



Différentes contributions aux lasers, à l'optique non linéaire, et à l'optique instrumentale

Thierry Lépine

► **To cite this version:**

Thierry Lépine. Différentes contributions aux lasers, à l'optique non linéaire, et à l'optique instrumentale. Physique [physics]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2005. <tel-00353847>

HAL Id: tel-00353847

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00353847>

Submitted on 16 Jan 2009

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

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

Université Jean Monnet



Pôle de l'Institut d'Optique à Saint Etienne



**Mémoire pour l'obtention du diplôme
d'habilitation à diriger des recherches**

par

Thierry Lépine

**« *Différentes contributions aux lasers, à l'optique
non linéaire, et à l'optique instrumentale* »**

soutenue le 21 novembre 2005

devant le jury constitué de :

Gérald Brun – UJM/LTSI - Rapporteur

Joël Fontaine – INSA de Strasbourg - Rapporteur

Yves Rabbia – Observatoire de la Cote d'Azur - Rapporteur

Alain Brun – Institut d'Optique

Pierre Laporte – UJM/LTSI

Plan

Introduction :	3
Partie A : Sources laser et optique non linéaire	4
I - Sources femtosecondes accordables : Amplification Paramétrique Optique (APO) femtoseconde.....	4
II - Sources nanosecondes accordables : Oscillation Paramétrique Optique (OPO) nanoseconde	7
1 - Cavité plan-plan	7
2 - Cavité quasi-concentrique.....	7
3 - Cavité « courte »	10
4 - OPO intra-cavité	11
5 - Affinement spectral.....	11
6 - Simulations numériques.....	14
Partie B : Applications des sources développées au laboratoire	15
I - Phénomènes non linéaires ultrarapides dans les semi-conducteurs.....	15
II - Imagerie proche infrarouge dans les milieux diffusants	17
1 - Sélection temporelle par porte ultrarapide amplificatrice.....	17
2 - Sélection temporelle par tomographie optique cohérente.....	20
Partie C : Imagerie haute résolution et haute dynamique	24
I – Contexte général de ce travail.....	24
1 - Introduction.....	24
2 - Problèmes à résoudre	24
3 - La coronographie interférentielle.....	25
4 - Contraintes optiques associées.....	26
5 - Les déphaseurs achromatiques.....	27
II – Travail effectué jusqu’à présent	30
1 – Coronographie interférentielle monochromatique à $\lambda = 10 \mu\text{m}$	30
2 – Coronographie interférentielle polychromatique dans la bande (2 - 4 μm).....	33
3 – Coronographie interférentielle polychromatique dans la bande (6 - 18 μm).....	37
III – Prospective	45
REMERCIEMENTS	48
LISTE DES TRAVAUX ET PUBLICATIONS	49
Curriculum Vitae	57
ACTIVITÉS D’ENSEIGNEMENT	58
LISTE DES MÉMOIRES ET DIPLÔMES DIRIGÉS	62
COPIES D’UNE SÉLECTION D’ARTICLES	66

Introduction :

J'ai soutenu ma *thèse* en **1991**, au sein du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique (groupe dirigé par le professeur Alain Brun). Le sujet était : "*Étude et réalisation de lasers solides à modes couplés (YAG dopé néodyme et saphir dopé titane), compression d'impulsions*". Au cours de ces travaux, j'ai travaillé sur la conception et le développement de nouvelles sources laser à impulsions très brèves (picosecondes et femtosecondes). En particulier, à cette époque, l'apparition du laser à saphir dopé titane femtoseconde est apparue très novatrice pour tous les laboratoires concernés. Il s'agissait de la première thèse soutenue en France sur ce sujet.

En **1991 et 1992**, j'ai travaillé (en CDI) à Thales Optronics (Guyancourt), au sein de la direction scientifique. Je me suis intéressé aux développements des radars laser, ainsi qu'aux nouvelles sources « laser » basées sur les effets paramétriques.

En **octobre 1992**, j'ai été recruté comme maître de conférences au sein de l'École Supérieure d'Optique. J'ai tout naturellement poursuivi le *développement* de nos sources laser et leurs *adaptations* aux besoins de nos recherches menées dans le cadre de l'étude des propriétés optiques non linéaires de différentes classes de matériaux. Avec l'équipe, nous nous sommes donc attachés à améliorer leurs performances, notamment en leur apportant une plus grande fiabilité pour qu'elles deviennent réellement des outils pour nos expériences.

Les *nouveaux besoins en longueurs d'onde* qui ne pouvaient pas être issues directement d'un laser m'ont conduit à m'intéresser aux effets non linéaires, et plus particulièrement au mélange à trois ondes (amplification et oscillation paramétrique), en régime femtoseconde puis nanoseconde.

Ces nouvelles sources ont conduit à des *applications originales*. En particulier, l'étude de l'amplification paramétrique en régime femtoseconde a débouché sur la possibilité de voir à travers les milieux diffusants. Nous avons aussi utilisé ces sources pour étudier la dynamique femtoseconde de films minces de VO₂.

En **1999-2000**, j'ai eu l'opportunité de rejoindre en tant « qu'opticien expert » un groupe de travail consacré à la mission spatiale Darwin (*coronographie interférentielle*). Ce groupe ne comprenait pas d'opticien instrumentiste, et les compétences que j'avais acquises à travers mes enseignements se sont révélées de plus en plus utiles. J'ai donc progressivement abandonné ma première activité « lasers, optique non linéaire et applications », pour m'investir de plus en plus dans l'équipe « exoplanètes » dirigée par Alain Léger, à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) d'Orsay.

En **septembre 2003**, j'ai quitté Orsay, pour venir travailler à plein temps au sein de la nouvelle antenne de l'Institut d'Optique, à Saint Étienne. Cette mobilité m'a conduit à modifier totalement mon service d'enseignement et, étant le seul permanent sur place, j'ai endossé de plus en plus de responsabilités administratives. J'ai néanmoins poursuivi ma collaboration avec IAS, et commencé mon intégration au sein du laboratoire TSI (Traitement du signal et Instrumentation, UMR 5516). Je dispose depuis début 2005 de fonds en provenance de la DRRT, qui m'aideront à démarrer une activité expérimentale d'ici à la fin 2005, sur une thématique liée à l'*imagerie haute résolution et haute dynamique*. En particulier, une nouvelle collaboration avec l'Observatoire de la Côte d'Azur est sur le point de démarrer.

Cette synthèse des travaux auxquels j'ai participé comprend trois parties : une première sur les sources laser et l'optique non linéaire, une deuxième sur les applications des sources développées au laboratoire et enfin la dernière sur l'imagerie haute résolution et haute dynamique.

Partie A : Sources laser et optique non linéaire

À l'époque (92-94), la qualité des cristaux non linéaires avait beaucoup progressé et il était envisageable d'utiliser les effets paramétriques optiques pour étendre en longueur d'onde les performances des sources laser. Nous avons donc étudié des *amplificateurs paramétriques optiques femtosecondes* dans le visible et des *oscillateurs paramétriques optiques* haute cadence dans l'infrarouge (l'effet paramétrique ou mélange trois ondes est le processus par lequel trois ondes (la pompe, le signal et le complémentaire ou idler) interagissent en échangeant de l'énergie. Cette interaction est en général réalisée dans un cristal biréfringent. Dans le cas de l'amplification paramétrique, le cristal est utilisé seul et l'onde signal peut être amplifiée par l'onde de pompe. Dans le cas de l'oscillation paramétrique, le cristal est placé dans une cavité où les ondes signal et (ou) complémentaire vont osciller.

I - Sources femtosecondes accordables : Amplification Paramétrique Optique (APO) femtoseconde

Dans le but de poursuivre le développement des sources femtosecondes, nous avons décidé de construire une nouvelle source **à l'état solide et accordable en longueur d'onde** dans le visible. À l'époque, de telles sources commençaient à apparaître dans l'infrarouge, mais l'accordabilité dans le visible n'avait jamais été démontrée.

Nous disposons de notre chaîne laser à saphir dopé au titane femtoseconde (oscillateur + amplificateur régénératif). Cette source produisait des impulsions de 2 mJ à 780 nm (ω) avec une durée de 100 fs et une cadence de 20 Hz.

Le montage est décrit sur la figure 1.

Le 1^{er} cristal de BBO (Béta Barium Borate ou β -BaB₂O₄) servait à doubler en fréquence notre chaîne laser amplifié. Le faisceau bleu à 390 nm ($2 \times \omega$) était dirigé via les miroir M₁ et M₇ vers le générateur pour lequel il servait de pompe. Le reliquat d'infrarouge non doublé était renvoyé via M₂ dans le cristal doubleur. Le second faisceau bleu obtenu était dirigé via M₃ et M₈ vers l'amplificateur pour lequel il servait de pompe. Les énergies des impulsions bleues étaient voisines de 300 μ J pour les 2 faisceaux.

Après avoir traversé le 2^{ème} cristal de BBO (étage générateur), l'onde de pompe créait une onde signal, dont la longueur d'onde était comprise entre 390 et 780 nm (il se créait aussi une onde complémentaire, mais sans intérêt pour nous). Ces 2 ondes pompe et signal étaient séparées grâce au miroir dichroïque M₄ et réinjectées dans le cristal de BBO via M₅ et M₆. Ainsi, l'onde signal subissait une première amplification.

Puis ce faisceau signal pré-amplifié était dirigé vers l'étage amplificateur où il interagissait avec le second faisceau de pompe afin de subir une nouvelle amplification.

Plusieurs effets parasites durent être pris en compte pour optimiser le gain d'amplification global du dispositif :

- la *dispersion de vitesse de groupe* des impulsions pompe dans les cristaux de BBO était très importante et conduisait à un fort élargissement temporel des impulsions et donc à une forte décroissance des effets non linéaires. La solution était de précompenser cette dispersion en ajoutant de la dispersion négative aux impulsions à 780 nm, en ajustant la séparation des réseaux du compresseur situé à la sortie de la chaîne laser.

- L'écart de vitesse de groupe entre les impulsions de pompe (390 nm) et les impulsions signal (longueur d'onde visible) conduisait à un décalage temporel important entre la pompe et le signal (par exemple environ 150 fs pour 1 mm de BBO traversé, pour un signal à 600 nm). La solution consistait à recaler temporellement les impulsions, grâce à des miroirs montés sur des platines de translations (M_5 pour le générateur et M_2 pour l'amplificateur).
- Le « walk-off » entre les impulsions de pompe (390 nm) et les impulsions signal (longueur d'onde visible) conduisait à un décalage spatial important entre la pompe et le signal (par exemple environ $5,5^\circ$ pour un signal à 600 nm). La solution consistait à recaler spatialement les faisceaux, grâce à des miroirs (M_6 pour le générateur et M_8 pour l'amplificateur).

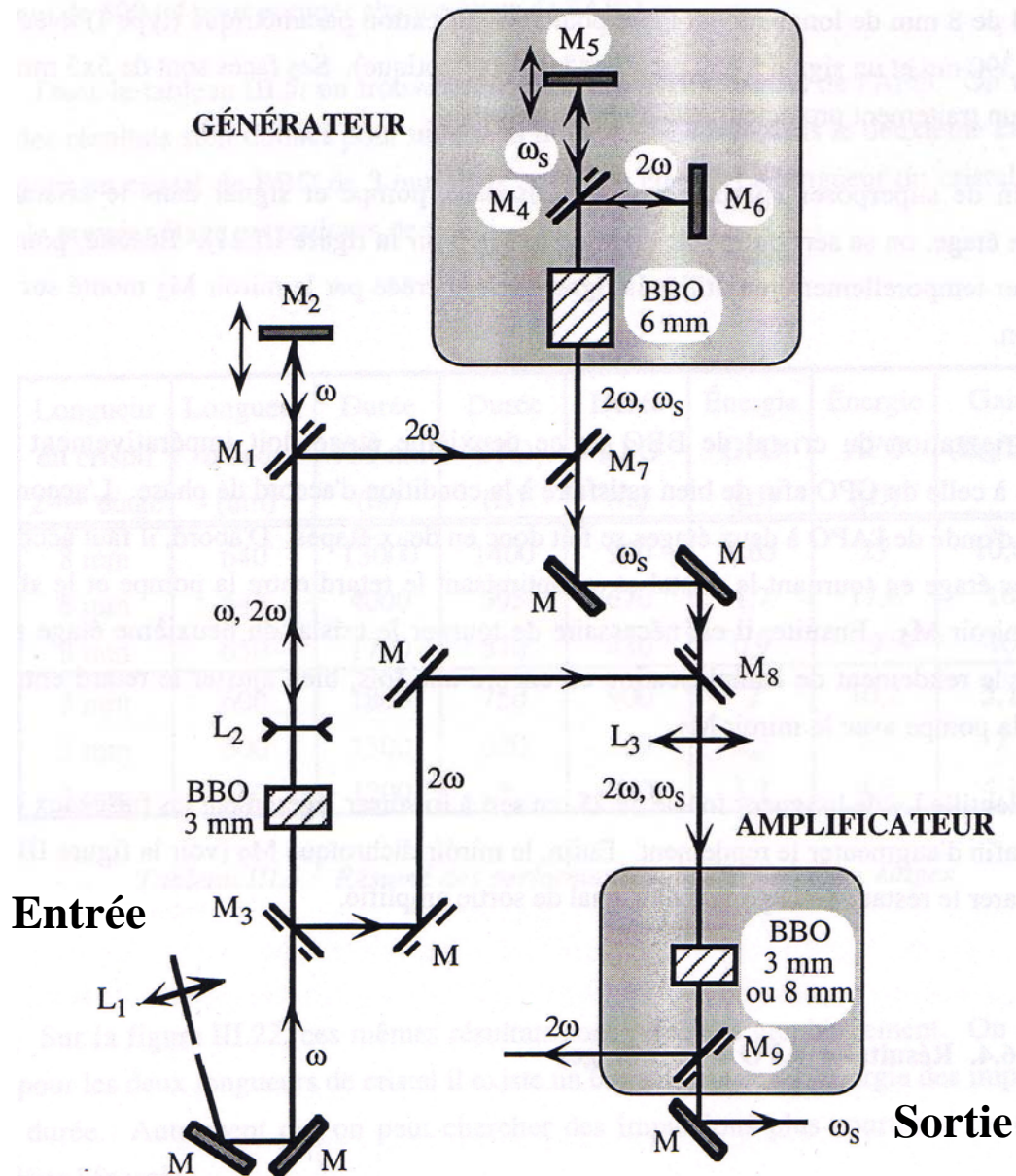


Figure 1 : Schéma complet du générateur - amplificateur paramétrique optique à 2 étages.

L'accordabilité en longueur d'onde était conforme à la théorie, comme le montre la figure 2.

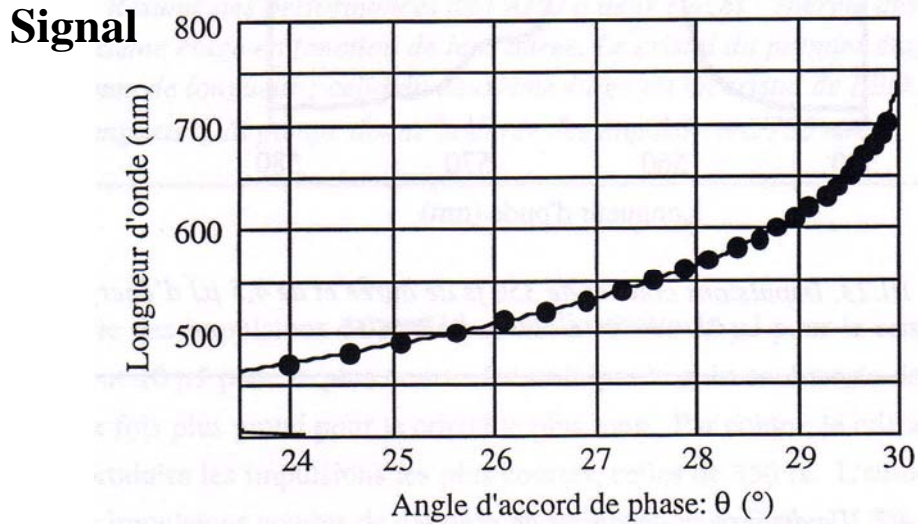


Figure 2 : Courbe d'accordabilité de notre système (accord de phase de type I, pompe à 390 nm) : en train continu, la courbe théorique.

Ce système a permis la production d'impulsions de quelques μJ , accordables entre 470 et 700 nm, avec une durée subpicoseconde et une cadence de 20 Hz. La figure 3 présente un résultat typique, concernant l'autocorrélation et le spectre de ces impulsions.

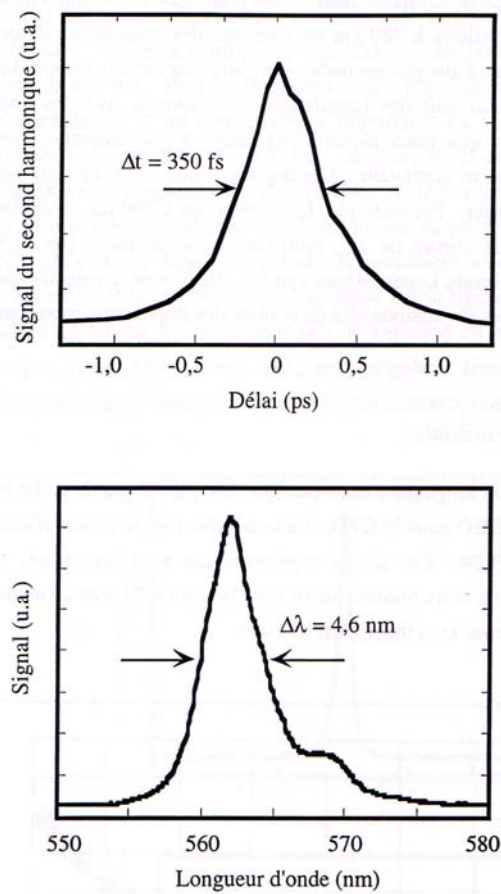


Figure 3 : Fonction d'autocorrélation (en haut) et spectre (en bas) des impulsions produites. Leur largeur à mi-hauteur était voisine de 300 fs, et leur énergie d'environ $4,5 \mu\text{J}$.

Les profils spatiaux de ces impulsions étaient très faiblement multimodes. Les fluctuations en énergie mesurées sur près d'une heure étaient de l'ordre de +/- 10 % rms.

Thèse co-encadrée :

Jennifer Watson, soutenue le 24 novembre 1994,

« *Amplification paramétrique en régime femtoseconde. Application au développement de sources femtosecondes accordables dans le visible et à l'imagerie en milieu diffusant* ».

Production scientifique : C2, C3, C4, C5, C7, C'1, C'2, C'3, C'4, C'6, C'7, C'8, C'9.

II - Sources nanosecondes accordables : Oscillation Paramétrique Optique (OPO) nanoseconde

Dès le début des années 90, l'optronique prenait de plus en plus d'importance pour les militaires (cf. la guerre du golf en 1991) et le ministère de la défense (DGA/ex DRET) s'intéressait aux nouvelles sources infrarouges dites « eyes-safe » (ie $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$).

L'optique non linéaire était un moyen très efficace pour obtenir des sources largement accordables, surtout dans l'infrarouge où les milieux laser étaient rares et peu performants.

Nous avons donc étudié un oscillateur paramétrique optique basé sur un cristal de KTP pompé à $1,064 \mu\text{m}$ par un laser Nd:YAG nanoseconde déclenché fonctionnant à haute cadence (1 kHz), avec des impulsions dont la largeur à mi-hauteur était voisine de 100 ns.

Plusieurs cavités ont été testées : extracavité plan-plan, concentrique, cavité courte, intracavité (ie. la cavité de l'OPO est dans celle du laser de pompe). Pour chacune, nous avons caractérisé pour le signal et le complémentaire : les énergies et les durées des impulsions, leur largeur spectrale, leur stabilité, ainsi que les profils spatiaux.

Malgré l'accordabilité réduite, nous avons choisi d'utiliser le cristal de KTP (KTiOPO_4) en configuration d'accord de phase non critique selon l'axe principal x (type II avec $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), afin de bénéficier d'un coefficient non linéaire effectif maximal et d'angles de double réfraction (walk-off) tous nuls. Ainsi, nous pouvions utiliser des cristaux de grandes dimensions (longueur de 20 mm), dans lesquels les ondes pouvaient interagir sur toute la longueur avec une efficacité maximale. Dans ces conditions, le signal (resp le complémentaire) avait une longueur d'onde de $1,57 \mu\text{m}$ (resp $3,29 \mu\text{m}$).

1 - Cavité plan-plan

Les cavités de type plan-plan ont été étudiées, puis rapidement abandonnées, car instables et difficiles à régler.

2 - Cavité quasi-concentrique

Nous nous sommes alors orientés vers un concept de cavité stable, avec un miroir de sortie permettant de recycler le faisceau de pompe en le focalisant en sens inverse avec une taille identique à celle du faisceau incident au niveau du cristal. D'autre part, la taille du mode transverse fondamental de la cavité à la longueur d'onde du signal devait être proche de celle du faisceau de pompe au niveau du cristal. Enfin, le faisceau signal, mode transverse de la cavité, devait rester suffisamment collimaté sur toute la longueur du cristal, tout comme le

faisceau de pompe, afin que l'accord de phase colinéaire ait lieu sur toute la longueur du cristal. La cavité à laquelle nous avons abouti est représentée sur la figure 4.

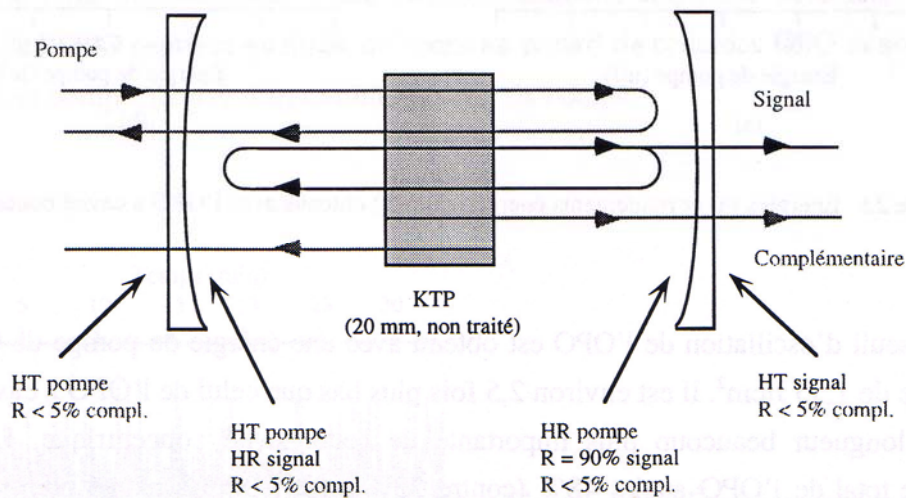


Figure 4 : Cavité OPO quasi-concentrique. Les miroirs plan-concave ont un rayon de courbure de 150 mm. La longueur géométrique de la cavité est de 29,5 cm. HT = Haute Transmission, HR = Haute Réfexion, R = coefficient de réflexion.

Les énergies signal et complémentaire de cette cavité ont été mesurées pour différentes valeurs de l'énergie des impulsions de pompe. Le résultat est représenté sur la figure 5.

