales |
| <input type="radio"/> Génie industriel | <input type="radio"/> Technologies de l'information |
| <input type="radio"/> Ingénierie des transports | |

**Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité**

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com