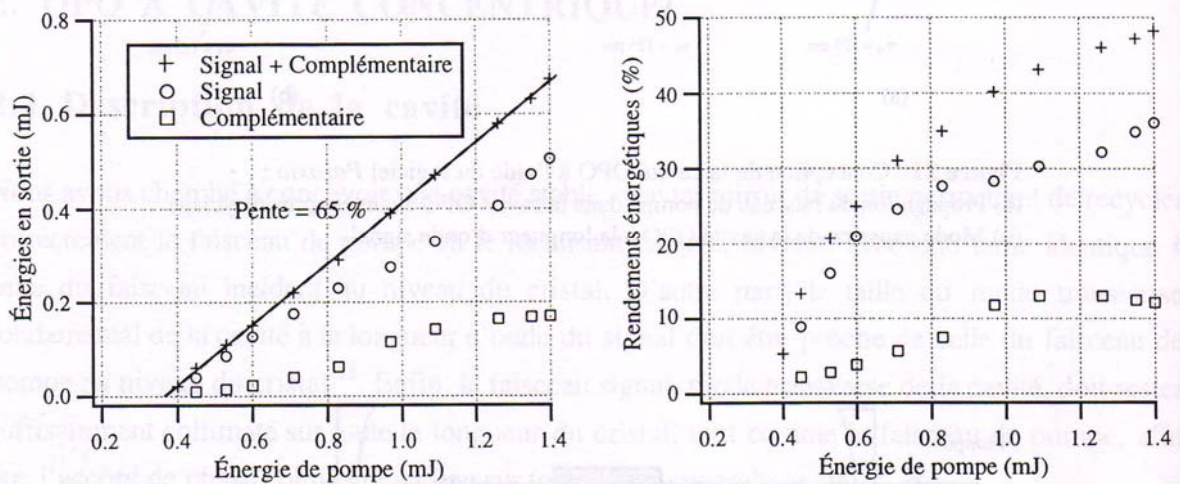


Figure 5 : Énergies (à gauche) et rendements (à droite) obtenus avec l'OPO à cavité quasi-concentrique.

Par exemple, pour une énergie de pompe de 1,4 mJ (3,5 fois le seuil), cet OPO produisait un signal à 1,57 μm , avec une énergie d'environ 0,5 mJ, et un complémentaire à 3,3 μm avec une énergie d'environ 0,2 mJ.

Nous avons aussi caractérisé les profils temporels des impulsions signal (cf. figure 6), ainsi que leur spectre.

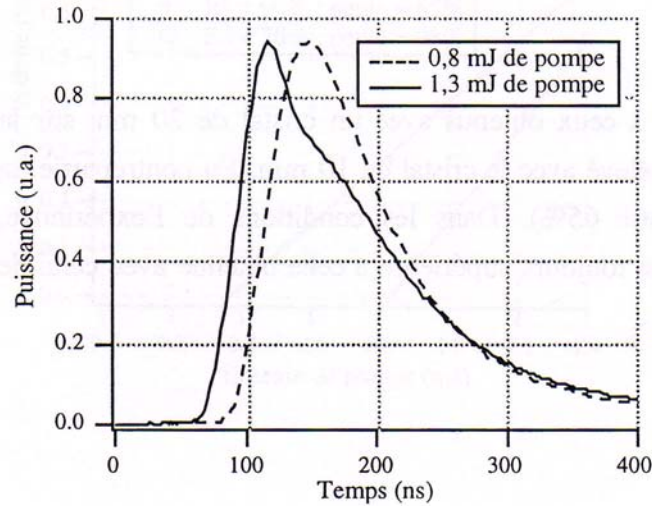


Figure 6 : Profils temporels intégrés spatialement des impulsions signal, pour 2 niveaux de pompe différents.

Les profils spatiaux du faisceau signal étaient très faiblement multimodes ($M^2 < 1,4$) (cf. figure 7).

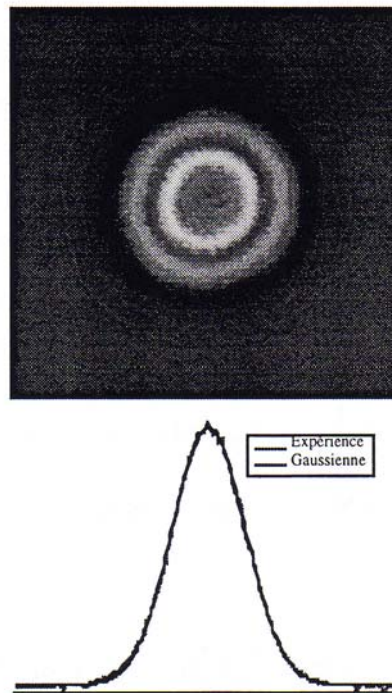


Figure 7 : Profil spatial du faisceau signal enregistré 20 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO.

Les fluctuations en énergie signal mesurées sur près d'une demi-heure étaient de l'ordre de +/- 15 % crête à crête.

3 - Cavité « courte »

Dans le but d'abaisser le seuil de l'OPO et aussi d'augmenter son gain, nous avons été amenés à concevoir une cavité plus courte. Par ailleurs, nous souhaitions faire varier indépendamment la taille du mode (signal) de la cavité et celle du faisceau de pompe recyclé. Ceci nous a conduit à une cavité dans laquelle le faisceau de pompe n'est plus recyclé par le miroir de sortie (cf. figure 8).

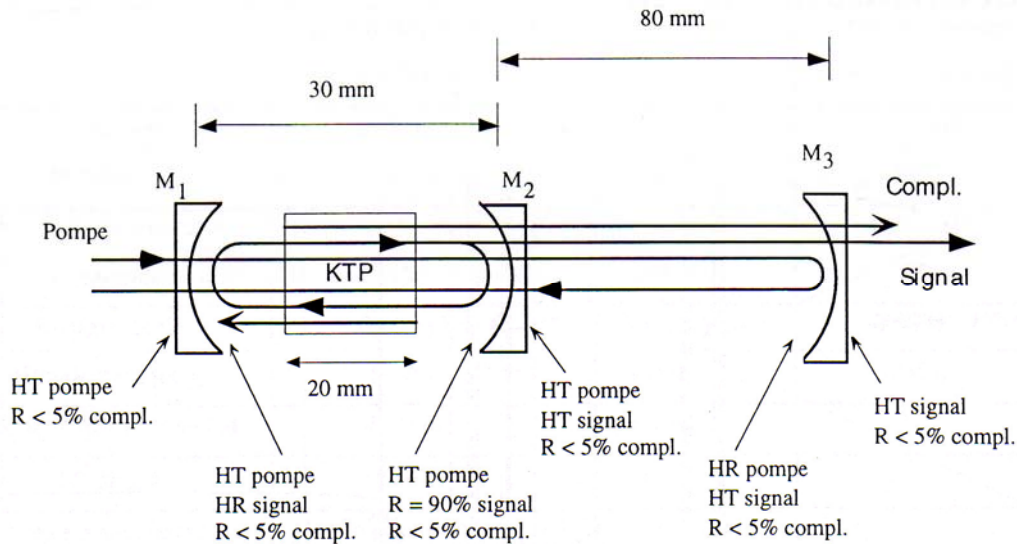


Figure 8 : Cavité OPO « courte », avec recyclage indépendant de la pompe sur M_3 .

Cette cavité « courte » (30 mm de long) nous a permis de réduire de manière importante le seuil d'oscillation ($0,73 \text{ J/cm}^2$ contre $1,55 \text{ J/cm}^2$ pour la cavité quasi-concentrique).

Comparaison des cavités externes

Le tableau 1 résume les principales caractéristiques des 3 cavités envisagées, avec le même cristal et le même coefficient de réflexion du miroir de sortie (ie. 90 %) pour le signal.

Cavité	Plan-plan	Concentrique	« Courte »
Seuil (J/cm^2)	4,33	1,55	0,73
Energie signal max (mJ)	0,35	0,51	0,37
Energie complémentaire max (mJ)	0,11	0,17	0,11
Remarques	Instable Seuil haut Mauvaise qualité de faisceau	Stable Seuil bas Très bonne qualité de faisceau Rendements élevés	Très stable Seuil très bas Très bonne qualité de faisceau Rendements assez élevés

Tableau 1 : Comparaison des 3 cavités OPO étudiées, avec le même cristal et le même coefficient de réflexion du miroir de sortie (ie. 90 %) pour le signal.

4 - OPO intra-cavité

L'intérêt de placer l'OPO dans la cavité du laser de pompe était de bénéficier d'une intensité de pompe beaucoup plus grande que celle disponible à la sortie du laser.

La dynamique de l'OPO intracavité était toutefois très différente de celle de l'OPO extracavité, car les fonctionnements de l'OPO et du laser de pompe étaient dans ces conditions très dépendants.

Le dispositif réalisé, très compact, est représenté sur la figure 9.

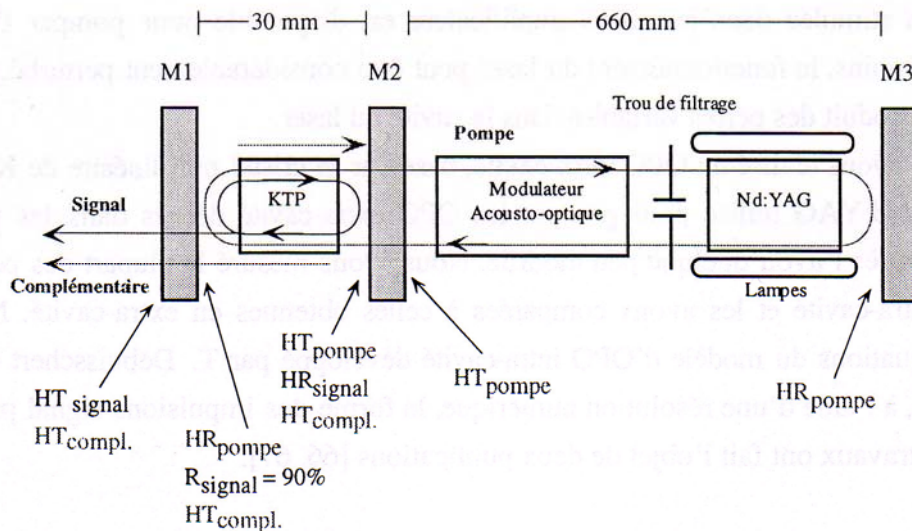


Figure 9 : Dispositif expérimental de l'OPO intracavité.

HT = Haute Transmission, HR = Haute Réflexion, R = coefficient de réflexion.

Cette nouvelle source a été comme les précédentes complètement caractérisée (énergies, profils temporels, profils spatiaux).

En particulier, l'énergie maximale produite par cet OPO était voisine de 0,5 mJ (0,35 mJ pour le signal + 0,15 mJ pour le complémentaire). Ces valeurs étaient un peu plus faibles que celles obtenues pour les OPO à cavités concentriques et à cavité courte. Mais les impulsions produites étant environ 4 fois plus courtes pour l'OPO intracavité par rapport aux OPOs extracavités, leur puissance crête étaient donc plus grandes.

5 - Affinement spectral

Nous avons aussi travaillé sur l'affinement spectral des OPOs, dans le but de les rendre (quasi)-monomode longitudinal.

À l'époque, les techniques classiques d'affinement spectral de sources (surtout laser) étaient bien connues : prisme ou réseau ou étalon intracavités, injection par une source monomode longitudinale. Une nouvelle méthode d'affinement commençait à apparaître avec les lasers : l'insertion d'un cristal photoréfractif intracavité. Nous avons été les premiers à insérer un tel cristal (BaTiO_3) dans un OPO (un brevet a été pris ultérieurement).

Le principe de cette méthode est illustré dans la figure 10.

L'onde stationnaire présente dans la cavité créait un réseau de Bragg dans le cristal photoréfractif. Par ailleurs, l'espace d'air (de longueur d) entre le cristal photoréfractif et le miroir de sortie (coefficient de réflexion R) agissait comme un interféromètre de Fabry-Pérot.

Le réseau de Bragg et l'interféromètre de Fabry-Pérot conjuguèrent leurs effets et l'ensemble se comportait alors comme un miroir dont le coefficient effectif de réflexion est tracé sur la figure 11.

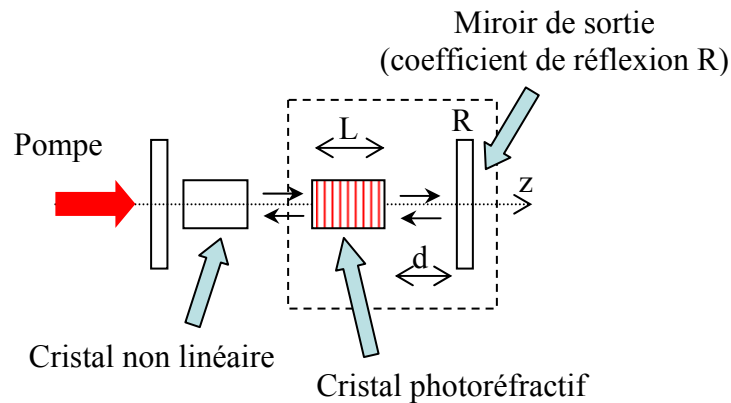


Figure 10 : Principe de la sélection modale basée sur l'utilisation d'un cristal photoréfractif.

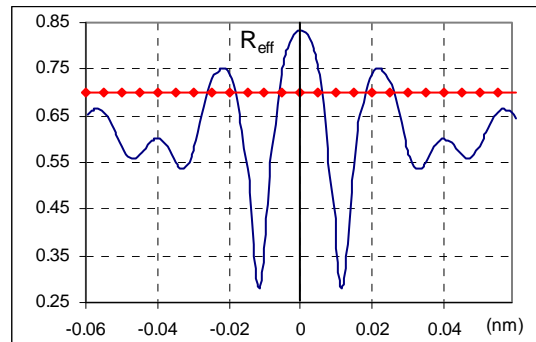


Figure 11 : Coefficient effectif de réflexion de l'ensemble « réseau de Bragg – interféromètre de Fabry-Pérot ».

Les points rouges sont associés aux modes signal de la cavité.

Le zéro en abscisse correspond au mode signal qui a écrit le réseau de Bragg. La graduation en abscisse donne l'écart en longueur d'onde d'un mode quelconque par rapport à ce mode central.

Seuls les quelques modes pour lesquels le coefficient effectif de réflexion est proche du maximum subsistent. Les autres sont éliminés.

Dans un premier temps et afin de se familiariser avec ce nouveau concept, nous avons décidé de travailler sur l'affinement spectral d'un laser impulsifiel Ti :saphir (émission vers 800 nm). Puis, nous sommes passés à l'OPO. Pour conserver une longueur d'onde d'émission proche de 800 nm, l'OPO devait être pompé à une longueur d'onde inférieure.

Nous avons donc décidé de construire un OPO basé sur un cristal de KTP, pompé par un laser YAG déclenché à 10 Hz et doublé en fréquence, à 532 nm. L'accord de phase était de type II ($\theta = 56^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). Dans ces conditions, le signal (resp le complémentaire) avait une longueur d'onde de 800 nm (resp 1588 nm). La cavité est schématisée sur la figure 12.

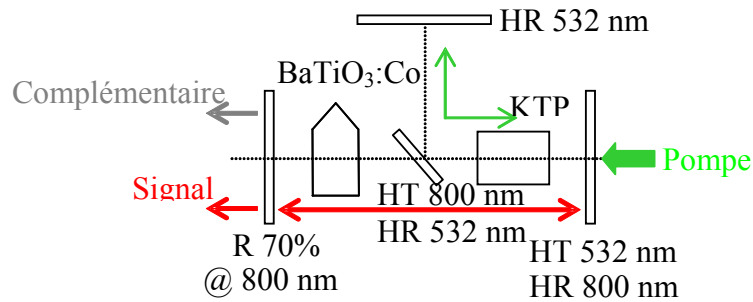


Figure 12 : OPO avec son cristal photoréfractif de $BaTiO_3$ (dopé au cobalt) intracavité. HT = Haute Transmission, HR = Haute Réfexion, R = coefficient de réflexion.

Pour l'énergie de pompe maximale de 2,8 mJ, l'énergie signal était voisine de 0,2 mJ. Les impulsions signal et complémentaire avaient des durées d'environ 4 ns (FWHM).

Nous avons alors étudié le spectre de notre OPO, à l'aide d'un étalon de Fabry-Pérot placé après l'OPO, et en faisant varier l'énergie de pompe.

En dérégulant légèrement le cristal photoréfractif, il était possible d'annuler l'effet d'affinement, comme si le cristal photoréfractif avait été retiré de la cavité. En réalignant ce dernier, nous pouvions alors nous rendre compte de l'efficacité de l'affinement. Le résultat est présenté sur la figure 13.

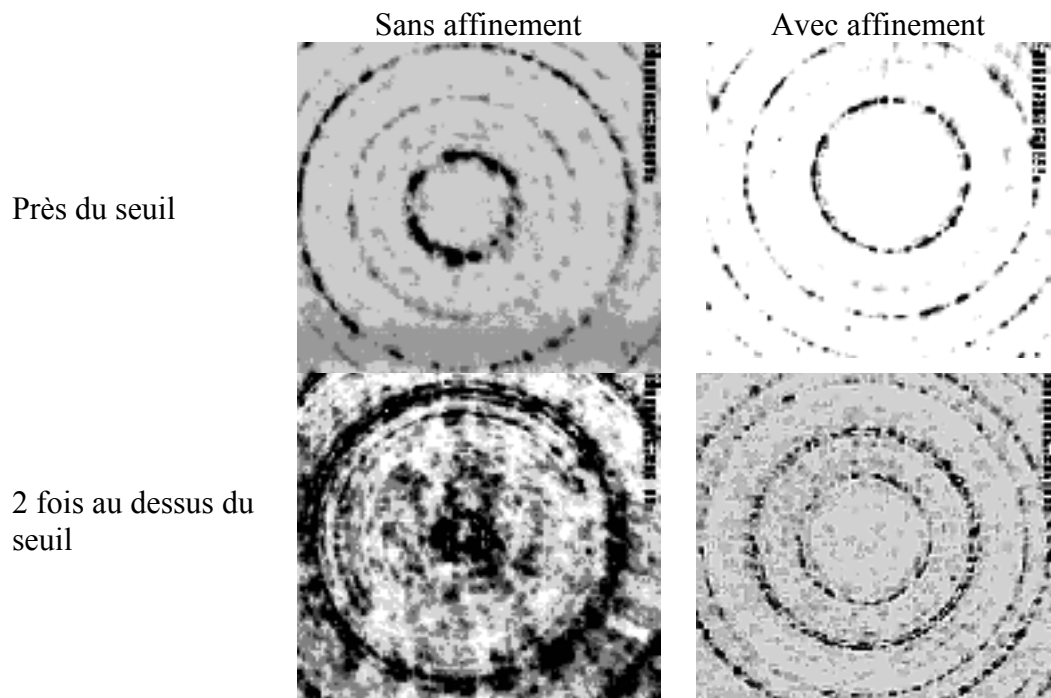


Figure 13 : Anneaux de Fabry-Pérot observés proche du seuil et deux fois au dessus du seuil sans, puis avec affinement spectral.

Sans affinement et près du seuil, l'OPO oscillait sur un nombre de modes variable, mais voisin de 5. Avec affinement, l'émission était en général monomode longitudinale.

Sans affinement et à 2 fois le seuil, l'OPO oscillait sur un nombre de modes variable, mais voisin de 15. Avec affinement, l'émission était presque monomode longitudinale (2-3 modes).

Nous avons donc démontré que l'insertion d'un cristal photoréfractif dans la cavité de notre OPO réduisait de façon importante son nombre de modes. Par contre, l'émission n'était réellement monomode longitudinale que près du seuil.

6 - Simulations numériques

Dans le but d'optimiser les différents paramètres de ces sources, et en particulier leur luminance (ie. production d'énergies élevées avec des faisceaux de grande qualité), nous avons écrit un code informatique (Fortran 90, 3000 lignes de code ou 50 pages A4) permettant de modéliser un OPO en prenant en compte : les effets non linéaires, l'absorption et la double réfraction dans le cristal, et la diffraction. Ce code a été validé en comparant ses prévisions à plusieurs résultats expérimentaux (obtenus aux États-Unis, au CEA Saclay, à Thales TRT et au laboratoire). Il a ensuite été utilisé pour optimiser nos configurations (influences de la longueur et de la surtension de la cavité, de la taille du faisceau de pompe) et imaginer des cavités à luminances améliorées (à l'aide de miroirs gaussiens par exemple).

Thèses co-encadrées :

Arnaud Dubois, soutenue le 12 décembre 1997,

« *Étude expérimentale et simulations numériques d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde* ».

Stéphane Victori, soutenue le 21 septembre 2001,

« *Développement et amélioration des caractéristiques des Oscillateurs Paramétriques Optiques* ».

Production scientifique : **P6**, C9, C10, C12, C'10, C'13, C'14, C'15, C'16, C'17, C'19, C'20, C'21 (la référence en gras correspond à une copie mise à la fin du document).

Tout ce travail sur les sources nous a permis de mieux cerner nos besoins au laboratoire, ainsi que ceux de la DGA. Par exemple, cela nous a permis de développer de nouvelles applications que nous décrivons maintenant.

Partie B : Applications des sources développées au laboratoire

En développant nos sources, nous avons toujours eu le souci des applications qui pouvaient en découler. Nous présentons ici deux applications, à l'époque très originales, de nos sources. La première concerne l'étude de la transition de phase semiconducteur-métal sous l'action d'une impulsion lumineuse brève de films minces de VO₂. La seconde intéresse un domaine qui émergeait à peine quand ces travaux ont démarré en 1994 : l'imagerie optique à travers les milieux diffusants.

I - Phénomènes non linéaires ultrarapides dans les semi-conducteurs

Nous avons utilisé une partie des sources laser dont nous disposions au laboratoire pour étudier des films minces d'oxyde de vanadium VO₂.

Les films minces de VO₂ ont fait l'objet d'une collaboration avec le "Laboratory for Smart Materials and Devices" de l'Université du Texas à Austin (Professeur invité Michael Becker). De tels films ont la particularité de présenter une transition de phase semiconducteur-métal sous l'action d'une impulsion lumineuse brève. Il est ainsi possible de modifier radicalement leurs coefficients de transmission et de réflexion.

La motivation de ces expériences résidait principalement dans l'utilisation de films de VO₂ dans de nombreux systèmes nécessitant des vitesses de commutation élevées. On peut citer des miroirs "agiles" pour lasers IR, des milieux de stockage de l'information optique et des composants limiteurs optiques. La connaissance de la vitesse de commutation ainsi que des valeurs des paramètres tels que n et k (parties réelle et imaginaire de l'indice) était nécessaire pour mettre au point des composants à base de films de VO₂. À l'époque (1993), de tels films avaient pu être déposés directement sur des polymères, ce qui élargissait considérablement leur champ d'applications.

Nous avons mesuré les changements transitoires des paramètres optiques de films minces (31 nm) de VO₂, provoqués par une excitation laser via la transition semiconducteur-métal qui se produit vers 68°C. Nous avons pour cela utilisé une technique classique de pompe-sonde à l'aide d'un laser femtoseconde à saphir dopé au titane amplifié de manière régénérative à 780 nm, produisant des impulsions de largeur voisines de 500 fs (FWHM) répétitives à 20 Hz. La densité surfacique d'énergie sur l'échantillon était voisine de 3,7 mJ/cm². Ainsi, les réflectivité et transmission transitoires ont pu être mesurées aux échelles femtoseconde et picoseconde. Le comportement de ces coefficients à plus long terme (nanoseconde et plus) a été suivi à l'aide d'un laser HeNe continu à 633 nm et d'une photodiode rapide. Le schéma général du montage est donné sur la figure 14 :

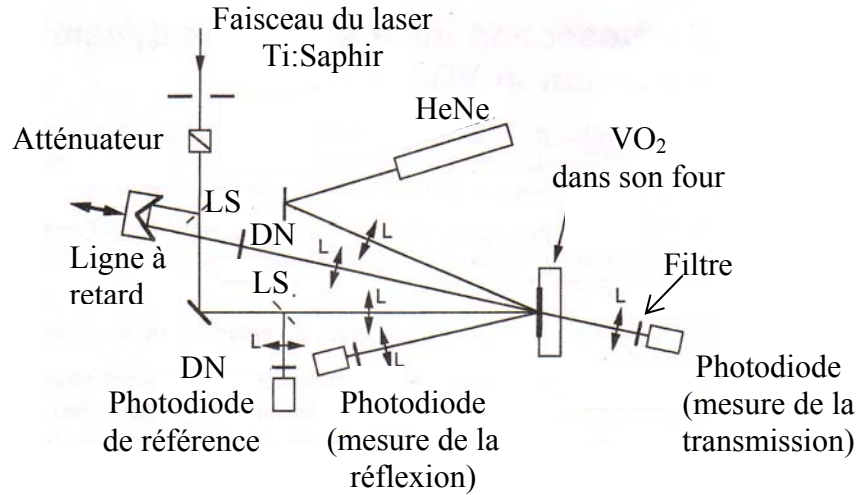


Figure 14 : Montage expérimental pour mesurer la dynamique des paramètres optiques de films minces de VO₂ excités par notre chaîne laser Ti :saphir amplifiée.

LS : Lame Séparatrice, DN : Densité neutre, L : Lentille.

Les résultats bruts des dynamiques enregistrées ont été analysés en terme d'indice de réfraction complexe à l'aide d'un modèle de couche mince (cf. figure 15).

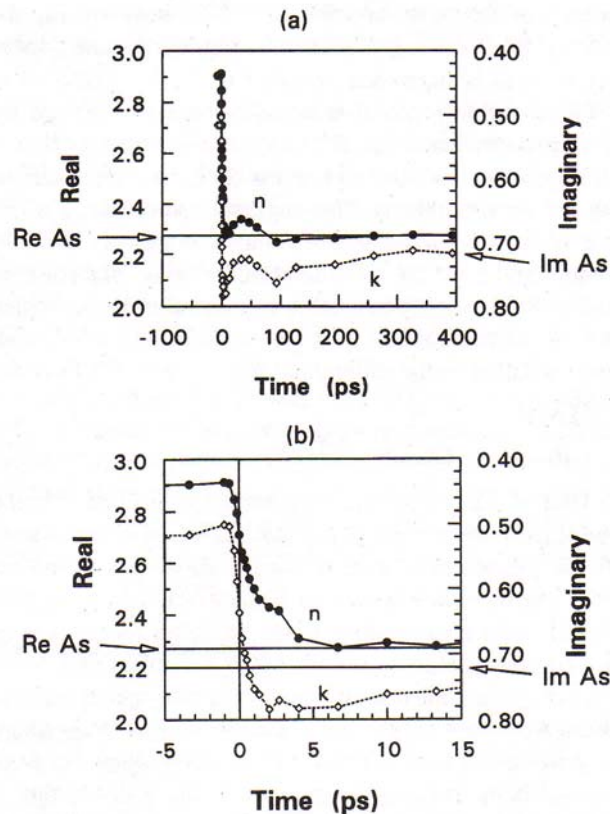


Figure 15 : Indice de réfraction complexe, déduit des mesures de réflexion et de transmission.

(a) : entre -100 et 400 ps, (b) : entre -5 et 15 ps.

Dans les 2 cas, notons que l'axe vertical pour la partie imaginaire est orienté vers le bas. Les valeurs asymptotiques sont indiquées par les flèches et les traits horizontaux.

Une analyse plus poussée basée sur la présence d'un plasma d'électrons induit par l'excitation optique a aussi été réalisée [P5].

Ces études ont montré que la transition semiconducteur-métal des films minces de VO₂ se produisait en moins de 500 fs, ce qui rendait la réalisation d'interrupteurs optiques ultrarapides à base de VO₂ crédible.

Malheureusement, suite à une réorganisation de l'université du Texas à Austin, Michael Becker s'est thématiquement réorienté, stoppant notre collaboration.

Production scientifique : P2, **P5**, C8, C'5 (la référence en gras correspond à une copie mise à la fin du document)

II - Imagerie proche infrarouge dans les milieux diffusants

Nous avons développé une application originale de notre amplificateur paramétrique optique pour l'imagerie en milieu diffusant. En effet, parmi les différentes techniques optiques permettant de "voir" à travers les milieux diffusants, les plus prometteuses étaient celles qui permettaient de sélectionner les photons « balistiques » : par sélection temporelle favorisant les premiers photons qui sortent de l'échantillon et, d'autre part, par sélection spatiale favorisant les photons qui voyagent près de la direction incidente.

Dans les deux cas, le signal utile est très faible et noyé dans le bruit environnant. Il faut donc utiliser une méthode permettant, d'une part, d'isoler temporellement le signal utile du bruit qui le pollue et, d'autre part, de l'amplifier.

1 - Sélection temporelle par porte ultrarapide amplificatrice

Pour faire une image résolue d'une zone cachée par un milieu diffusant la lumière, il fallait utiliser les photons balistiques ou peu diffusés. En transmission ou en rétrodiffusion, ces photons sont les premiers à sortir du milieu étudié, lorsque que celui-ci est éclairé par une impulsion lumineuse brève. On pouvait les sélectionner en utilisant une porte temporelle ultrarapide. Il s'agissait d'un dispositif placé après le milieu étudié et qui normalement ne laissait pas passer la lumière, sauf pendant une durée très brève. Cette porte pouvait laisser passer les photons utiles et bloquer les photons multidiffusés qui autrement auraient brouillé l'image. Pour la réaliser, nous avons appliqué pour la première fois l'amplification paramétrique optique en régime femtoseconde à la détection en milieux diffusants (thèse de J. Watson).

Montage

Notre source laser produisait des impulsions dont la durée était d'environ 100 fs (FWHM), à la cadence de 86 MHz. La longueur d'onde proche de 800 nm était très intéressante. En effet, dans les tissus biologiques, le coefficient de diffusion décroît avec la longueur d'onde, alors que le coefficient d'absorption (dû essentiellement à l'eau) augmente avec la longueur d'onde. Donc, pour diminuer les effets de la diffusion et de l'absorption, le meilleur compromis était obtenu dans le domaine spectral compris entre 0,6 μm et 1,5 μm (« fenêtre thérapeutique »).

L'énergie des impulsions était voisine du nanojoule, ce qui était trop faible pour mettre en jeu des effets non linéaires. On commençait donc par les amplifier en les faisant circuler dans une cavité externe (dite amplificateur régénératif) contenant un cristal de saphir dopé au titane comme milieu amplificateur. À la sortie, les impulsions avaient une énergie voisine de 400 μJ , et donc une puissance crête supérieure à 4 GW, et étaient cadencées à 1 kHz. Puis, les

impulsions infrarouges (800 nm) de fréquence ω étaient doublées en fréquence dans un cristal de BBO (Béta Barium Borate) (cf. figure 16). Le rendement de doublage était d'environ 30 %. Les impulsions bleues (400 nm) de fréquence 2ω étaient séparées des impulsions infrarouges à l'aide d'un miroir spectralement sélectif (miroir dichroïque) et dirigées directement sur un autre cristal de BBO (longueur $\sim 800 \mu\text{m}$) qui jouait le rôle d'amplificateur paramétrique optique. Quant aux impulsions infrarouges, elles allaient d'abord sonder le milieu diffusant, puis étaient dirigées aussi vers le cristal amplificateur paramétrique optique. Au niveau de ce dernier, les impulsions infrarouges constituaient le faisceau "signal" et les impulsions bleues le faisceau "pompe". En jouant sur la synchronisation entre l'impulsion de pompe et le signal émergent du milieu diffusant (à l'aide d'une ligne à retard optique), il était possible d'amplifier préférentiellement telle ou telle tranche temporelle du signal. Le gain n'étant présent que pendant la présence de l'impulsion de pompe, on pouvait donc considérer que l'amplificateur agissait comme une porte qui ne s'ouvrait que pendant la durée de l'impulsion de pompe. Après amplification, la détection était faite avec le faisceau complémentaire, absent à l'entrée du cristal et créé au cours de l'interaction paramétrique. Ainsi, la détection était réalisée sur fond noir, ce qui permettait d'obtenir une bonne dynamique, même si le gain d'amplification était faible. Le faisceau de pompe était éliminé à l'aide d'un miroir dichroïque et le faisceau signal, de polarisation perpendiculaire au faisceau complémentaire, était éliminé à l'aide d'un polariseur.

Pour construire une image, on avait commencé par envisager un système de balayage du faisceau sur l'échantillon (thèse de J. Watson).

Une équipe à Besançon (E. Lantz et al) avait développé à cette époque un type d'accord de phase qui permettait d'amplifier directement une image, ce qui permettait de s'affranchir du système de balayage. Mais cette expérience fonctionnait en régime picoseconde, et était donc limitée du point de vue de sa résolution axiale (sens de propagation de la lumière). Nous avons été les premiers à appliquer ce type d'accord de phase au régime femtoseconde.

Pour cela, le milieu diffusant était imagé dans le cristal amplificateur (à l'aide des lentilles L_1 et L_2) et le cristal était imagé sur une caméra de type CCD (à l'aide de la lentille L_3).

Accord de phase non critique en angle pour le signal

Les différents points situés dans le plan focal de la lentille L_1 correspondent aux différentes fréquences spatiales de l'objet (ie. le milieu diffusant). Si l'on y plaçait un diaphragme, de faible diamètre et centré sur l'ordre zéro (supposé dans l'axe), on empêcherait les fréquences spatiales élevées d'atteindre la lentille L_2 . L'image finale (sur la caméra CCD) présenterait alors une résolution spatiale transverse dégradée. Dans notre montage, c'est en fait l'acceptance angulaire du processus paramétrique qui joue le rôle d'un diaphragme virtuel.

Pour que notre configuration d'accord de phase puisse permettre d'amplifier efficacement le plus de fréquences spatiales possibles, le désaccord de phase doit donc augmenter faiblement pour une variation en angle du vecteur d'onde signal autour de la configuration d'accord de phase. Autrement dit, l'accord de phase doit être non critique en angle pour l'onde signal. Ce type d'accord de phase, appelé $\phi\theta$ -OBNC (One Beam Non Critical phase matching) et explicité par l'équipe de Besançon, a été mis en œuvre dans notre montage. On peut montrer qu'il est satisfait si les énergies des ondes signal et complémentaires se propagent dans la même direction dans le cristal (ie. ayant des vecteurs de Poynting signal et complémentaire colinéaires). En pratique, il s'agit d'un accord de phase non colinéaire, pour lequel les vecteurs d'onde pompe et complémentaire font entre eux un angle de 2° , et l'angle entre l'axe optique du cristal et le vecteur d'onde de pompe est proche de $41,5^\circ$.

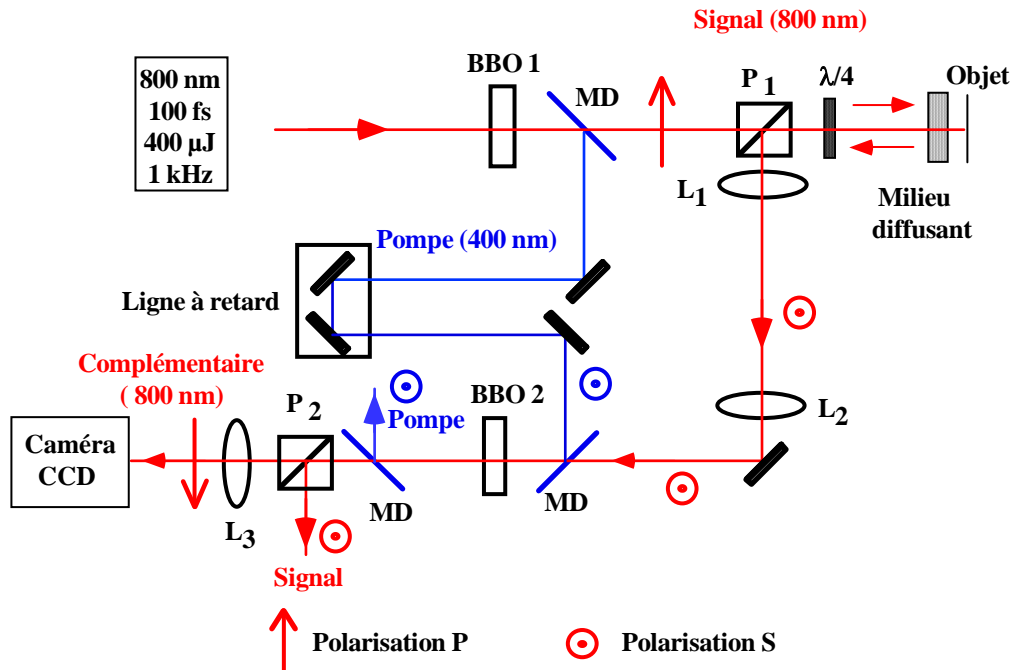


Figure 16 : Montage expérimental. L'impulsion infrarouge (800 nm) était partiellement doublée en fréquence dans le premier cristal non linéaire (BBO 1). Puis les deux impulsions infrarouge (800 nm) et bleue (400 nm) étaient séparées par le premier miroir dichroïque (MD). L'impulsion infrarouge sondait l'échantillon, puis les deux impulsions étaient recombinaées au niveau du deuxième miroir dichroïque (MD). La ligne à retard permettait de modifier le décalage temporel entre les deux impulsions. L'amplification de l'impulsion infrarouge (dite signal) par l'impulsion bleue (dite pompe) était réalisée dans l'amplificateur paramétrique optique (BBO 2). Après amplification, la détection était faite avec le faisceau complémentaire, absent à l'entrée du cristal et créé au cours de l'interaction paramétrique. Le faisceau de pompe était éliminé à l'aide d'un miroir dichroïque (MD) et le faisceau signal, de polarisation perpendiculaire au faisceau complémentaire, était éliminé à l'aide d'un polariseur.

Résultats

Au cours de nos essais, nous avons placé une mire de résolution dans une cuve contenant les microsphères de latex. Cette cuve présentait pour les photons balistiques une transmission voisine de 6.10^{-6} sur une épaisseur réelle de $2 \times 1,7$ mm (pour fixer les idées, cette transmission correspond à celle d'un peu moins d'un millimètre de muscle). L'image amplifiée est présentée sur la figure 17. La zone examinée s'étendait sur environ $2,5 \times 2,5$ mm². La résolution transverse était d'environ 90 μm (mesurée dans l'eau). La résolution axiale, liée à la durée des impulsions infrarouges, était d'environ 24 μm (mesurée dans l'eau). L'image de l'objet caché était réalisée en temps réel et presque à cadence vidéo.

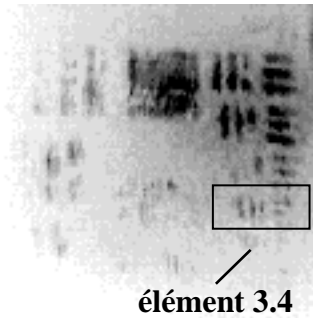


Figure 17 : Image amplifiée d'une mire de résolution placée dans un milieu diffusant présentant une transmission pour les photons balistiques voisine de 6.10^{-6} sur une épaisseur réelle de $2 \times 1,7$ mm. La résolution latérale était d'environ $90 \mu\text{m}$ et la zone observée sur l'image s'étendait sur environ $2,5 \times 2,5$ mm². Le temps d'intégration (56 ms) élevé permet de diminuer les effets du speckle par moyennage.

2 - Sélection temporelle par tomographie optique cohérente

Parallèlement à ces applications de l'amplification paramétrique, il se développait dans certains laboratoires une technique concurrente très prometteuse : la tomographie optique cohérente. Il s'agissait d'une technique interférométrique dans laquelle la sélection des photons balistiques était réalisée en utilisant une source lumineuse à très faible longueur de cohérence. Nous avons démarré dès 1994 une collaboration avec un médecin de l'hôpital Henri Mondor, à Créteil. Puis nous avons poursuivi au laboratoire en développant notre propre système, avec lequel nous avons obtenu des images résolues en profondeur de milieux biologiques (œil de lapin, oignon).

Pour sélectionner les photons, au lieu d'une source impulsionnelle, on pouvait utiliser une source lumineuse continue qui possédait un spectre d'émission large, et mettre en œuvre une technique interférométrique. C'était alors la faible longueur de cohérence temporelle de cette source qui permettait de réaliser la sélection des photons en fonction de leur durée de parcours dans le milieu diffusant.

La méthode repose sur une mesure interférométrique réalisée par exemple avec un interféromètre de Michelson (figure 18). Un train d'onde issu de la source était divisé en deux par une lame séparatrice. Dans un bras de l'interféromètre, le train d'onde était rétrodiffusé par le milieu, alors que dans l'autre bras dit de référence, il était réfléchi par un miroir plan. Puis les deux trains d'onde étaient dirigés vers un détecteur. Pour une position donnée du miroir de référence, les trains d'onde se superposaient temporellement sur le détecteur à condition que la différence des chemins optiques parcourus soit inférieure à la longueur de cohérence temporelle. Donc, les trains d'onde rétrodiffusés qui contribuaient au signal utile provenaient tous, en première approximation, d'une tranche (appelée parfois plan de cohérence) du milieu, d'épaisseur égale à la demi-longueur de cohérence temporelle. Ceci déterminait la résolution spatiale axiale (en profondeur). En déplaçant le miroir de référence, on sondait différentes tranches du milieu, d'où le nom de tomographie optique cohérente (ou **OCT** pour Optical Coherence Tomography) donné aux techniques d'imagerie utilisant ce principe. Pour réaliser une image à trois dimensions, on procédait généralement à un balayage point par point du faisceau lumineux sur l'échantillon. La résolution latérale, liée à l'optique de focalisation, était souvent choisie de façon à être du même ordre de grandeur que la résolution axiale.

Dans notre cas, le détecteur était couplé à une détection synchrone qui permettait d'obtenir une dynamique très élevée. Typiquement, avec une puissance incidente sur

l'échantillon de l'ordre de $100 \mu\text{W}$ et un temps de mesure de 1 s sur un point, on pouvait détecter jusqu'à 1 fW (10^{-15}W), ce qui correspondait à une dynamique de 10^{11} .

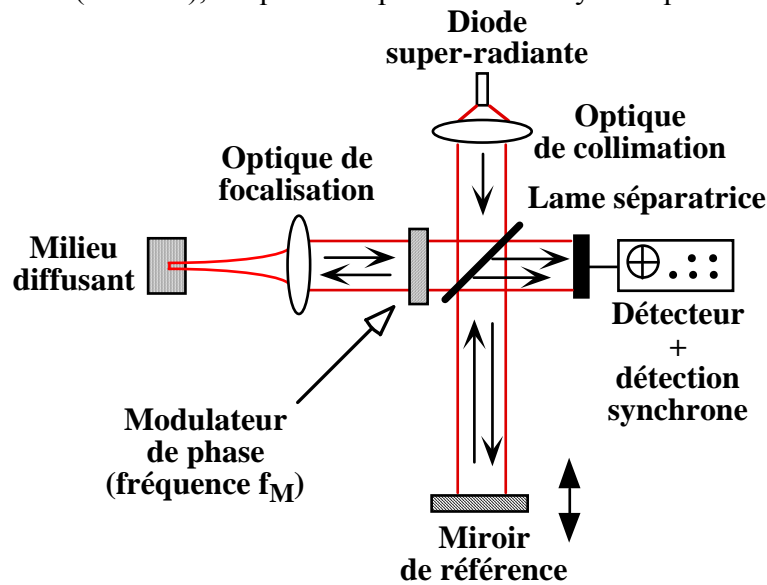


Figure 18 : Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson. Le faisceau de la diode super-radiante était partagé en deux par la lame séparatrice. Pour obtenir un meilleur rapport signal à bruit, on modulait la phase du faisceau dirigé vers l'échantillon à une fréquence f_M , puis les deux faisceaux repassaient par la lame séparatrice et interféraient sur le détecteur, qui mesurait la modulation d'éclairement produite dans une bande étroite centrée sur f_M .

Nous avons appliqué la tomographie optique cohérente à l'observation de l'oeil (figure 19) et à l'étude d'une pelure d'oignon (figure 20). L'oeil est constitué de parties très peu diffusantes (la cornée, le cristallin, l'humeur aqueuse et le vitré) et de la rétine qui diffuse la lumière. L'OCT était bien adapté à l'étude de la rétine à travers toute son épaisseur ($\approx 0,25 \text{ mm}$). Mais de par son principe, l'OCT pouvait aussi être utilisé pour repérer de façon très précise les différents dioptries (à quelques μm près), et si l'on connaissait par ailleurs les indices des différents milieux traversés, on pouvait estimer leur épaisseur. Ces informations pouvaient intéresser les chirurgiens qui corrigent certaines myopies en modifiant la courbure de la cornée avec un faisceau laser. Pour cela, on choisissait une optique peu focalisante (la résolution transverse n'était pas critique), permettant d'obtenir un faisceau fin, faiblement convergent sur quelques centimètres, et on sondait l'oeil en déplaçant le miroir de référence.

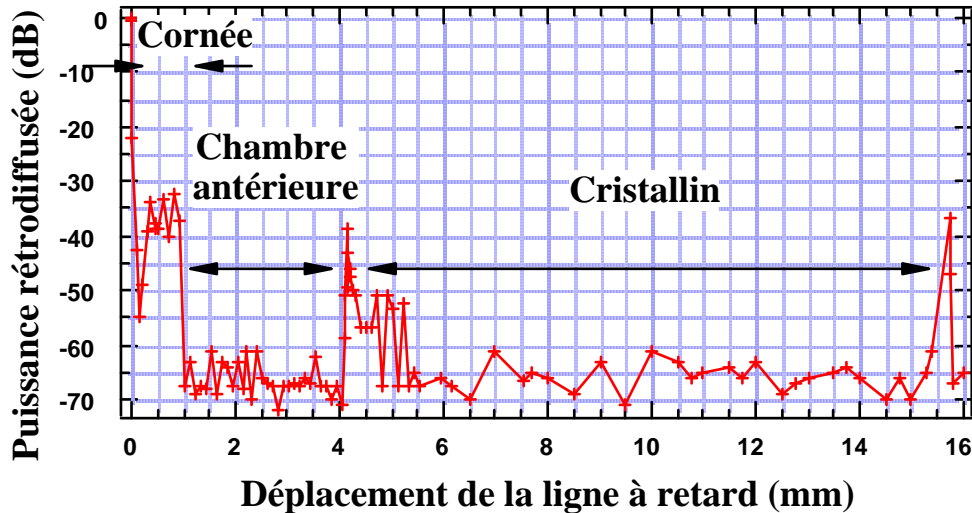


Figure 19 : Coupe optique longitudinale d'un oeil de lapin (post-mortem). La puissance du signal rétrodiffusé est normalisée par rapport à l'écho du premier dioptre de la cornée. Le bruit a un niveau inférieur à - 60 dB.

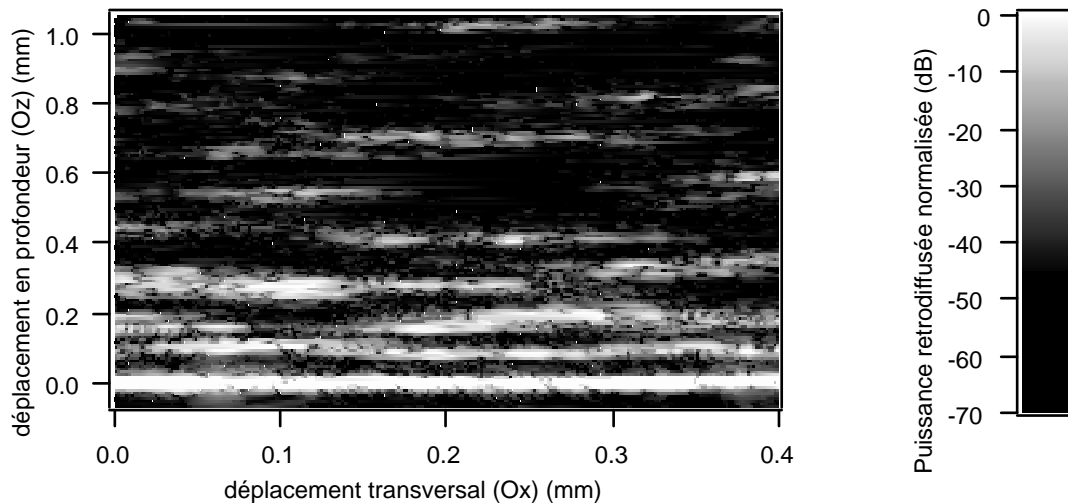


Figure 20 : Image 2 D de l'intérieur d'un oignon jaune (les premières pelures sèches ont été retirées au préalable). L'axe horizontal (O_x) correspond au déplacement transversal. Sur l'axe vertical (O_z), on obtiendrait la profondeur réelle observée dans le milieu biologique en multipliant le déplacement en profondeur par l'indice optique de l'oignon (ici environ 1,5). Chaque pixel correspond à $5 \mu\text{m}$ (O_z) \times $2 \mu\text{m}$ (O_x). La puissance rétrodiffusée (échelle log) est normalisée par rapport à la valeur mesurée pour la première interface oignon-air situé en $z = 0$. Alors que la gamme des puissances rétrodiffusées normalisées mesurées s'étend de 0 à -70 dB, les valeurs de gris sont codées uniquement entre -10 dB et -45 dB pour plus de lisibilité (voir échelle des gris à côté de l'image). On observe bien les différentes strates correspondantes aux empilements successifs des cellules d'oignons.

Thèses co-encadrées :

Jennifer Watson, soutenue le 24 novembre 1994,

« Amplification paramétrique en régime femtoseconde. Application au développement de sources femtosecondes accordables dans le visible et à l'imagerie en milieu diffusant ».

Claude Doulé, soutenue le 30 novembre 2000,

« *Amplification paramétrique optique en régime femtoseconde et tomographie optique cohérente : deux méthodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants* ».

Production scientifique : P3, P4, P7, **P8**, C11, C13, C'6, C'7, C'8, C'9, C'11, C'12, C'18, C'22, C'23 (la référence en gras correspond à une copie mise à la fin du document).

Les résultats obtenus étaient donc très encourageants. Mais pour aller plus loin, il aurait fallu réunir les 2 conditions suivantes :

- trouver des contrats. Or à la fin des années 90, cette thématique n'était presque pas soutenue par nos tutelles (cela a changé depuis),
- tisser des collaborations très fortes avec des équipes médicales, ce qui nous aurait permis d'obtenir des échantillons intéressants à étudier. Or à l'époque, l'approche du milieu médical n'était pas facile et nous n'avions que quelques contacts préliminaires qui ne répondaient pas à nos attentes.

Par ailleurs, l'opportunité d'une reconversion thématique s'offrait à moi et je décidais donc de stopper ces travaux, après la soutenance de Claude Doulé.

Partie C : Imagerie haute résolution et haute dynamique

Comme je l'expliquais dans l'introduction, j'ai amorcé au début des années 2000 une reconversion thématique et je travaille depuis dans le domaine de l'instrumentation optique appliquée à l'astronomie et au spatial. Plus particulièrement, je participe aux développements de nouvelles techniques optiques dans le domaine de l'imagerie astronomique à haute résolution et haute dynamique.

Je vais commencer par expliquer rapidement le contexte général, puis j'aborderai plus spécifiquement mon travail, à Orsay avant 2003, puis ici à Saint Etienne depuis.

I – Contexte général de ce travail

1 - Introduction

Le but de ce travail passionnant et auquel j'ai la chance de participer est de développer un système optique qui sera capable de détecter directement des planètes extrasolaires (ie. qui tournent autour d'autres étoiles que le Soleil), afin de réaliser la spectroscopie de leur atmosphère et d'y détecter éventuellement des « indicateurs de vie ».

À l'heure actuelle, on a découvert environ 160 exoplanètes. Et la première exoplanète vue directement a été confirmée par l'ESO (European Southern Observatory) fin avril 2005 (il s'agit en fait d'une planète géante (environ 5 fois la masse de Jupiter) qui orbite à 50 unité astronomique d'une naine brune distante de 200 années-lumière).

La plupart ont été découvertes grâce à l'*effet Doppler* qu'elles induisent sur le rayonnement de leur étoile mère. En effet, l'étoile et sa planète tournent autour de leur centre de gravité commun. Pour un observateur terrestre, l'étoile est donc animée d'un mouvement de va et vient qui traduit la présence d'un corps « caché » en rotation autour de l'étoile. Le consensus actuel veut qu'on appelle planète tout corps dont la masse est inférieure à 13 fois celle de Jupiter (si la masse est supérieure, la gravité qui comprime le noyau permet l'amorçage de la fusion du deutérium). L'analyse de l'amplitude de cet effet Doppler permet alors de trancher. Ainsi a été découverte la première exoplanète, 51 peg, en 1995.

Une autre méthode de détection indirecte, très prometteuse, est liée à la baisse du flux de l'étoile quand une de ses planètes passe devant. Cet effet de *transit* est d'autant plus facile à détecter que la planète est grosse et bien sûr, il est nécessaire que la ligne de visée soit proche du plan de l'orbite. À ce jour, une dizaine d'exoplanètes ont été découvertes par cette méthode.

Pour savoir si une planète de type Terre est habitable, il faudra faire la spectroscopie de son atmosphère pour y détecter les indicateurs de vie H₂O, O₃ et CO₂. Ceci suppose bien sûr que la planète est visible directement.

2 - Problèmes à résoudre

Pour parvenir à voir directement une exoplanète, il faut prendre en compte les faits suivants.

Tout d'abord, l'étoile est très largement plus brillante que sa planète. Le rapport des luminances est d'environ 10^9 dans le visible et quelques 10^6 dans l'infrarouge thermique (vers $10\ \mu\text{m}$).

Ensuite, l'écart angulaire entre les deux corps est très faible. Le cas d'école est celui du couple Soleil-Terre vu à 10 parsecs, ie. environ 33 années lumière (le parsec est la distance depuis laquelle le rayon de l'orbite terrestre autour du Soleil sous-tend un angle de 1 seconde d'arc). La séparation angulaire est donc dans ce cas voisine de 0,1 seconde d'arc (arcsec). Elle correspond par exemple à la résolution angulaire d'un miroir d'environ 1 m de diamètre dans le visible et d'environ 20 m de diamètre vers $10\ \mu\text{m}$ (Pour mémoire, les plus grands télescopes actuels, Keck I et II, ont des miroirs de 10 m de diamètre).

Par ailleurs, le flux photonique en provenance de la planète est très faible, de l'ordre du photon par seconde et par mètre carré de surface collectrice entre $0,5$ et $2\ \mu\text{m}$, contre environ $10\ \text{s}^{-1}\ \text{m}^{-2}$ entre 6 et $20\ \mu\text{m}$. Pour illustrer de façon très concrète ces 3 premiers points, on emploie souvent l'exemple suivant. Détecter la Terre à 10 parsecs, c'est à peu près aussi difficile que d'essayer de détecter un vers luisant placé à 30 cm d'une ampoule allumée de 100 W, à 600 km de distance !

Enfin, les indicateurs de vie ont des bandes d'absorption larges dans l'infrarouge, pour lesquelles la résolution des spectrographes qui analyseront l'atmosphère des exoplanètes peut être limitée à environ 20 (ie $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 20$). Par contre, dans le visible, la détection ne serait faisable qu'avec une résolution au moins égal à 70.

Le choix du domaine spectral n'est donc pas immédiat et résulte de compromis entre : *le contraste étoile-planète, la résolution angulaire, la résolution spectrale et le rapport signal à bruit*. Dans la suite, nous considérons le domaine $4\text{-}20\ \mu\text{m}$, qui est envisagé par l'Agence Spatiale Européenne pour la mission spatiale *Darwin* (lancement prévu en 2015-2020).

Il existe différentes solutions pour résoudre partiellement ces difficultés : l'optique adaptative, la coronagraphie, la synthèse d'ouverture. Ces techniques sont d'ailleurs souvent combinées pour accroître leur efficacité. Néanmoins aujourd'hui, aucune n'est encore en mesure de fournir à la fois le contraste et la résolution angulaire souhaités.

Un autre solution proposée il y a plus de 20 ans semble très prometteuse et fait l'objet de nombreux travaux (académiques et industriels) : *l'interférométrie annulante* ou *interférométrie en frange noire* ou *coronagraphie interférentielle*. C'est sur cette technique que je travaille actuellement.

3 - La coronagraphie interférentielle

C'est l'astronome américain Bracewell qui le premier proposa ce concept en 1978. Son principe est illustré sur la figure 21.

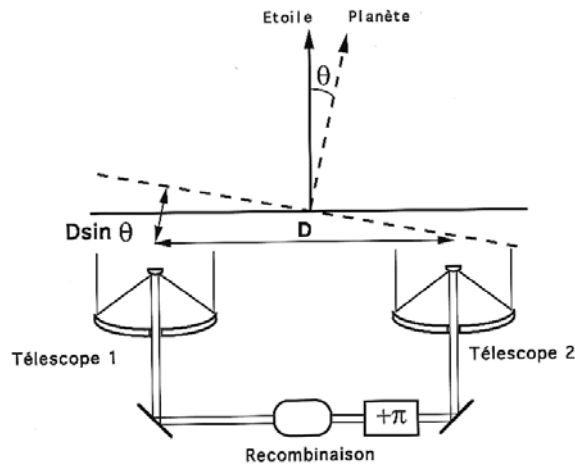


Figure 21 : Interféromètre de Bracewell.

Deux télescopes identiques séparés d'une distance D regardent le même couple étoile-planète, séparés d'un angle θ très petit ($< 0,1$ arcsec). Chacun pris séparément ne résout pas le couple. Il s'agit en effet de « petits télescopes » de la classe du mètre (alors qu'on a dit qu'il faut des pupilles de l'ordre de 20 m pour résoudre 0,1 arcsec à $10 \mu\text{m}$). Les faisceaux issus des deux télescopes sont recombinaison de façon interférométrique dans un plan pupille, sur une lame appelée recombinaison.

Dans le cas où l'étoile se trouve dans le plan de symétrie de l'interféromètre, les interférences sont constructives. Si l'on ajoute un **déphasage de π achromatique** dans un des deux bras de l'interféromètre, l'interférence devient destructive à toute longueur d'onde : on éteint l'étoile.

Le signal issu de la planète arrive sur le télescope n° 1 avec un retard de phase $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ où δ est la différence de marche entre les deux télescopes, égale à $D \sin \theta$. On peut adapter D en déplaçant les deux télescopes pour que $D \sin \theta = \frac{\lambda}{2}$. Dans ce cas, le déphasage introduit par la différence de marche compense le déphasage de π introduit précédemment : les interférences sont constructives pour le signal issu de la planète.

Donc en principe, l'étoile est éteinte et la planète est visible. Et on peut toujours ajuster la base de l'interféromètre (D) en fonction de la résolution souhaitée et de la longueur d'onde d'observation.

Mais l'étoile doit être éteinte à toutes les longueurs d'onde. Il faut donc disposer d'un **déphasage de π achromatique**, sur un large domaine spectral (4-20 μm).

4 - Contraintes optiques associées

L'interféromètre de Bracewell est caractérisé par son **taux de réjection** : $\rho = \frac{I_{\max}}{I_{\min}}$, où

I_{\max} est la transmission maximale de l'interféromètre (frange brillante) et I_{\min} sa transmission minimale (frange noire). En théorie, ce taux de réjection est infini, car on recombine des fronts d'onde identiques en amplitude, phase et polarisation. En pratique, il existe des écarts

entre les fronts d'onde issus des deux télescopes, qui sont à l'origine d'un fond continu qui vient polluer la frange noire.

On a vu précédemment que l'étoile est environ 10^6 fois plus brillante que sa planète dans l'infrarouge. Donc, si le taux de réjection ρ est au moins égal à 10^6 , la détection doit être possible.

Quelles sont les contraintes optiques qui découlent de ce taux de réjection élevé ? On peut en avoir une idée assez simple en considérant l'équation des interférences à deux ondes (issues des deux télescopes) et en tenant compte de la définition du taux de réjection.

On aboutit aux résultats suivants. Pour maintenir un taux de réjection supérieur à 10^6 , il faut :

- un déséquilibre de flux entre les deux bras de l'interféromètre inférieur à 2 pour mille,
- un déphasage nominal de π à 1 mrad près,
- un écart rms entre les deux fronts d'onde qui interfèrent inférieur à $\frac{\lambda_{obs}}{6000}$

($\lambda_{obs} \approx 10 \mu\text{m}$), c'est à dire $\frac{\lambda_v}{380}$ ($\lambda_v \approx 0,6 \mu\text{m}$). Clairement, cette condition est

irréalisable actuellement. Heureusement, il existe une solution astucieuse pour réduire fortement cette contrainte : le filtrage optique. Les faisceaux avant d'interférer seront « nettoyés » par une fibre optique monomode (qui n'existe pas encore à $10 \mu\text{m}$!).

- Enfin, dans le cas de faisceaux polarisés linéairement, l'écart entre les deux polarisations devra être inférieur au milliradian.

Tout ceci doit être satisfait sur un très large domaine spectral (4-20 μm), pour lequel les matériaux optiques ne sont pas nombreux et ne sont pas aussi performants que ceux du domaine visible. Par ailleurs, le flux photonique en provenance de la planète est infinitésimal. Donc la transmission optique de l'interféromètre doit être la plus grande possible.

Ces différentes contraintes sont draconiennes et **les technologies actuelles ne permettent pas de les satisfaire pour l'instant**. D'où la nécessité très forte de poursuivre les travaux de recherche et développement avec les **laboratoires et les industriels concernés**.

5 - Les déphaseurs achromatiques

Il existe environ une dizaine de techniques permettant d'obtenir un déphasage de π , à peu près achromatique. Nous présentons ici les trois plus performantes, réalisables actuellement.

Les lames dispersives

La première technique utilise des lames dispersives. L'idée de base est similaire à celle qui conduit à la réalisation d'un objectif achromatique : on associe des verres différents afin de contrôler les trajets des rayons lumineux aux différentes longueurs d'onde.

Sur la figure 22, on a représenté le cas où l'on utilise un couple de matériaux sous forme de lames d'épaisseur différentes dans les deux bras de l'interféromètre (épaisseurs e_1 et e_2 dans un des bras, $e_1 + de_1$, $e_2 + de_2$ dans l'autre bras).

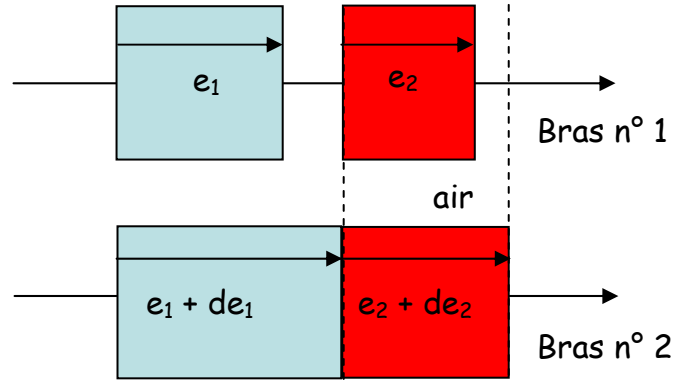


Figure 22 : Déphaseur à lames dispersives.

Dans ce cas, le déphasage entre les deux bras est donné par la relation suivante :
$$\Delta\phi(\lambda) = \sum_1^2 \frac{2\pi}{\lambda} \{de_j (n_j(\lambda) - n_{\text{air}}(\lambda)) + ddm\}$$
, avec ddm = différence de marche entre les deux bras.

On impose que $\Delta\phi(\lambda)$ soit égal à π pour trois longueurs d'onde du domaine spectral considéré. En général, il en découle une solution unique pour de_1 , de_2 , et ddm.

Les figures suivantes (23-24) illustrent le cas de deux matériaux infrarouges (ZnS, ZnSe) pour le domaine 8-14 μm . Nous avons tracé le déphasage introduit par le dispositif (figure 23), et en dessous, l'inverse du taux de réjection correspondant (figure 24).

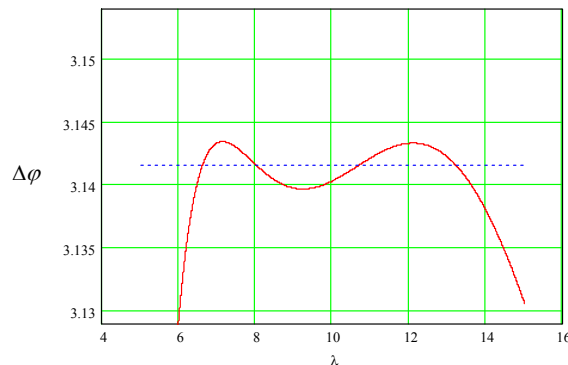


Figure 23 : Déphasage introduit par le couple (ZnS, ZnSe) de lames dispersives, en fonction de la longueur d'onde.

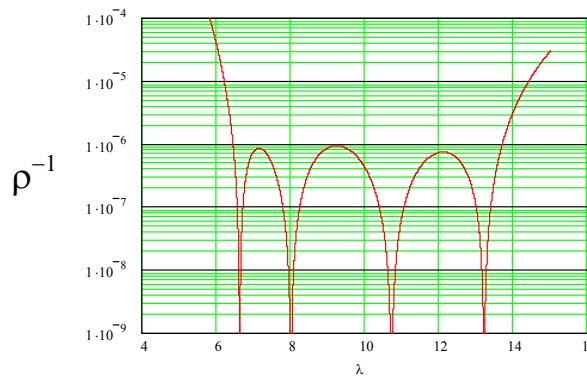


Figure 24 : Inverse du taux de réjection, en fonction de la longueur d'onde, dans un montage utilisant le couple (ZnS, ZnSe) de lames dispersives.

Dans le cas d'un domaine spectral plus large, on peut ajouter un 3^{ème} matériau, ou bien partager ce domaine en 2 sous-domaines, chaque sous-domaine étant associé à un couple de matériaux.

Le passage par un foyer

Quand une onde passe par un foyer, sa phase tourne de π : c'est l'effet Gouy. Et si l'optique qui focalise est un miroir, alors ce déphasage est achromatique !

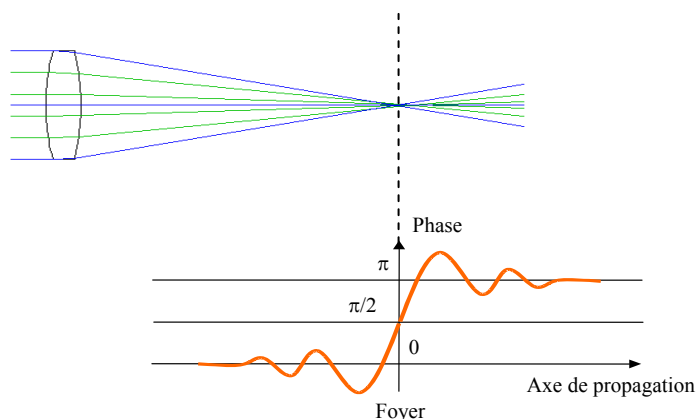


Figure 25 : Effet Gouy ou déphasage de π pour une onde passant par un foyer.

Yves Rabbia et Jean Gay de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) se sont spécialisés dans ce concept dont la mise en place est illustrée sur la figure 26, et j'expliquerai un peu plus loin la collaboration qui démarrera sous peu entre le laboratoire TSI et OCA.

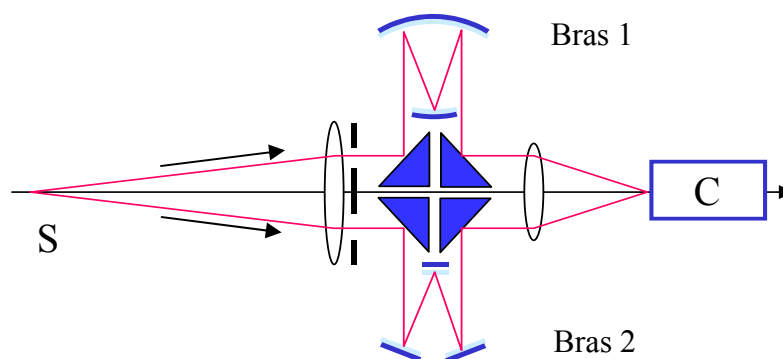


Figure 26 : Interféromètre avec passage au foyer dans un des deux bras. S = source, C = caméra.

Dans un des bras, on trouve le passage au foyer (parabole), alors que l'autre bras ne contient que des miroirs plans.

Le retournement de polarisation

Dans ce dispositif, les faisceaux rencontrent des miroirs diélectriques, à 45° d'incidence. Ce double périscope symétrique permet d'obtenir sur chaque polarisation un retournement du champ électrique, ie un déphasage égal à π . Comme pour le passage au foyer, les miroirs rendent ce déphasage achromatique.

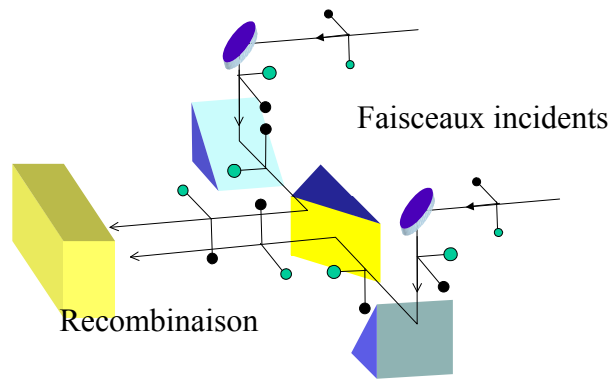


Figure 27 : Retournement de polarisation par réflexions sur des miroirs plans. Les 2 faisceaux incidents, identiques, proviennent des 2 télescopes. Après avoir traversé le dispositif constitué de 2 périscopes symétriques, les 2 faisceaux sont déphasés de π .

II – Travail effectué jusqu’à présent

Le travail auquel j’ai pris part s’est déroulé au sein de l’équipe « exoplanètes » dirigé par Alain Léger, à l’Institut d’Astrophysique Spatiale (IAS) d’Orsay. En voici les grandes étapes.

1 – Coronographie interférentielle monochromatique à $\lambda = 10 \mu\text{m}$

Cette première étape a consisté à valider le concept d’interférométrie annulante monochromatique à $10 \mu\text{m}$ (thèse de M. Ollivier, IAS, soutenue en décembre 1999). Pour cela, il avait été réalisé un interféromètre de Mach Zehnder (figures 28 à 31), dont les deux bras simulaient ceux issus de deux télescopes. La source était un laser CO_2 continu (modèle C7 de SAT), monochromatique (à $\sim 9,6 \mu\text{m}$ grâce à un réseau intracavité). Dans ce cas, le déphasage de π se faisait de façon triviale avec une simple ligne à retard introduisant une différence de marche égale à $\frac{\lambda}{2}$. De plus, le flux laser important (environ 1 W) rendait l’alignement du banc facile.

Ce travail a aussi permis de valider le concept de filtrage spatial des faisceaux en utilisant des trous calibrés (puisque à l’époque, et encore aujourd’hui, les fibres optiques monomodes à $10 \mu\text{m}$ n’existaient pas).

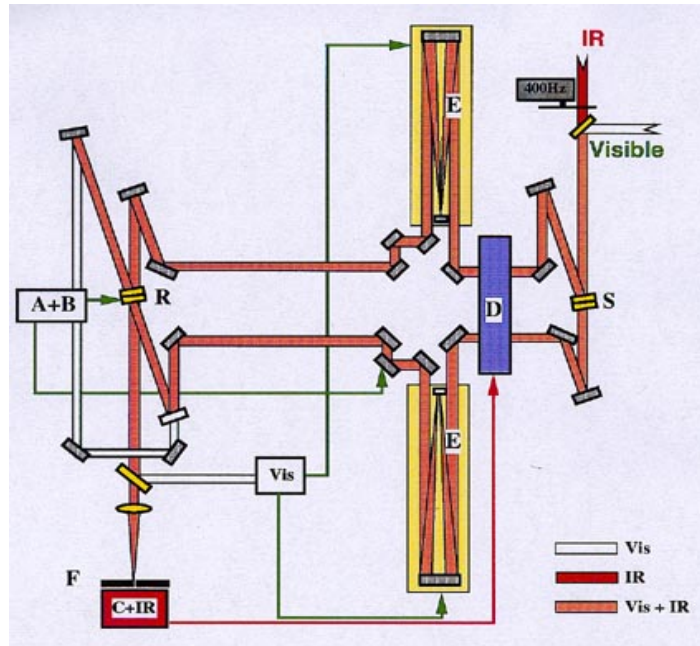


Figure 28 : Interféromètre de Mach-Zehnder utilisé en mode « frange noire ». IR = faisceau laser CO₂, S = séparatrice (entrée), D = égaliseur de flux, E = lignes à retard, R = recombinaison (sortie), F = filtrage (trou), C = caméra.

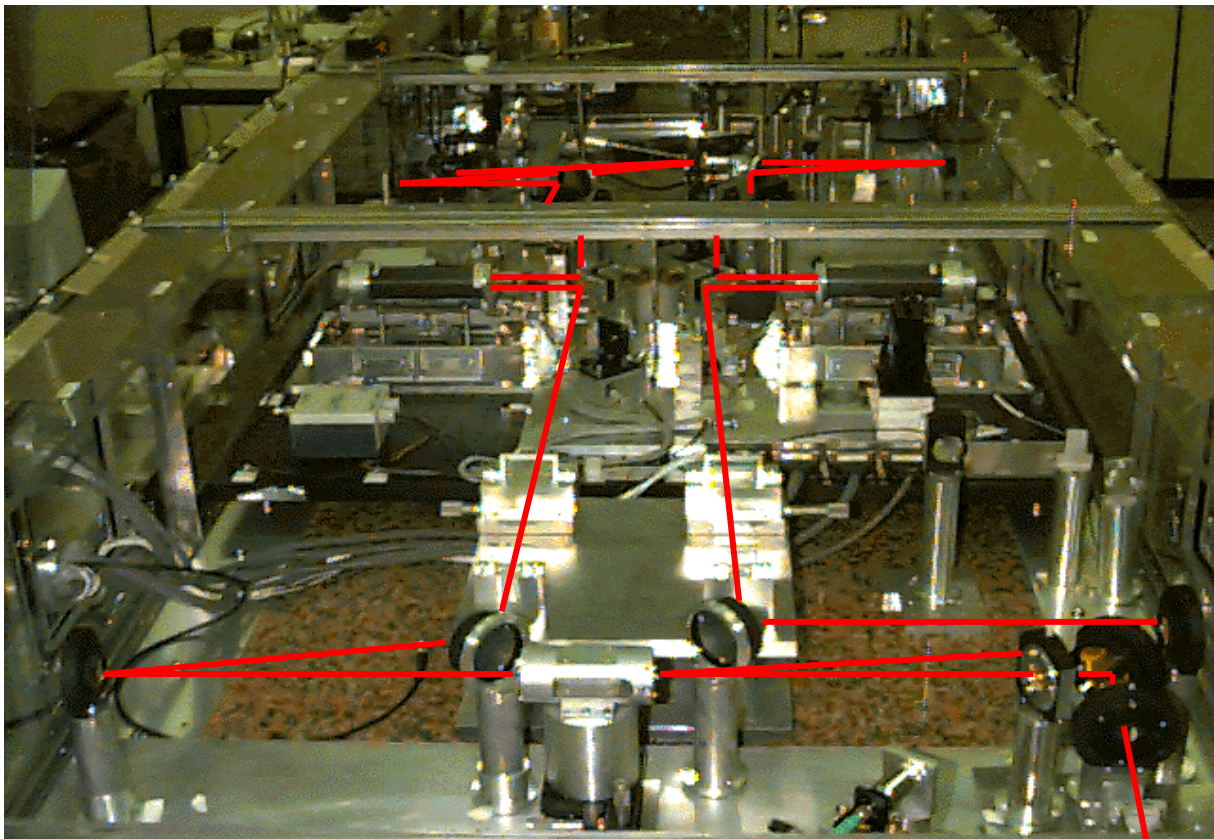


Figure 29 : Vue du montage depuis l'entrée (séparatrice S au 1^{er} plan). Le trajet du faisceau infrarouge est matérialisé en rouge.

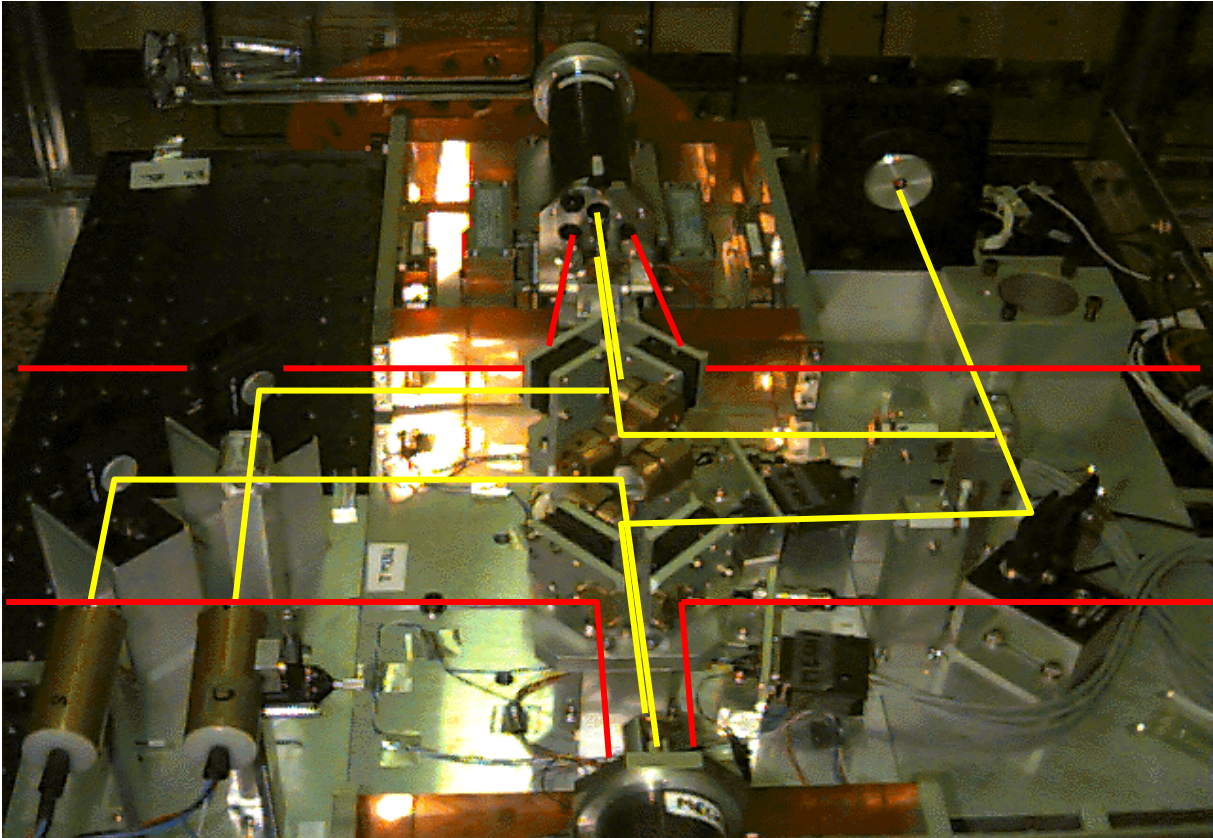


Figure 30 : Vue de l'ensemble des 2 lignes à retard. Le trajet du faisceau infrarouge est matérialisé en rouge. Le trajet du faisceau métrologique HeNe est matérialisé en jaune.

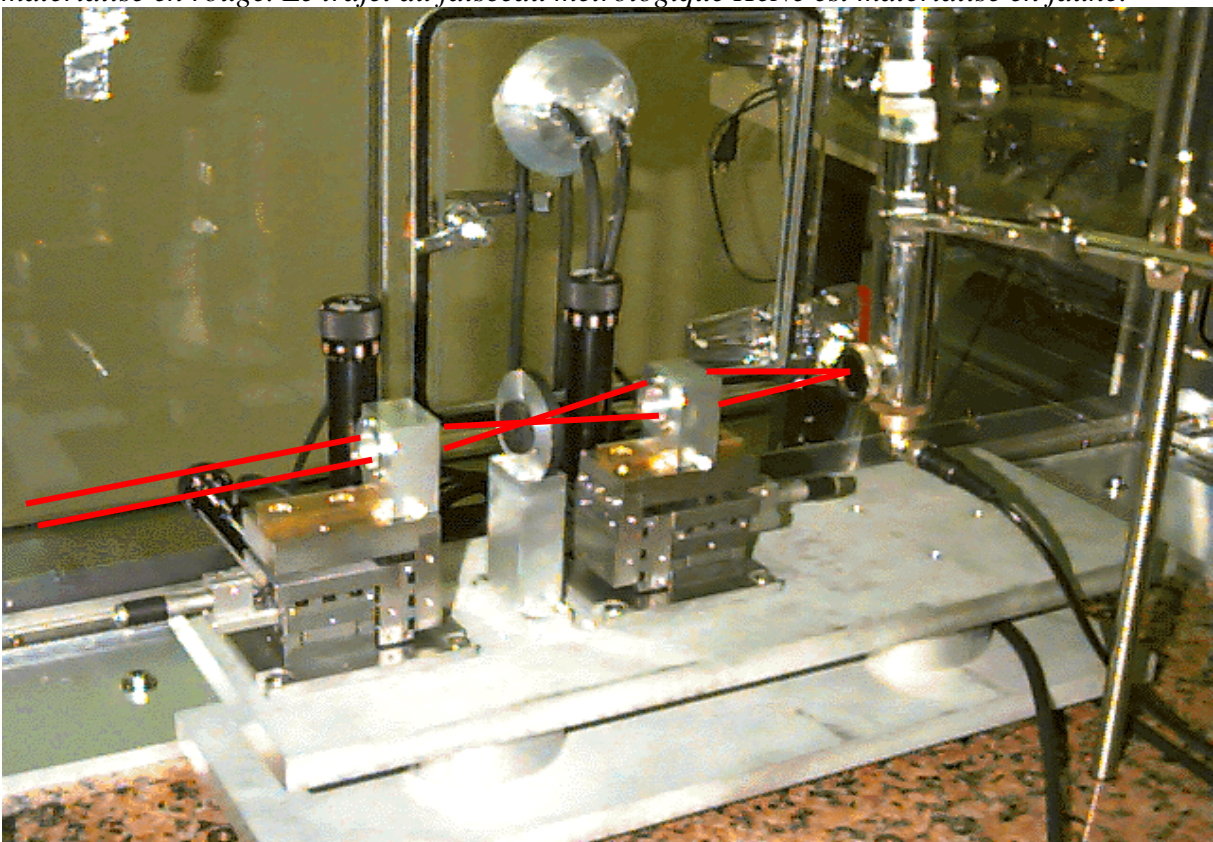


Figure 31 : Montage coté détecteur (HgCdTe à 77 K), avec le filtrage optique par un trou.

Le résultat de ce travail n'était pas aussi spectaculaire qu'une belle image obtenue avec le télescope spatial Hubble. Ici, il s'agissait d'un interférogramme associant la frange noire et une frange brillante adjacente (figure 32). Le taux d'extinction obtenu était d'environ 10^3 .

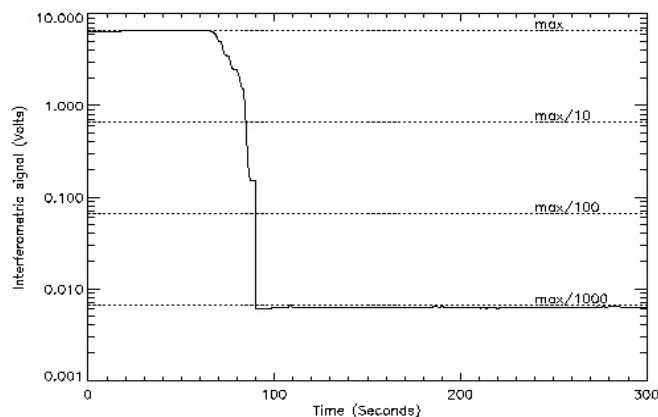


Figure 32 : Transition frange brillante - frange noire en monochromatique, mettant en évidence un taux de réjection voisin de 10^3 . L'ensemble de l'interféromètre était placé dans une enceinte en plexiglas, et l'air intérieur avait été stabilisé en température pendant 12h, grâce à des résistances chauffantes déposées sur le couvercle supérieur.

J'ai participé à ce travail expérimental entre juin et décembre 1999. Pendant cette période, qui correspondait aux 6 derniers mois de thèse de Marc Ollivier, les résultats les plus importants ont été acquis.

Production scientifique : C14

2 – Coronagraphie interférentielle polychromatique dans la bande (2 - 4 μm)

La deuxième étape, actuellement en cours (stage de DEA de P. Sekulic et thèse de F. Brachet avec soutenance en décembre 2005) consiste à valider l'interférométrie annulante en large bande.

Afin de s'affranchir du flux thermique du fond, il a été décidé de travailler dans le domaine (2 - 4 μm), ou plus précisément en bande K (2 - 2,5 μm) et en bande L (3 - 4 μm).

La source est un corps noir, constitué d'une céramique chauffée à 2000 K et stabilisée en température à 2° près. Le choix de la bande se fait avec des filtres. Le flux de la source est injecté grâce à une parabole hors-axe (traitée or) dans une fibre optique monomode. Le faisceau sortant de cette fibre est collimaté par une autre parabole hors-axe, avant d'être injecté dans le montage.

Un nouveau banc a été réalisé, sur le modèle de l'ancien, avec quelques améliorations permettant d'obtenir deux faisceaux les plus identiques possibles. Le schéma global est toujours de type Mach Zehnder, mais la séparatrice et la recombinaison ne sont plus de simples lames (cf. figures 33 et 34). Ce montage assure que chaque faisceau subit le même type et le même nombre de réflexions et de transmissions, condition nécessaire à l'obtention de taux de réjection élevés. Le principal inconvénient de ce montage est qu'il procure 2 sorties en interférences destructives (et aussi bien sûr 2 sorties constructives). Dans un cas réel, le flux en provenance de la planète serait donc partagé sur ces 2 sorties, d'où une perte de photons.

Les lames séparatrices sont en fluorure de calcium CaF_2 , traitées au silicium. Les miroirs sont en zérodur, traités à l'or.

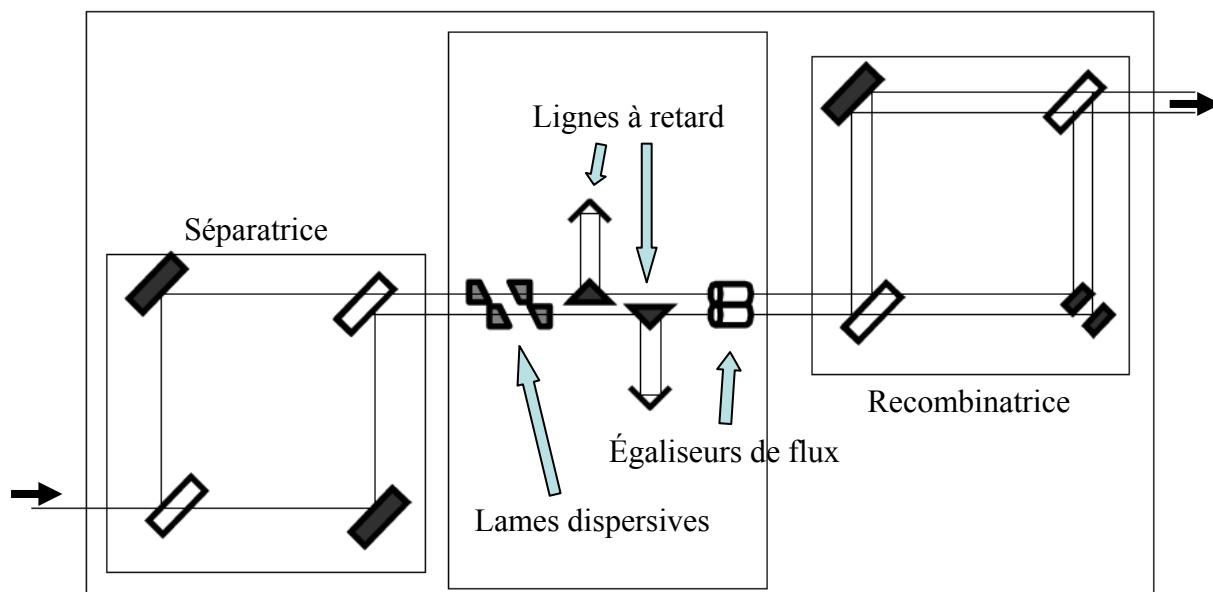


Figure 33 : Schéma général de l'interféromètre.

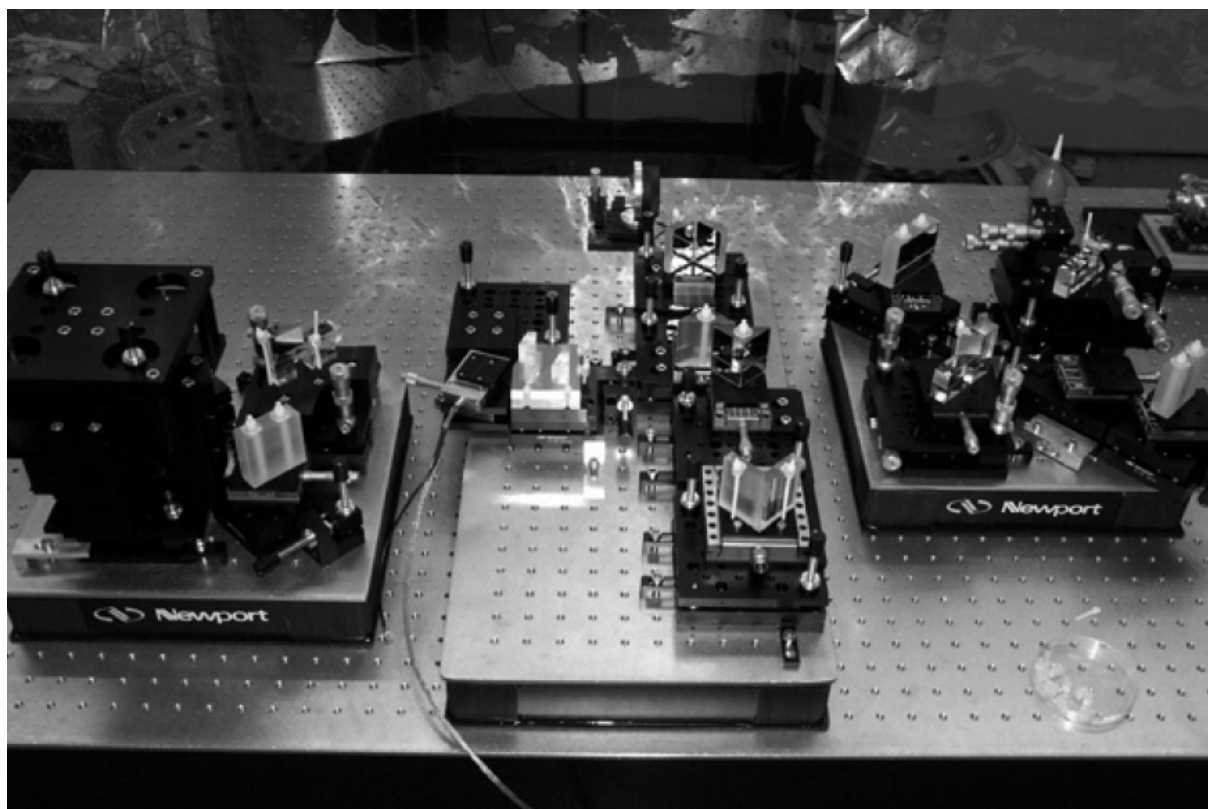


Figure 34 : Vue d'ensemble du banc. Chaque sous-ensemble (séparatrice, lames et lignes à retard, recombinaison) a son propre breadboard.

Le déphaseur achromatique est de type lames dispersives (aussi en CaF_2) (cf. figure 35), chaque bras contenant 2 lames.

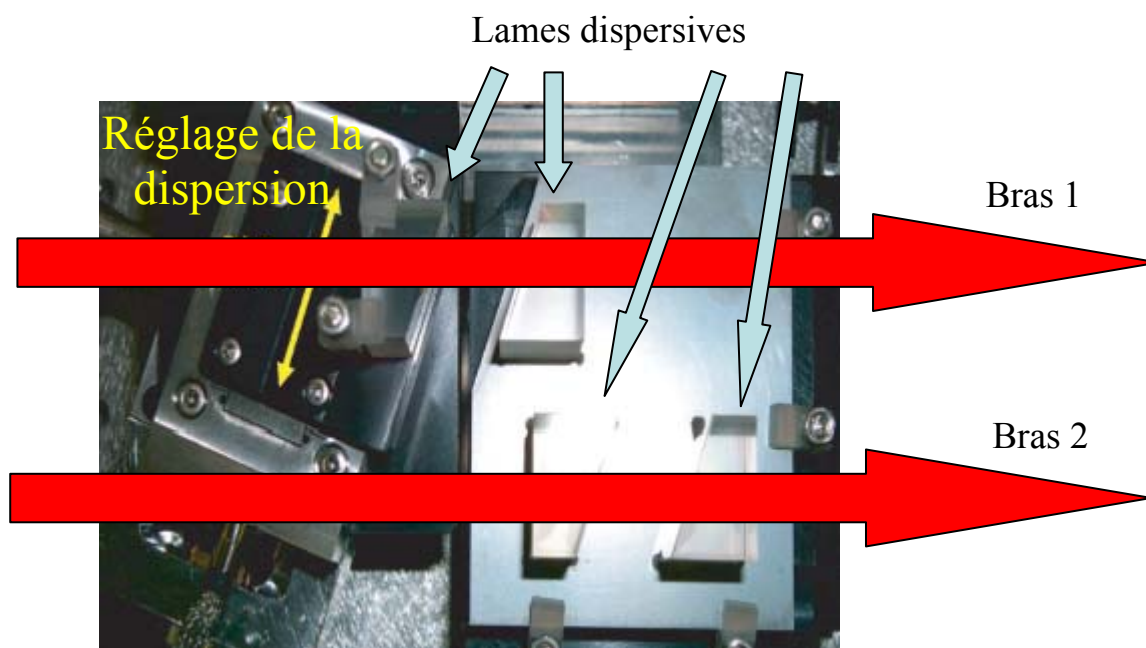


Figure 35 : Vue des lames dispersives. Le contrôle du déphasage est réalisé en translatant une des lames.

On a représenté sur la figure 36 la variation théorique de l'inverse du taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde. Le taux d'extinction est plus élevé que 10^5 sur l'ensemble de la bande K.

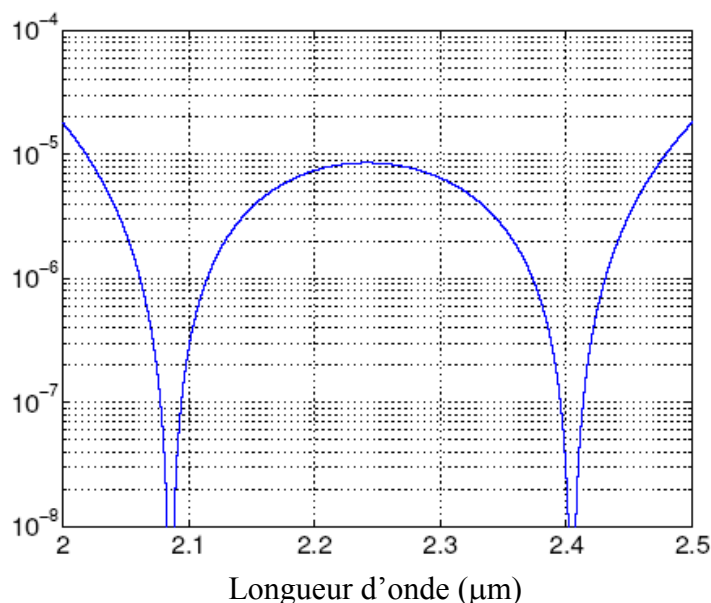


Figure 36 : Variation théorique de l'inverse du taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde, pour la bande K.

Nous visons pour cet interféromètre un taux de réjection de 10^5 . On peut montrer que cela impose que la différence de marche (ddm) de l'interféromètre soit inférieure à 1 nm. Ceci est réalisé à l'aide d'un laser métrologique HeNe Agilent, qui parcourt l'interféromètre au dessus du faisceau infrarouge. Pour cela, toutes les optiques sont traitées sur leur partie

inférieure pour le faisceau infrarouge, et sur leur partie supérieure pour le faisceau HeNe (traitements argent).

En sortie, l'une des 2 voies destructives est couplée via une parabole hors-axe dans une fibre optique monomode. Le faisceau qui en sort est focalisé sur le détecteur (InSb).

Actuellement, le taux d'extinction obtenu (figure 37) est d'environ 2000, sur toute la bande K.

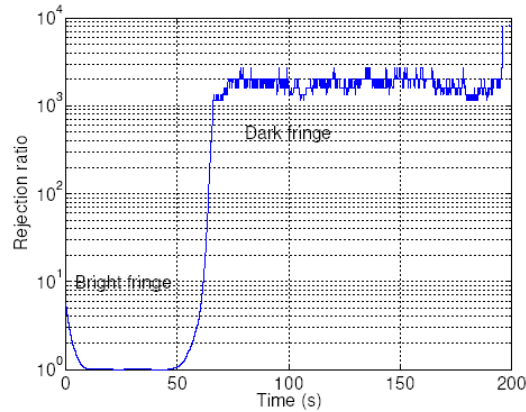


Figure 37 : Transition frange brillante - frange noire en bande large, mettant en évidence un taux de réjection voisin de 2000.

Ce résultat a été obtenu alors que l'asservissement de ddm n'était pas encore opérationnel. Par ailleurs, la principale difficulté provient de la dépendance complexe du taux de réjection avec la ddm et avec la différence d'épaisseur des lames dispersives entre les 2 bras (cf. figure 38).

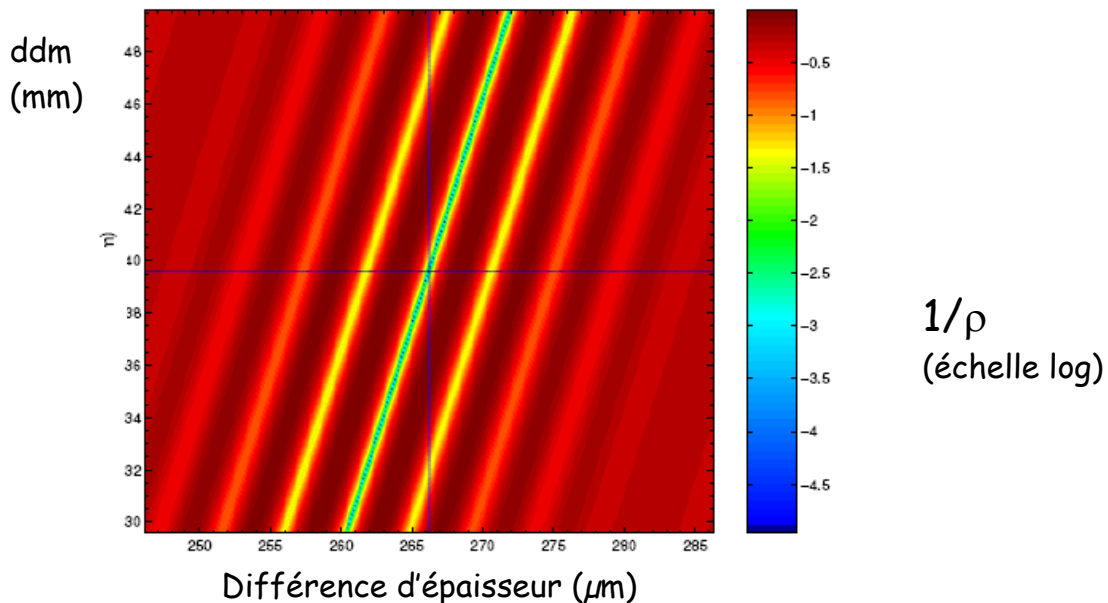


Figure 38 : Variation de l'inverse du taux de réjection avec la ddm et avec la différence d'épaisseur des lames dispersives entre les 2 bras.

Vu cette nappe, rien ne nous permet d'affirmer que nous avons obtenu le taux de réjection le plus élevé. Il faut donc réfléchir à une procédure de réglage qui permette de faire

varier la ddm et la différence d'épaisseur pour se placer sur le maximum absolu du taux d'extinction, et non pas sur un maximum secondaire.

Je suis intervenu sur ce travail entre 2000 et 2003. J'ai participé aux nombreuses réunions de définition de la géométrie de l'interféromètre. J'ai également aidé les 2 doctorants qui se sont succédés sur ce travail pour le montage et les réglages du système.

Production scientifique : C15, C16, **C17** (la référence en gras correspond à une copie mise à la fin du document)

3 – Coronographie interférentielle polychromatique dans la bande (6 - 18 μm)

a - Contrat ESA

Toute l'expérience acquise pendant les 2 projets précédents nous a aidé à démarrer cette 3^{ème} phase depuis avril 2003, et qui consiste à valider l'interférométrie annulante en large bande dans l'infrarouge thermique, avec un taux d'extinction voisin de 10^6 (thèse de B. Chazelas commencée en septembre 2003).

Plus précisément, cette étude intitulée « *Achromatic Phase Shifters (APS) for nulling interferometers* » est financée par l'agence spatiale européenne (ESA) sur 33 mois (t_0 = avril 2003). Son but est de proposer, de réaliser et de tester des concepts de déphaseurs achromatiques, dans des conditions les plus proches possibles de celles du spatial. Elle occupe un consortium européen constitué de laboratoires (IAS, université de Bourgogne (LPUB), Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), université de Liège (ULg), Max Planck Institut for Astronomy (MPIA), Institut de Microélectronique, d'Electromagnétisme et de Photonique (IMEP), Institut Fresnel) et d'industriels (Alcatel Space et Kayser Threde). Ce consortium s'est dénommé NULLTIMATE (NULLing Low Temperature Interferometer for Multi Achromatic phase shifter TEsting). IAS en est maître d'œuvre.

Concernant les déphaseurs, les spécifications imposées par l'ESA sont les suivantes :

- domaine spectral : 6-18 μm (but : 4-20 μm),
- chaque déphaseur doit se comporter comme un système afocal de grandissement unité,
- le faisceau qui traverse un déphaseur doit avoir un diamètre maximal de 30 mm,
- la transmission du déphaseur doit être supérieure à 95 %,
- quand il est inséré dans un interféromètre, le déphaseur doit permettre d'obtenir un taux de réjection meilleur que 10^6 et, donc :
 - o le déphasage introduit doit être égal à π , à mieux que 0,5 mrad près,
 - o le déphaseur ne doit pas introduire de défaut du front d'onde supérieur à $\lambda_{\text{vis}}/20$ rms,
 - o en présence du déphaseur, et dans le cas de faisceaux polarisés, l'écart entre les directions de polarisations des faisceaux entre les 2 bras de l'interféromètre doit être inférieur à 10^{-2} rad,
- enfin, il y a d'autres contraintes concernant l'environnement : tenue au vide, fonctionnement basse température, tenue aux vibrations et aux radiations.

L'ensemble du contrat est divisé en 2 phases, dont les principales étapes sont résumées ci-dessous :

Phase 1 :

étude des différents concepts de déphaseurs, et sélection des 3 meilleurs,
 études des meilleurs matériaux infrarouges susceptibles d'être retenus pour la
 réalisation des déphaseurs,
 conception et modélisations des 3 déphaseurs retenus,
 conception du banc de test des déphaseurs.

Phase 2 :

caractérisation des matériaux infrarouges retenus,
 réalisation des déphaseurs,
 réalisation du banc de test,
 tests et optimisation des déphaseurs.

Au moment où j'écris ce rapport, nous sommes en retard et la phase 2 vient de démarrer.

Mes contributions sur ce travail ont été les suivantes :

- participation à la réponse à l'appel d'offre de l'ESA, plus particulièrement sur la partie « simulation »,
- participation à l'étude des différents types de déphaseurs achromatiques (10 au total), et sélection des 3 plus intéressants (décrits précédemment),
- participation aux simulations opto-thermo-mécaniques des 3 déphaseurs retenus,
- participation aux nombreuses réunions de définition de la géométrie de l'interféromètre

Une grande partie du travail que je réalise est faite avec un doctorant (B. Chazelas). Parallèlement à ces études plutôt « théoriques », les membres du consortium travaillent au design des déphaseurs. La phase de réalisation devrait commencer sous peu. Elle sera suivie des tests et des optimisations (à IAS), qui s'appuieront sur les simulations développées. J'interviendrai sur cette partie plus expérimentale, fin 2005 et courant 2006.

b - Sélection des déphaseurs

Le travail a d'abord consisté à sélectionner les meilleurs déphaseurs. Il existait à l'époque 10 candidats possibles, qui ont été examinés en tenant compte :

- du domaine spectral de fonctionnement,
- du taux de réjection accessible,
- de la transmission optique globale,
- de la possibilité d'ajuster un peu de déphasage introduit,
- de la maturité des technologies mises en œuvre,
- de la possibilité de qualification pour le vol spatial.

Les 3 déphaseurs retenus à l'issue de cette phase sont les suivants : les lames dispersives, le passage par un foyer et le retournement de polarisation à la réflexion.

Nous avons déjà décrit brièvement leur principe. Nous résumons dans les tableaux suivants (2 à 4) leurs avantages et leurs inconvénients.

Lames dispersives

Ce déphaseur est constitué de lames introduites dans chaque bras de l'interféromètre. On peut montrer qu'en choisissant bien les matériaux, les épaisseurs et la ddm, il est possible d'obtenir une valeur donnée de déphasage entre les 2 bras de l'interféromètre (figure 39).

Par exemple, avec 2 triplets des matériaux suivants : Ge, KRS-5, ZnSe, il est possible d'obtenir un taux de réjection de 10^6 sur toute la bande 6-18 μ m.

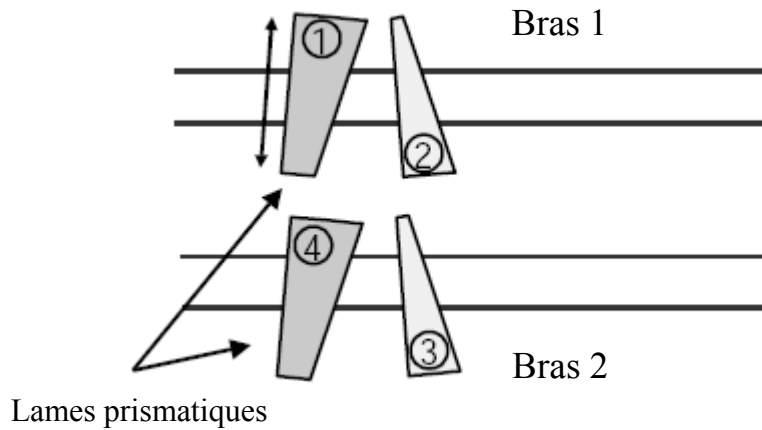


Figure 39 : Déphaseur par lames dispersives (figure d'après Alcatel Space).

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> ⇒ Possibilité d'obtenir toute valeur de déphasage ⇒ Gestion du chromatisme ⇒ Degrés de liberté : matériau, nombre de lames ⇒ Pas de retournement de pupilles ⇒ Pas de lumière parasite en utilisant des lames prismatiques 	<ul style="list-style-type: none"> ⇒ Problème des traitements anti-réfléchissants dans la bande 6-18 μm ⇒ Les matériaux bas indice qui répondent bien au problème précédent sont aussi les plus durs à usiner et les plus chers

Tableau 2 : Avantages et inconvénients des lames dispersives.

Les modélisations de ce déphaseur sont partagées entre IAS et Alcatel Space. La conception a été confiée à Alcatel Space.

Passage par un foyer

Ce système est basé sur la rotation de π de la phase d'une onde qui passe par un foyer (effet Gouy). En principe, il devrait même être possible d'obtenir un déphasage de $\pi/2$ en utilisant une optique cylindrique.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> ⇒ Intrinsèquement achromatique ⇒ Taux de réjection élevé ⇒ Très bonne transmission ⇒ Fonctionne en non polarisé 	<ul style="list-style-type: none"> ⇒ Déphasage non accordable ⇒ Potentiellement sensible aux vibrations ⇒ Réglage délicat ⇒ (Focalisation sur une surface optique)

Tableau 3 : Avantages et inconvénients du passage par un foyer.

Les modélisations de ce déphaseur sont partagées entre IAS et l'Observatoire de la Côte d'Azur. La conception a été confiée à l'Observatoire de la Côte d'Azur.

Retournement de polarisation à la réflexion

Ce système est basé sur un double périscope à base de miroirs. Il permet d'obtenir un déphasage (fixe) de π , parfaitement achromatique.

Avantages	Inconvénients
⇒ Intrinsèquement achromatique	⇒ Déphasage non accordable
⇒ Très bonne transmission	⇒ Potentiellement sensible aux vibrations
⇒ Fonctionne en non polarisé	⇒ Réglage délicat
	⇒ Dans le cas de faisceaux polarisés linéairement, résidus d'ellipticité possibles

Tableau 4 : Avantages et inconvénients du retournement de polarisation.

Les modélisations de ce déphaseur sont partagées entre IAS et Kayser Threde. La conception a été confiée à Kayser Threde.

IAS, maître d'œuvre, doit collecter les différents modèles réalisés, et veiller à leur homogénéité (car l'ESA a prévu de les intégrer dans une simulation plus globale).

c - Simulations opto-thermo-mécaniques des déphaseurs

Le déphaseur ne peut pas être modélisé seul. Il n'a de sens que lorsqu'il est intégré dans un interféromètre.

L'ensemble simulé est représenté sur la figure 40 :

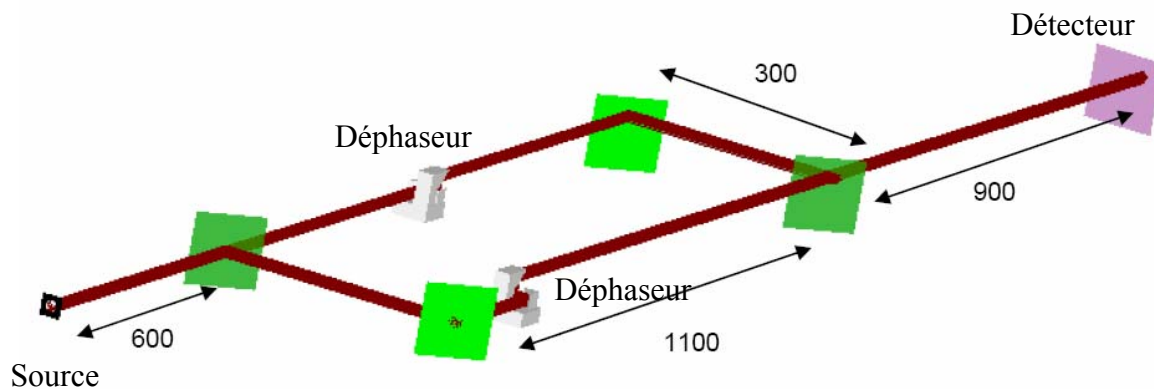


Figure 40 : Schéma de l'interféromètre simulé. Il s'agit d'un Mach Zehnder « parfait » (ie. miroirs et séparatrices 50/50 parfaits) (les cotes sur le schéma sont en mm, elles sont pour l'instant données à titre indicatif).

La modélisation doit prendre en compte les aspects optiques, thermiques et mécaniques. Le niveau de performances du déphaseur est directement associé à la valeur du taux d'extinction ρ . L'ESA exige d'atteindre une valeur de 10^6 . Ceci suppose donc que les calculs développés doivent avoir au minimum une dynamique de 10^6 . Or, il n'existe pas de logiciel qui réponde à ce besoin.

Dans le but de simplifier le problème, IAS a donc décidé de séparer les calculs optiques, thermiques et mécaniques et de développer quand cela est possible, ses propres codes.

d - Modélisations optiques

Dans un premier temps, les calculs sont basés sur la méthode de « lanciers de rayons » (ray tracing). Par la suite, une méthode de type « propagation de faisceaux » (BPM ou Beam Propagation Methods) permettra de prendre en compte les effets de la diffraction.

Les résultats concernant les déphaseurs à miroirs (passage au foyer et retournement de polarisation) sont présentés ci-dessous figure 41 (le déphaseur à lames dispersives n'a pas encore été modélisé).

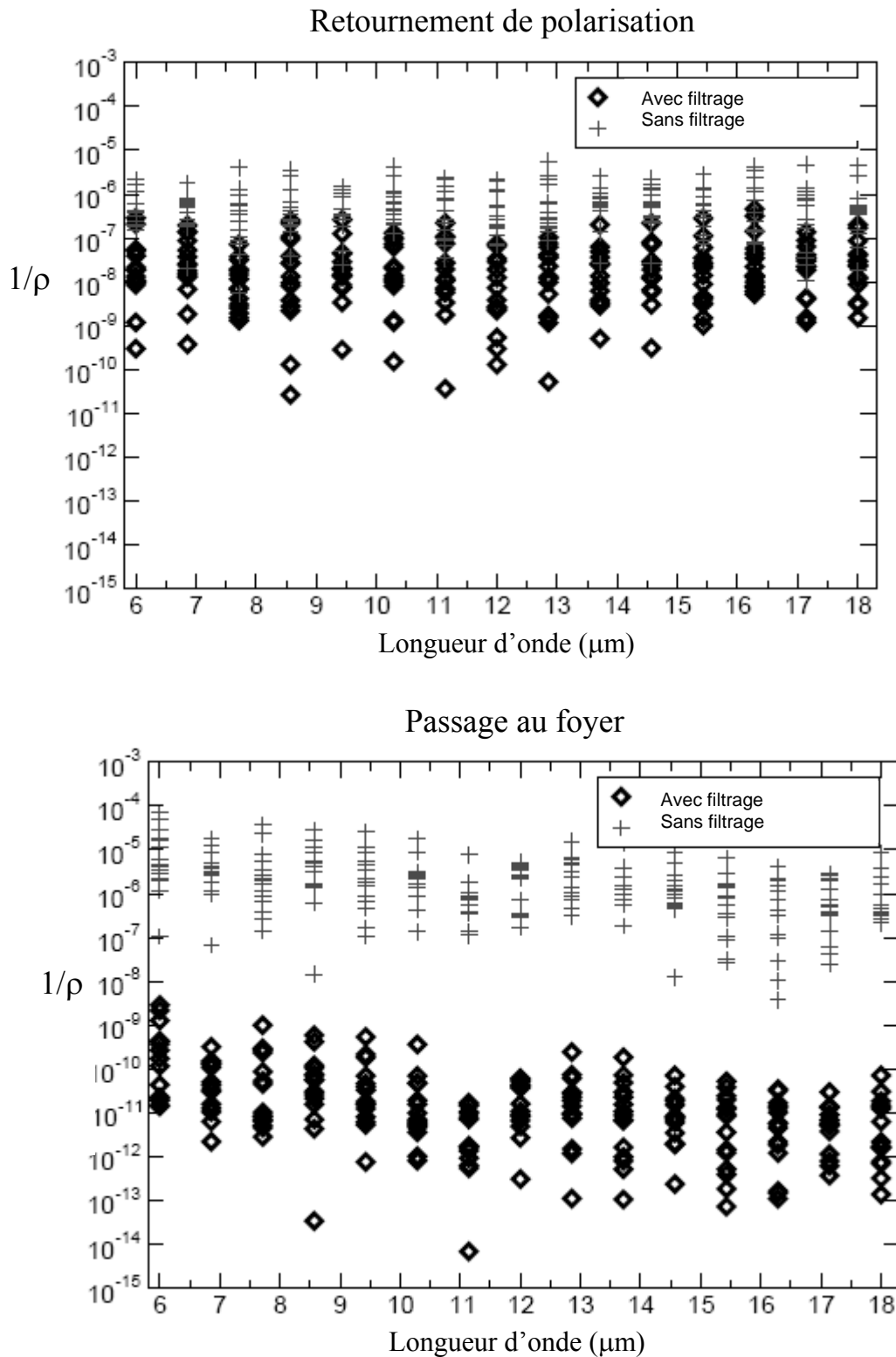


Figure 41 : Simulation de type Monte Carlo des déphaseurs à miroirs, par la méthode des lancers de rayons. À chaque longueur d'onde, plusieurs calculs sont lancés, en faisant varier légèrement les paramètres du déphaseur, à l'intérieur de tolérances prédéfinies (cf. tableau 5 à la suite). Le filtrage sera réalisé avec une fibre optique.

Passage au foyer		Retournement de polarisation	
Spécification	Tolérance	Spécification	Tolérance
Position d'un élément	0,1 mm	Position d'un élément	0,1 mm
Qualité de surface	$\lambda/30$ rms	Qualité de surface	$\lambda/30$ rms
Orientation	2 arcsec	Orientation	40 arcsec
Distance focale	1 μ m		

Tableau 5 : Tolérances utilisées pour simuler les déphaseurs à miroirs.

Les figures précédentes montrent que l'obtention d'un taux de réjection de 10^6 suppose des contraintes draconiennes concernant les réglages mécaniques des éléments optiques, ainsi que leur état de surface.

Le même type de simulation (formalisme de Jones) a été conduite pour analyser les effets différentiels de polarisation entre les 2 bras de l'interféromètre (cf. figure 42 pour le cas du retournement de polarisation. Les résultats sont très similaires pour le cas du passage par un foyer).

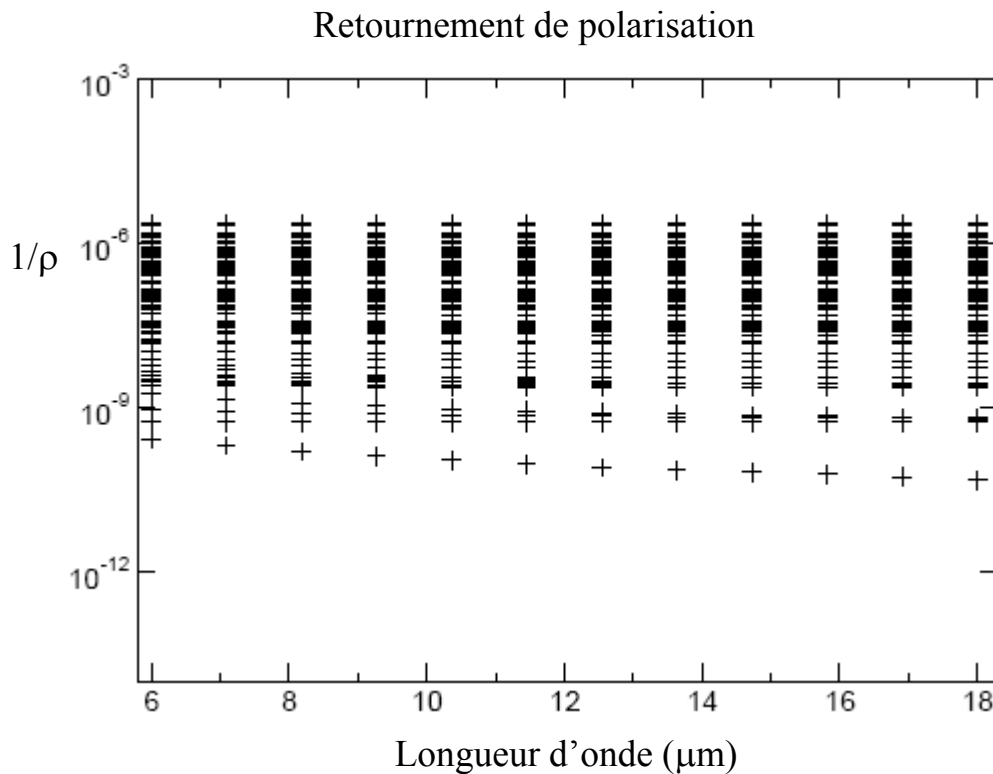


Figure 42 : Simulation de type Monte Carlo des déphaseurs à miroirs, en lançant un rayon unique (formalisme de Jones). À chaque longueur d'onde, plusieurs calculs sont lancés, en faisant varier légèrement les paramètres du déphaseur, à l'intérieur de tolérances prédéfinies (cf. tableau 5).

On constate que les effets de polarisation sont quasi achromatiques.

e - Modélisations thermiques

Comme nous l'expliquerons un peu plus loin, l'ensemble de l'interféromètre sera placé dans une cuve, sous vide, à 100 K (+/- 1 K).

La modélisation précise du comportement thermique de l'interféromètre peut se faire à l'aide de logiciels spécialisés, basés sur des méthodes de types « éléments finis ». Or, à ce stade, la géométrie de l'interféromètre n'est pas encore arrêtée. Aussi, nous avons commencé par des calculs simples au premier ordre.

Les effets thermiques seront de deux types : les dilatations/contractions des différents composants, et les changements d'indice de réfraction.

Par exemple, toujours dans le cas des déphaseurs à miroirs (Zérodur), et dans le cas d'une baisse de la température de l'ensemble du composant de 300 K à 100 K (température de travail, voir plus loin), on peut s'attendre à une contraction isotrope des différents éléments. Leur qualité optique devrait donc être inchangée.

Autre exemple : dans le cas d'un gradient axial de température (ΔT), examinons l'effet sur un miroir en Zérodur, d'épaisseur e et de hauteur $2H$ (cf. figure 43), et dont le coefficient d'expansion thermique vaut α . On peut montrer que la déviation $\Delta\theta$ est donnée par la formule suivante :

$$\Delta\theta = \frac{\alpha H \Delta T}{e}.$$

Avec par exemple $H = e = 20$ mm et $\alpha \sim 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, on obtient $\Delta\theta \sim 4 \cdot 10^{-2}$ arcsec, ce qui est tout à fait négligeable.

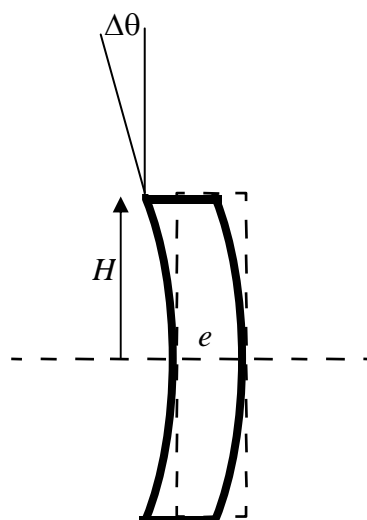


Figure 43 : Effet d'un gradient axial de température sur un miroir initialement parallélépipédique.

f - Modélisations vibratoires

Bien que je n'ai pas participé de près aux modélisations vibratoires, je présente rapidement le contexte et les principaux résultats.

L'étude s'est faite comme pour la thermique en deux temps : approche au 1^{er} ordre, puis éléments finis. Les paramètres d'entrée pour ces calculs ont été mesurés sur notre banc polychromatique infrarouge proche, et sont supposés être similaires pour le banc polychromatique infrarouge thermique. Les vibrations induisent des translations des différents

composants avec des amplitudes d'environ 20 nm dans les 3 directions x, y, z. Le spectre d'excitation est approximativement blanc jusqu'à 200 Hz.

Les premiers résultats montrent que les vibrations sont sans effet notable sur le fonctionnement de l'interféromètre (taux de réjection $> 10^6$).

g - Un mot sur l'interféromètre en construction

Les modélisations se poursuivent et les résultats obtenus au fur et à mesure permettent d'affiner la configuration de l'interféromètre.

La bande de travail dans l'infrarouge thermique impose de placer l'ensemble de l'interféromètre à très basse température. Nous avons modélisé le comportement photométrique de l'interféromètre, et nous avons montré qu'il faut le refroidir en dessous de 100 K si l'on veut détecter la frange noire avec un rapport signal à bruit suffisant. Et pour se rapprocher le plus possible des conditions spatiales, il a été aussi décidé de travailler sous vide.

Tous les miroirs seront en Zérodur, traités à l'or pour le faisceau infrarouge, et traités à argent protégé pour le faisceau métrologique HeNe. Les séparatrices seront en ZnSe pour la bande 6-11 μm , et KrS5 pour la bande 11-18 μm .

Ici encore, un laser métrologique permet de contrôler la différence de marche entre les 2 bras de l'interféromètre (précision : 0,3 nm crête à crête).

Presque tous les réglages mécaniques proviennent de chez Newport. Pour être compatible avec la basse température et le vide, ils incorporent une graisse sèche (MoS_2). Certains seront commandés par l'intermédiaire de cales piézo-électriques.

Enfin, la source est pour l'instant un corps noir chauffé à 2000 K (cf. banc polychromatique proche infrarouge).

L'interféromètre est placé dans une cuve à l'intérieure de laquelle la température est voisine de 100 K (± 1 K) et où règne le vide. Il est schématisé sur la figure 44. Sa réalisation devrait débuter fin 2005.

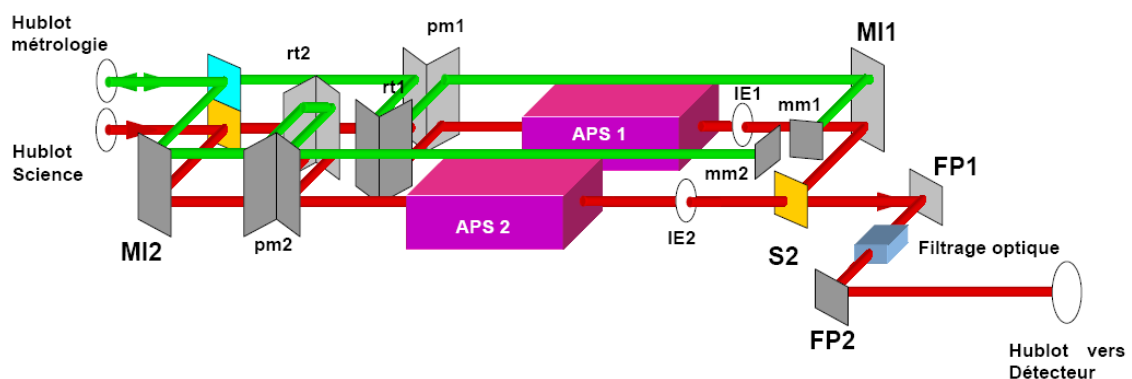


Figure 44 : Schéma général de l'interféromètre.

APS1 + APS2 : déphaseur (lame ou passage au foyer ou retournement de polarisation).

Production scientifique : **C18**, **C19**, **C20** (les références en gras correspondent à des copies mises à la fin du document)

III – Prospective

J. Gay et Y. Rabbia, astronomes à l'Observatoire de la Côte d'Azur, se sont spécialisés depuis longtemps dans les dispositifs utilisant le déphasage de π par passage au foyer. Ils sont en particulier à l'origine d'un concept original, dans lequel les deux fonctions « interféromètre » et « déphaseur achromatique » sont rassemblées [Gay J. & Rabbia Y., 1996, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 322, Série II b, p.265-271]. Il s'agit du Coronographe Interférentiel Achromatique (CIA).

Le CIA utilise les propriétés d'interférence de la lumière pour différencier la lumière d'une étoile de la lumière du compagnon de cette étoile. Dans un interféromètre de Michelson, on introduit dans une des voies (et une seule) un passage par un foyer. De ce passage au foyer résulte une rotation de 180° de la pupille et un déphasage achromatique de π . Lorsqu'on s'intéresse au front d'onde provenant de l'étoile et perpendiculaire à l'axe de l'interféromètre, on voit qu'en sortie, les fronts d'onde provenant des deux voies se superposent. Comme le passage au foyer introduit un déphasage de π parfaitement achromatique, il y a donc interférence destructive sur toute la pupille (si le front d'onde à l'entrée de l'interféromètre est parfait). Les fronts d'onde provenant du compagnon de l'étoile principale éteinte arriveront basculés par rapport à l'axe. La rotation de la pupille va "symétriser" ces fronts d'onde par rapport à l'axe et ils ne pourront donc pas interférer.

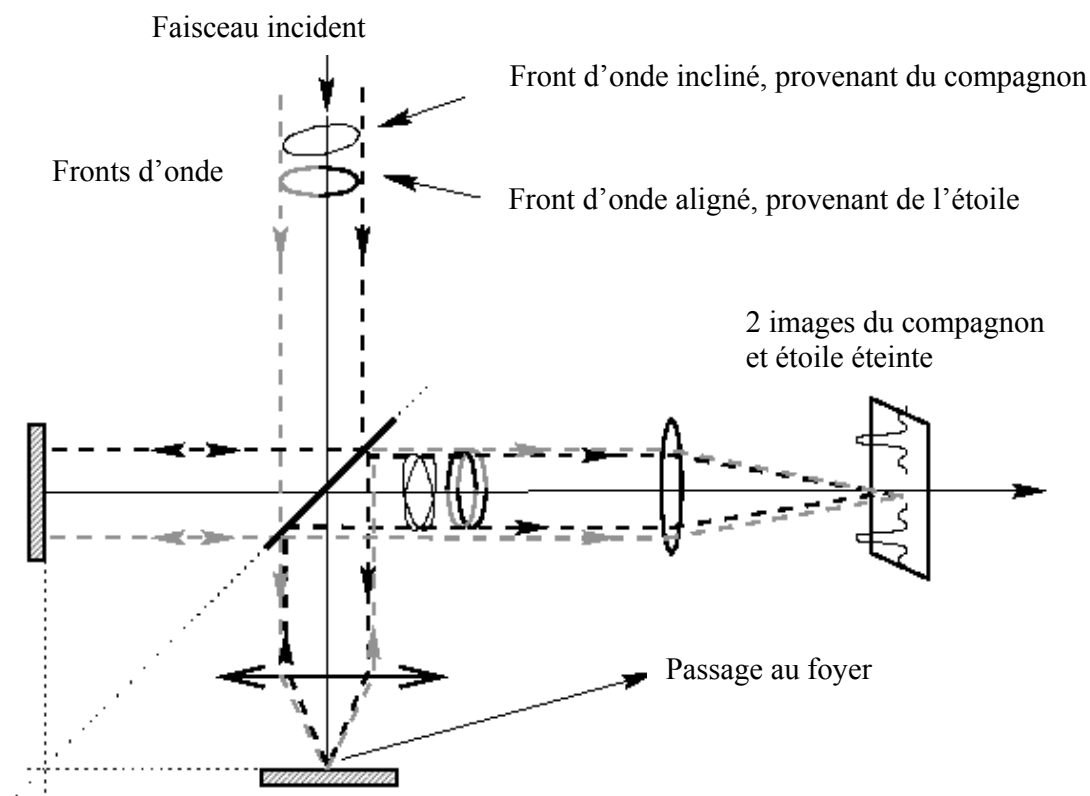


Figure 45 : Coronographe Interférentiel Achromatique

Un prototype réduit du CIA a été réalisé et testé sur le ciel, au CFHT (Canada France Hawaii Telescope). Toutefois l'architecture du CIA (volume, masse) peut poser problème pour l'insertion de ce système dans le train optique d'un instrument d'observation (sol ou

espace). Par exemple au CFHT, une interface optique complexe a dû être élaborée et l'insertion n'a été possible que par l'existence d'un volume libre dans le train optique.

Ceci a conduit J. Gay et Y. Rabbia par la suite à imaginer une version beaucoup plus compacte du CIA, dans laquelle les 2 voies sont colinéaires. C'est le CIAXE ou CIA dans l'AXE.

À l'origine, le CIAXE est constitué de 2 lentilles épaisses, mises en contact aux 2 dioptries de mêmes courbures. La séparatrice se situe à la zone de contact, la séparation étant faite soit par un dépôt de couche semi-réfléchissante, soit par le contrôle de l'épaisseur d'air entre les dioptries, ce qui forme une séparatrice à ondes multiples (type Fabry-Pérot). Si les rayons de courbure des dioptries et les distances entre dioptries sont choisis correctement, les faisceaux entrent dans le dispositif par le point S_1 , et en sortent par le point S_3 .

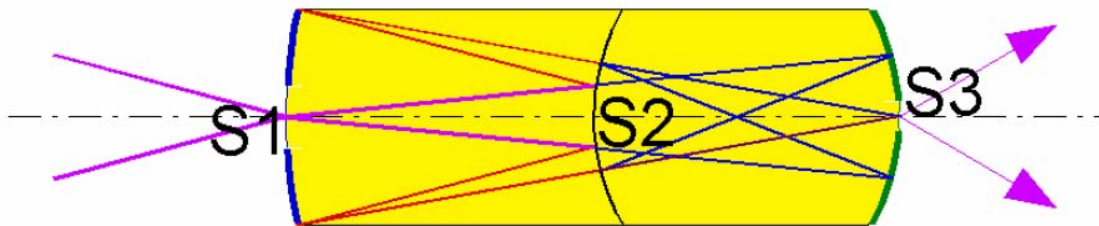


Figure 46 : Principe du CIAXE.

Les lentilles épaisses sont accolées. La lumière arrive par la gauche. Au niveau de la séparatrice, le faisceau est coupé en deux : un (en bleu) qui passe par un foyer, l'autre (en rouge) pas.

Ce dispositif, bien que très astucieux, présente néanmoins 2 inconvénients. Tout d'abord, il ne possède aucun degré de liberté qui permettrait de le régler. Sa réalisation doit donc être la plus parfaite possible. Ensuite, l'indice élevé (2,4) du matériau (ZnSe) qui constitue les lentilles épaisses rend les tolérances de fabrication très sévères.

Une variante de CIAXE est le CIAXE « aérien », qui utilise deux miroirs (fig 47, M_1 et M_3) pour porter les dioptries extrêmes et un couple de ménisques pour porter la séparatrice à leurs faces en contact (fig 47, M_2).

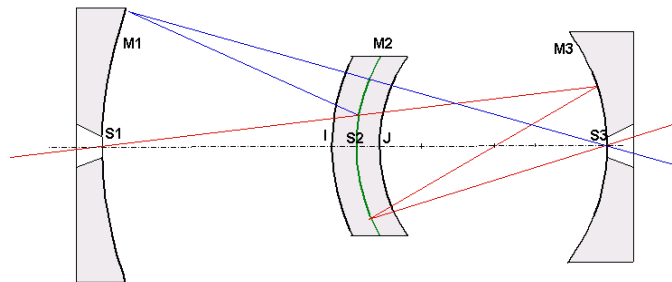


Figure 47 : Principe du CIAXE aérien. Les trajets dans les 2 voies sont différenciés par les couleurs (rouge et bleu). Le faisceau rouge subit un passage par un foyer, pas le bleu.

Ce nouveau dispositif pourra être réglé plus facilement car les miroirs et les ménisques sont indépendants.

Nous avons commencé à étudier théoriquement ces 2 dispositifs dans le cadre de l'accueil de stagiaires SupOptique de St Etienne par OCA (Christophe Buisset en 2003-2004, et Guillaume Cassar en 2004-2005 – stages de 7 mois), que j'ai co-encadrés.

Concernant le CIAXE aérien, le point de départ de cette étude avait été calculé « à la main » par Jean Gay, dans le cadre de l'optique paraxial. Il a servi de point de départ à une simulation plus poussée à l'aide du logiciel de conception optique ZEMAX.

D'une part, il s'agissait d'*optimiser* le dispositif, pour obtenir la plus grande réjection possible. Les paramètres de l'étude étaient les rayons de courbures des miroirs et ménisques et les différentes épaisseurs (ménisques et air entre les miroirs et les ménisques). On a ainsi montré qu'il est théoriquement possible d'atteindre des réjections de plusieurs millions.

D'autre part, nous avons réalisé le *tolérencement*, c'est-à-dire que nous avons étudié l'effet de petites variations des paramètres du système sur ses performances (ie. la réjection). Ainsi, en supposant chaque paramètre défini à 1 % près (hypothèse pessimiste) et en supposant que le réglage d'une des 2 épaisseurs d'air permet de rattraper les incertitudes sur les paramètres, on a montré que la réjection reste supérieure à 100000.

Actuellement, ces études se poursuivent (collaboration LTSI – OCA). Elles devront en particulier conduire à l'établissement des tolérances et des spécifications "optiques" du montage (dioptries, alignements), à la connaissance du comportement thermique et vibratoire du dispositif, et enfin à sa réalisation avec le contrôle de sa réjection en laboratoire (avant de le « tester sur le ciel »).

Cette phase de réalisation se fera ici à Saint Etienne, sous ma responsabilité. Pour faciliter le financement de ce projet, nous avons répondu à l'appel à « projets non thématiques » de l'ANR, en juin 2005.

REMERCIEMENTS

C'est une des parties du document la plus difficile à rédiger, car beaucoup de personnes ont participé aux travaux que j'expose.

Coté Institut d'Optique, mes remerciements vont tout d'abord à *Alain Brun*, qui m'a accueilli dans son équipe dès 1989. J'ai fait ma thèse et commencé ma carrière d'enseignant-chercheur sous sa (bienveillante) direction. Durant toutes ces années, j'ai apprécié sa confiance et son soutien constants.

Une grande partie des travaux que j'expose doit aussi beaucoup à *Patrick Georges*. Les années passées auprès de lui au laboratoire furent très enrichissantes et très animées.

Je remercie aussi *François Balembois* (avec qui je continue à travailler pour SupOptique), *Gérard Roger*, *Michel Allain*, les très nombreux thésards et stagiaires avec lesquels j'ai travaillé (en particulier *Jennifer Watson*, *Arnaud Dubois*, *Claude Doulé* et *Stéphane Victori*). Je remercie aussi mes collègues du laboratoire Charles Fabry, et en particulier *Pierre Chavel* qui m'a toujours soutenu lors de ma reconversion thématique et lors de mon installation à Saint Etienne.

Coté Institut d'Astrophysique Spatiale, mes remerciements vont tout d'abord à *Alain Léger*, qui m'a accueilli dans son équipe « exoplanète » dès 1999. Grâce à lui, j'ai pu entrer dans le domaine de la recherche des planètes extrasolaires. Ce domaine est encore très jeune, mais en évolution extrêmement rapide. Il nécessite le développement de techniques d'imagerie très haute dynamique et très haute résolution, qui poussent les systèmes optiques à leurs limites extrêmes.

Je remercie aussi les membres de l'équipe exoplanètes : *Alain Labèque*, *Marc Ollivier*, *Claude Valette*, ainsi que les nombreux stagiaires et doctorants que j'ai pu côtoyer : *Predrag Sekulic*, *Frank Brachet*, *Bruno Chazelas*...

Coté observatoire de la Côte d'Azur, je remercie de tout cœur *Jean Gay* et *Yves Rabbia*, tous deux impliqués avec IAS sur le projet Darwin et qui m'ont donné la possibilité de collaborer sur le coronographe CIAXE aérien.

Je remercie enfin *Gérald Brun*, *Joël Fontaine* et *Yves Rabbia* qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

LISTE DES TRAVAUX ET PUBLICATIONS

Articles publiés dans des revues avec comité de lecture

- P1 B. Cunin, B. Geoffroy, F. Heisel, T. Lépine, J.A. Mieke,
“Spectral density analysis of noisy repetitive pulses. Models for continuously operating mode-locked lasers”,
 Applied Physics B 48, 41 - 49, janvier 1989.
- P2 Michael F. Becker, A. Bruce Buckman, and Rodger M. Walser,
 Thierry Lépine, Patrick Georges, and Alain Brun,
“Femtosecond laser excitation of the semiconductor-metal phase transition in VO₂”,
 Applied Physics Letters, 65, 1507 (1994).
- P3 J. Watson, P. Georges, T. Lépine, B. Alonzi and A. Brun,
“Imaging in diffuse media using ultrafast degenerate optical parametric amplification”,
 Optics Letters, vol 20, n° 3, fev 1995.
- P4 G. Jarry, L. Poupinet, J. Watson, and T. Lépine,
“Extinction measurements in diffusing mammalian tissue with heterodyne detection and a titanium:sapphire laser”,
 Applied Optics, vol 34, n° 12, Avril 1995.
- P5 Michael F. Becker, A. Bruce Buckman, and Rodger M. Walser, Thierry Lépine, Patrick Georges, and Alain Brun
“Femtosecond laser excitation dynamics of the semiconductor-metal phase transition in VO₂”,
 Journal of Applied Physics, 79(5), 2404-8 (1996).
- P6 A. Dubois, S. Victori, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
“High repetition rate eyesafe intracavity optical parametric oscillator”,
 Applied Physics B, 67, 181-83, (1998).
- P7 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges, A. Brun,
“Voir au travers des milieux troubles”,
 “Images de la physique 1999”, p72, CNRS.
- P8 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
“Video rate depth-resolved two-dimensional imaging through turbid media by femtosecond parametric amplification”,
 Optics Letters, vol 25 N° 5, pp 353-355 (Mars 2000).

Communications à des congrès avec publications des actes

- C1 B. Geoffroy, A. Haessler, F. Heisel, T. Lépine, J.A. Miede,
“Caractérisation d'un laser Nd:YAG à modes couplés”,
 Laser M2P, Grenoble, juillet 1987,
 Publié dans Journal de physique, Tome 48, décembre 1987.
- C2 P. Georges, T. Lépine, G. Roger, A. Brun,
“Generation of sub - 100 fs pulses directly from a passively mode-locked titanium sapphire laser”,
 OSA Proceedings on "Advanced Solid State Lasers" (18-20 mars 1991), vol 10, p103,
 Ed : G. Dubé et L. Chase.
- C3 P. Georges, T. Lépine et A Brun
“Femtosecond passively mode-locked Ti:Sapphire lasers”,
 VIIth Int Symp on ultrafast processes in spectroscopy (UPS'91), Bayreuth, 1991.
- C4 P. Georges, T. Lépine, G. Roger, A. Brun,
“Picosecond and femtosecond titanium sapphire lasers”,
 Laser M2P, Grenoble, juillet 1991,
 Journal de physique IV, C7, 271 (1991).
- C5 P. Georges, T. Lépine, G. Roger, A. Brun,
“Femtosecond passively mode-locked Ti:Sapphire lasers”,
 Inst Phys Conf Ser, 126, 51 (1992).
- C6 J.M. Breteau, C. Jourdain, T. Lépine and F. Simon,
“Numerical simulation and realization of a KTP Optical Parametric Oscillator”,
 OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol 15, 1993.
- C7 J. Watson, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
“Femtosecond parametric generation and amplification in the visible spectrum”,
 OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 20, 425-427, 1994.
- C8 Michael F. Becker, A. Bruce Buckman, and Rodger M. Walser,
 Thierry Lépine, Patrick Georges, and Alain Brun,
“Femtosecond switching of the solid-state phase transition in the smart system material VO₂”,
 1994 North American Conference on Smart Structures and materials, SPIE, 2189, 400
 (1994).
- C9 A. Dubois, Thierry Lépine, Patrick Georges and Alain Brun,
“OPO radiance optimization using a numerical model”,
 OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1997.
- C10 A. Dubois, S. Victori, Thierry Lépine, Patrick Georges and Alain Brun,
“Étude d'un oscillateur paramétrique optique intracavité fonctionnant à haute cadence”
 COLOQ 5, Strasbourg (sept 1997), Annales de Physique, 23, C1-227-228, (1998).

- C11 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"40- μ m depth-resolved real-time imaging through diffusing media using fs-time-gated parametric amplification",
 Satellite meeting of the XVIII ICO : "Light for Life", Cancun, Mexico, july 1999.
- C12 Stéphane Victori, Thierry Lépine, Patrick Georges and Alain Brun,
"Spectral narrowing of a pulsed optical parametric oscillator using an intracavity photorefractive crystal",
 OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 2002.
- C13 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges, A. Brun,
"Imagerie 3D à cadence vidéo à travers un milieu diffusant par amplification paramétrique optique en régime femtoseconde",
 COLOQ 6, Bordeaux, septembre 1999, J. Phys. IV France 10 p209-10 (2000).

(Changement de thématique)

- C14 M. Ollivier, A. Léger, P. Sekulic, P. Anceau, J. Brunaud, G. Artzner, JM. Mariotti, G. Michel, V. Coude Du Foresto, B. Mennesson, P. Bouchareine, T. Lépine, F. Malbet,
"Nulling Interferometry for the DARWIN Mission - Laboratory Demonstration Experiment",
 Working on the Fringe: Optical and IR Interferometry from Ground and Space. Proceedings from ASP Conference Vol. 194. Edited by Stephen Unwin and Robert Stachnik. ISBN: 1-58381-020-X, p.443 (1999).
- C15 A Labèque, A. Léger, P. Sekulic, F. Brachet, M. Ollivier, T. Lépine, C. Valette, C. Lizambert, V. Hervier,
« New polychromatic testbed for Darwin/TPF nulling interferometer laboratory demonstration »,
 Interferometry in Space. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 405-411 (2003).
- C16 F. Brachet, A Labèque, P. Sekulic, A. Léger, M. Ollivier, T. Lépine, C. Valette, C. Lizambert, V. Hervier,
« Polychromatic laboratory test bench for DARWIN/TPF: first results »,
 Proceedings of the Conference on Towards Other Earths: DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, 22-25 April 2003, Heidelberg, Germany. Edited by M. Fridlund, T. Henning, compiled by H. Lacoste. ESA SP-539, Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-849-2, p. 385 – 387 (2003).
- C17 F. Brachet, A Labèque, A. Léger, M. Ollivier, C. Lizambert, V. Hervier, B. Chazelas, B. Pellet, T. Lépine, C. Valette,
« Nulling interferometry for the Darwin mission : polychromatic laboratory test bench »,
 International Conference on Space Optics (ICSO), Toulouse, mars-avril 2004.
- C18 A. Labèque, B. Chazelas, F. Brachet, C. Commeaux, P. Blache, A. Léger, M. Ollivier, T. Lépine, C. Valette,

« The nulltimate project : building and testing, at low temperature, Achromatic Phase Shifters to prepare the Darwin mission »,

Conférence internationale SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation, Glasgow, juin 2004. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 5491, 999 (2004).

- C19 B. Chazelas, C. Valette, T. Lépine, M. Barillot, F. Brachet, S. Dervaux, F. Fressin, J. Gay, G. Gadret, A. Labèque, A. Léger, R. Launhart, J. Mangin, D. Mawet, M. Ollivier, Y. Rabbia, E. Schmidt,

« Opto-thermo-mechanical numerical simulations of 3 different concepts of infrared achromatic phase shifters »,

Conférence internationale SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation, Glasgow, juin 2004. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 5491, 689 (2004).

Communications à des congrès sans publications des actes

- C'1 P. Georges, T. Lépine, G. Roger, A. Brun,
"Production d'impulsions femtosecondes dans un laser à saphir dopé au titane par verrouillage de modes passif",
 Horizons de l'optique, Toulouse, Septembre 1991.
- C'2 J. Watson, P. Georges, T. Lépine and A. Brun,
"Gated amplification of small signals in a degenerate Optical Parametric Amplifier",
 OSA Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Anaheim, mai 1994.
- C'3 J. Watson, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Tunable visible ultrashort pulses by parametric generation and amplification",
 Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe, Amsterdam, 28 août-2 septembre 1994.
- C'4 J. Watson, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Tunable femtosecond pulses in the visible by optical parametric amplification",
 Proceedings of Ultrafast Phenomena, Ninth International Meeting, mai 1994, Dana Point (Californie), Chemical Physics 60, 178, (1994).
- C'5 Michael F. Becker, A. Bruce Buckman, and Rodger M. Walser, Thierry Lépine, Patrick Georges, and Alain Brun,
"Femtosecond switching of the solid-state phase transition in VO₂",
 Proceedings of Ultrafast Phenomena, Ninth International Meeting, mai 1994, Dana Point (Californie), Chemical Physics 60, 320, (1994).
- C'6 J. Watson, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Amplification paramétrique en régime femtoseconde, application à l'imagerie médicale",
 Journées des phénomènes ultrarapides, 4-5 juillet 1994, Strasbourg.
- C'7 J. Watson, P. Georges, T. Lépine et Alain Brun,
"Amplification de petits signaux dans un amplificateur paramétrique optique utilisé comme porte ultrarapide",
 OPTO 94, p 97-99, ESI publications.
- C'8 J. Watson, P. Georges, T. Lépine, A. Brun,
"Détection à travers un milieu diffusant par amplification paramétrique",
 Colloque OPT/DIAG (Diagnostic et imagerie optique en médecine), Val de Grâce, 18 et 19 mai 1995.
- C'9 J. Watson, P. Georges, T. Lépine et Alain Brun,
"Application of parametric amplification for tunable visible ultrashort laser sources and for optical imaging of diffuse media",
 Conférence invitée à IXth International Symposium on "Ultrafast Processes in Spectroscopy," Trieste, 30 octobre-3 novembre 1995.

- C'10 A. Dubois, T. Lépine, P. Georges et A. Brun,
"Oscillateur paramétrique optique infrarouge à haute cadence",
 COLOQ 4, École Polytechnique, novembre 1995.
- C'11 A. Brun, P. Georges, N. Herriau, T. Lépine et J. Watson
"Vision à travers un milieu diffusant par détection paramétrique".
 COLOQ 4, Ecole Polytechnique, novembre 1995.
- C'12 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Imaging through a scattering medium using femtosecond parametric amplification",
 OSA Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Anaheim,
 juin 1996.
- C'13 A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"High average power infrared optical parametric oscillator with high brightness",
 OSA Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Anaheim,
 juin 1996.
- C'14 A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
*"Noncritically phase-matched KTP optical parametric oscillator with near diffraction
 limited signal beam"*,
 Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe,
 Hambourg, 9-13 septembre 1996.
- C'15 A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Theoretical cavity design to optimize OPO performances",
 OSA Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore,
 1997.
- C'16 A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"Numerical simulations of an optical parametric oscillator",
 Workshop "Laser crystals", Les Houches, 12-16 Mai 1997.
- C'17 A. Dubois, S. Victori, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"High repetition rate near infrared optical parametric oscillator",
 Workshop "Laser crystals", Les Houches, 12-16 Mai 1997.
- C'18 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges, A. Brun,
*"Imagerie en milieu diffusant par détection hétérodyne avec une source à faible
 longueur de cohérence"*,
 Colloque OPT/DIAG (Diagnostic et imagerie optique en médecine), Val de Grâce, 15 et
 16 mai 1997.
- C'19 S. Victori, O. Mathieu, A. Dubois, T. Lépine, P. Georges et A. Brun,
"Modélisation et définition d'oscillateurs paramétriques optiques de forte luminance",
 Journée "Matériaux non linéaires pour la conversion de fréquences", G.D.R. "Matériaux
 pour l'optique non linéaire", Mars 1998, CNRS Paris.
- C'20 S. Victori, A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
"High repetition rate eyesafe intracavity optical parametric oscillator",

“Conference on Lasers and Electro-Optics” (CLEO) Europe (Écosse), en septembre 1998.

- C’21 S. Victori, O. Mathieu, A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
“Numerical simulation of nanosecond optical parametric oscillators”,
Summer School “Advances in lasers and applications”, Univ. Of St Andrews, Glasgow,
septembre 1998.
- C’22 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
*“Real-time two-dimensional imaging through scattering media using 80-fs-gated
parametric amplification”*,
OSA Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore,
May 1999.
- C’23 C. Doulé, T. Lépine, P. Georges and A. Brun,
*“Two-dimensional real-time imaging through turbid media using fs-time-gated
parametric amplification in reflection configuration”*,
Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO/Europe-EQEC, Advances in Optical
Imaging, Photon Migration and Tissue Optics, Munich, OSA Technical Digest, June
1999, pp 172-174.
- C’24 T. Lépine,
« *Les aspects optiques de la recherche des planètes extrasolaires* »,
Journée thématique du club Nano-Micro Technologie, Ecole Nationale Supérieure des
Mines de St Etienne, 6 mai 2004.

Séminaires

Journées ULTIMATECH au CNRS les 22, 23 et 24 mai 1995

"Détection à travers un milieu diffusant par amplification paramétrique"

École doctorale "Ondes et matières" de Paris XI - Orsay le 09/01/98

"Techniques d'imagerie optiques en milieux diffusants"

Centre de Physique Moléculaire, Optique et Hertzienne de Bordeaux I le 08/04/98

"Techniques d'imagerie optiques en milieux diffusants"

Laboratoire Aimé Cotton de Paris XI - Orsay le 04/06/98

"Techniques d'imagerie optiques en milieux diffusants"

Ouvrages

Jean Louis Meyzonnette, Thierry Lépine,

"Bases de radiométrie optique",

Cépaduès Éditions (1999).

Co-auteur du chapitre « *Radiométrie optique* » dans « *Optique Physique* », collection EGEM, Hermès-Lavoisier (2003).

Vulgarisation

J.L. Meyzonnette, T. Lépine,

"La photométrie / radiométrie optique",

Optique et photonique, le journal de la SFO, mars 1999.

T. Lépine,

"À propos de l'éclipse du 11 août 1999",

Optique et photonique, le journal de la SFO, mai 1999.

T. Lépine,

« *Coronographie interférentielle appliquée à l'étude des exoplanètes* »,

Revue SupOptique Avenir 2004.

Curriculum Vitae

LÉPINE THIERRY

9 rue des platières

42570 Saint Héand

Né le 27 / 12 / 63 à Reims, Marié, deux enfants

DIPLÔMES

- 1984 :** Licence de physique de l'université Louis Pasteur de Strasbourg (mention bien).
1986 : Diplôme d'ingénieur physicien de l'École Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg (rang 2/39).
1991 : Doctorat en sciences physiques de l'université de Paris XI - Orsay.
2005 : Habilitation à Diriger des Recherches (21 nov 2005)

EXPÉRIENCES PROFESSIONNELLES

. Doctorat en sciences physiques

Doctorat en sciences physiques de l'Université de Paris Sud-Orsay

Septembre 1986 - septembre 1988 puis novembre 1989 - janvier 1991

"Étude et réalisation de lasers solides à modes couplés (YAG dopé néodyme et saphir dopé titane), compression d'impulsions" (Directeur : Pr Alain Brun)

. CEA - DAM (Vaujours)

Scientifique du contingent

Novembre 1988 - septembre 1989

Mesures de vitesses par interférométrie laser

. THOMSON CSF Optronique (Guyancourt (78))

Ingénieur recherche et développement à la direction scientifique (contrat à durée indéterminée)

Février 1991 - septembre 1992

. *Études théoriques de radars laser à détection hétérodyne ou directe appliqués à l'imagerie et à la détection à distance d'espèces chimiques dans l'atmosphère,*

. *Études théoriques et expérimentales d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) à base de $KTiOPO_4$*

- 1 conférence avec actes

. Université de Paris Sud - Orsay (91)

Maître de Conférences à l'université d'Orsay - Paris XI/Ecole Supérieure d'Optique,

Octobre 1992 – Juillet 2003

. Enseignements à l'École Supérieure d'Optique

Travaux dirigés en 2^e et 3^e année, travaux pratiques en 3^e année

. Enseignements d'optique à la NFI Optronique d'Orsay

Cours et travaux dirigés en 1^e et 2^e année

. Recherches : groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique (Pr Alain Brun)

- Sources laser et optique non linéaire, Imagerie proche infrarouge dans les milieux diffusants

- 7 publications, 11 conférences avec actes et 23 conférences sans actes, 4 co-encadrements de thèses

. Recherches : équipe « exoplanètes », Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (Alain Léger)

- Participation à la mission spatiale Darwin, conception et réalisation des déphaseurs achromatiques

- 1 conférence avec actes

. Université Jean Monnet - Saint Etienne (42)

Maître de Conférences à l'université d'Orsay - Paris XI/Antenne Ecole Supérieure d'Optique de Saint Etienne,

Depuis Juillet 2003

. Enseignements à l'École Supérieure d'Optique

- Travaux dirigés, travaux pratiques (mise en place de 5 TP projets depuis sept 2003)

- Adjoint à la direction des études pour l'antenne de Saint Etienne

- Responsable des travaux pratiques

. Recherches : collaborations avec l'équipe « exoplanètes » de l'Institut d'Astrophysique Spatiale et le département Gemini de l'Observatoire de la Côte d'Azur

- Participation à la mission spatiale Darwin, conception et réalisation des déphaseurs achromatiques

- 5 conférences avec actes

RESPONSABILITES DIVERSES

Membre (extérieur) de la CSE des sections 28-29-30 de l'université de Bordeaux I, de 1995 à 1997.

Membre de la CSE de la section 63 de l'université d'Orsay, de 1998 à 2001.

Membre (extérieur) de la CSE de la section 63 de l'université Jean Monnet, depuis 2004.

ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT

1^{ère} période : Octobre 1992 – Juillet 2003

Pendant toute cette période, j'ai enseigné à l'Ecole Supérieure d'Optique (ESO). A partir de 1994, j'ai aussi enseigné à la Nouvelle Formation d'Ingénieurs en Optronique (NFI-O) d'Orsay.

Mes enseignements en cours et TD dans ces 2 établissements concernaient les matières suivantes :

- la conception optique,
- la radiométrie,
- les détecteurs,
- l'optronique.

J'enseignais aussi en TP à l'ESO.

Conception optique

Ce sujet prolonge l'optique géométrique où l'on n'étudie que des systèmes parfaits, pour lesquels l'image d'un point est un point. Dans la réalité, les choses ne sont malheureusement pas aussi simples. En général, dans un système optique réel, l'image d'un point est une tache de dimensions notables appelée tache d'aberration ou tache de diffusion. Les aberrations vont donc limiter les performances des systèmes optiques.

On aborde les points suivants :

- Aberrations chromatiques
- Aberration sphérique
- Coma
- Astigmatisme et courbure de champ
- Distorsion
- Variation des aberrations avec la position de la pupille
- Variation des aberrations avec la position de l'objet
- Aberrations d'excentrement
- Aberrations et diffraction (FTM...)

L'étude théorique se limite aux termes du troisième ordre par rapport aux paramètres de trajectoire des rayons lumineux (champ et ouverture).

La moitié des travaux dirigés est réservée à l'étude de systèmes optiques simples à l'aide du logiciel OSLO.

Radiométrie

La radiométrie est la discipline concernant la caractérisation théorique et expérimentale des rayonnements dits optiques. Elle a pour objets :

- les grandeurs qui définissent ces rayonnements (flux, intensité, luminance, éclairement, émittance...),
- les lois qui les régissent, en émission, propagation et détection,
- les moyens de mesure correspondants.

Cette discipline intervient directement dans la réalisation des systèmes optroniques.

On aborde plus précisément les points suivants :

- Photométrie géométrique (notions de base, systèmes d'unités, relations générales)
- Spectroradiométrie
- Les sources (corps noirs, lasers...)

- Propriétés des surfaces et milieux (réflexion, transmission, diffusion, absorption, diffusions Rayleigh et Mie, transmission atmosphérique, turbulence...)
- Métrologie (facteur de luminance, BRDF, sphère intégrante...)

Détecteurs

Il s'agit ici des détecteurs de rayonnements optiques, qui sont un des éléments fondamentaux du système optronique.

On aborde plus précisément les points suivants :

- Principes physiques de la détection
- Propriétés du signal (réponse spectrale, réponse impulsionnelle...)
- Bruit (Bruit de photons, bruits technologiques, NEP, D*...)
- Grandes familles de détecteurs (quantiques, thermiques, monopixels, matriciels)
- Mise en oeuvre (détection directe/hétérodyne, SNR...)

Optronique

Ce cours traite d'équipements optroniques suivant une approche « système » : chaque sous-ensemble est considéré comme une « boîte noire » définie par ses fonctions, ses interfaces d'entrée et de sortie, ses performances propres et son incidence sur les performances de l'ensemble de la chaîne optronique. Pour les composants les plus importants, on précise les techniques de réalisation, les caractéristiques et les performances.

Ce cours permet aux élèves d'établir le bloc diagramme d'un système optronique en fonction du cahier des charges, de définir les paramètres essentiels, et de simuler les performances.

On aborde plus précisément les points suivants :

- Conception d'un système optronique
- Equipements laser (télémètre, lidar...)
- Equipements télévision (de jour et de nuit)
- Systèmes infrarouges (détection, imagerie, NEI, NETD, MRTD...)

TP

A l'ESO, j'ai participé aux développements des manipulations suivantes :

- Holographie
- Etude du speckle (ou "granularité laser")
- Mesure de la déformation d'une cale piézo-électrique par interférométrie de speckle
- Mesure de la fonction de transfert de modulation (FTM), méthode « Acofam »
- Mesure de la fonction de transfert de modulation (FTM), méthode « Barrette »
- Caméra infrarouge
- Optique adaptative

Détails des enseignements à l'ESO¹

Conception optique : 2^e année ESO, 30 élèves, TD (34 h eq TD).

Radiométrie : 2^e année ESO, 40 élèves, TD (9 h eq TD). Avec l'aide de l'enseignant responsable, le support de cours a été édité sous la forme d'un livre (*Bases de radiométrie*, chez Cépaduès).

Détecteurs : 2^e année ESO, 40 élèves, TD (4,5 h eq TD).

¹ et ² : 1^e année ESO ou NFI-O = Bac + 3, 2^e année ESO ou NFI-O = Bac + 4, 3^e année ESO ou NFI-O = Bac + 5,

Optronique : 3^e année ESO, 40 élèves, TD (12 h eq TD).

TP : 3^e année ESO, élèves en binômes, (54 h eq TD).

Détails des enseignements à la NFI-O²

Conception optique : responsabilité de la matière, 1^e année NFI-O, 40 élèves, cours (21 h eq TD), TD (12 h eq TD). J'ai réalisé un document dactylographié de 79 pages.

Radiométrie : responsabilité de la matière, 2^e année NFI-O, 40 élèves, cours (27 h eq TD), TD (12 h eq TD). J'ai réalisé un support de cours dactylographié de 215 pages.

Détecteurs : 2^e année NFI-O, 40 élèves, responsabilité de la matière, cours (15 h eq TD), TD (7 h eq TD). J'ai réalisé un document dactylographié de 60 pages.

2^{eme} période : depuis septembre 2003

Depuis septembre 2003, j'exerce à temps plein au sein de l'antenne de l'ESO, installée sur le Pôle Optique Rhône-Alpes à Saint Etienne.

La composante « enseignement » est une option de troisième année de l'ESO, qui accueille environ 20 % d'une promotion de troisième année (dernière année du cursus), soit une quinzaine d'élèves actuellement. Cette option est intitulée « *instrumentation optique pour les processus industriels* », et elle est résolument orientée vers les applications industrielles de l'optique. Son objectif majeur est de former des ingénieurs opticiens qui soient capables de répondre non seulement aux besoins propres à l'industrie optique, mais aussi aux demandes croissantes d'industries qui sont extérieures au domaine de l'optique.

Les cours sont assurés par les membres de l'antenne, des enseignants-chercheurs de l'Université Jean Monnet (cours de gestion, d'informatique, de traitement d'images) et de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne (langues), et aussi par divers intervenants industriels (Thalès Optronics, Thalès Angénieux, Thomson Multimedia, Sagem-REOSC, ST Microelectronics, Jobin Yvon, LETI ...).

J'interviens tout d'abord dans le cadre des **travaux dirigés** : du cours « systèmes et capteurs », qui correspond à l'ancien cours d'optronique d'Orsay, profondément remanié, et du cours de conception optique (niveau avancé, sur Code V).

Ensuite, dans le cadre des **travaux pratiques**, nous avons mis en place une formule originale : les *TP projets*. Les élèves se groupent par 2 à leur arrivée et prennent en charge un seul sujet, sur lequel ils travaillent pendant leur 5 mois de présence dans l'antenne, en gérant de « façon autonome » toutes les phases d'une expérimentation : conception, réalisation, tests.

Voici la liste des sujets abordés depuis septembre 2003 :

- Profilométrie par microscopie interférentielle
- Beam shaping
- Observatoire virtuel
- Détection d'exoplanètes
- Optique adaptative
- Spectro-imageur solaire
- Métrologie optique comparative (Zygo/HASO/Roddier)

Je suis **responsable des travaux pratiques** et j'ai conçu et encadré les 5 derniers sujets, à dominante « astronomie », en liaison avec notre observatoire (Plus de détails ici : <http://astrosurf.com/lepine/eso/intro.html>).

Enfin, je suis **adjoint à la direction des études** de l'ESO, pour l'antenne stéphanoise. A ce titre, je suis responsable de la bonne marche de notre cursus pédagogique. Mes tâches principales sont les suivantes :

- emploi du temps : préparation, récapitulatif par enseignant, gestion journalière,
- organisation des soutenances : soutenances stage 2A, 3A, projets (TP, conception optique, image, informatique),
- relations avec les élèves : informations, relais avec Orsay, suivis individuels, points stage, bilans.

Détails des enseignements

Système et capteurs : 3^e année ESO, 15 élèves, TD (9 h eq TD).

Conception optique : 3^e année ESO, 15 élèves, TD (36 h eq TD).

TP projet : 3^e année ESO, 15 élèves, (67 h eq TD).

Soutenances (2A, 3A, Projet de conception optique, TP Projet) : 3^e année ESO, 15 élèves, (32 h eq TD).

Une décharge de 48 h m'est accordée pour la gestion administrative de l'antenne.

LISTE DES MÉMOIRES ET DIPLÔMES DIRIGÉS

Thèses

Jennifer Watson

« *Amplification paramétrique en régime femtoseconde. Application au développement de sources femtosecondes accordables dans le visible et à l'imagerie en milieu diffusant* »

Co-encadrement avec Patrick Georges et Alain Brun

Soutenance : 1994

Production scientifique : P3, C7, C'2, C'3, C'4, C'6, C'7, C'8, C'9, C'11

Fonction ultérieure : Enseignante dans un lycée à Ottawa (Canada)

Arnaud Dubois

« *Étude expérimentale et simulations numériques d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde* »

Co-encadrement avec Patrick Georges et Alain Brun

Soutenance : 1997

Production scientifique : P6, C9, C10, C'10, C'13, C'14, C'15, C'16, C'17, C'19, C'20, C'21

Fonction ultérieure : Maître de Conférences ESPCI

Claude Doulé

« *Amplification paramétrique optique en régime femtoseconde et tomographie optique cohérente : deux méthodes d'imagerie proche infrarouge dans des milieux diffusants* »

Co-encadrement avec Patrick Georges et Alain Brun

Soutenance : 2000

Production scientifique : P7, P8, C11, C13, C'12, C'18, C'22, C'23

Fonction ultérieure : Ingénieur R&D ECE

Stéphane Victori

« *Développement et amélioration des caractéristiques des Oscillateurs Paramétriques Optiques* »

Co-encadrement avec Patrick Georges et Alain Brun

Soutenance : 2001

Production scientifique : P6, C10, C12, C'17, C'19, C'20, C'21

Fonction ultérieure : Ingénieur R&D CIMEL

Entre le début de ma reconversion thématique (1999-2000) et mon départ à Saint Étienne (été 2003), j'ai travaillé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale avec de nombreux étudiants, et plus particulièrement avec Predrag Sekulic (stagiaire DEA), Marc Ollivier (thèse soutenue en décembre 1999), Frank Brachet (thèse en cours, soutenance fin 2005), et Bruno Chazelas (thèse débutée en septembre 2003). Je ne co-encadrais pas ces thèses, mais je m'y suis beaucoup impliqué.

Stagiaires de 3^e cycle

David Gay (oct-nov-dec 1992)

Stage Master de l'université Laval à Québec

« *Simulations des accords de phase dans les cristaux uniaxes et biaxes* »

Bruno Alonzi (1993-1994)

Stage DEA « Optique et Photonique »

« *Amplification paramétrique optique en régime femtoseconde* »

Yves Pelliard (avril à juillet 1994)

Stage de fin d'étude de l'École Supérieure d'Optique

« *Simulations des Oscillateurs Paramétriques Optiques en régime femtoseconde* »

Isabelle Richard (oct-nov-dec 1994)

Stage Master de l'université Laval à Québec

« *Imagerie en milieux diffusants par détection hétérodyne en régime continu* »

Claude Doulé (1994-1995)

Stage DEA « Optique et Photonique »

« *Imagerie en milieux diffusants par détection hétérodyne en régime continu et en régime femtoseconde* »

Stéphane Victori (1996-1997)

Stage DEA « Optique et Photonique »

« *Développement d'un Oscillateur Paramétrique Optique en régime nanoseconde* »

Bojan Resan (février à juin 1998)

Stage DEA/École Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg

« *Tomographie optique cohérente* »

Marie Glanc (avril à juillet 1998)

Stage de fin d'étude de l'École Supérieure d'Optique

« *Imagerie en milieux diffusants par amplification paramétrique optique en régime femtoseconde* »

Antoine Goddart (1996...1998)

Stage de l'École Supérieure d'Optique par l'apprentissage (CFA) à l'ONERA

« *Etude et réalisation d'un Oscillateur Paramétrique Optique affiné spectralement* »

Rémi Bourgois (2000...2002)

Stage de l'École Supérieure d'Optique par l'apprentissage (CFA) à Sagem REOSC

« *Participation au projet « Grand Télescope des Canaries », mise en place de bancs de contrôle interférométrique* »

Caroline Santamaria (2003-2004)

Stage de 7 mois de l'École Supérieure d'Optique de Saint Étienne à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA)

« *Eléments de modélisation d'un interféromètre infrarouge fonctionnant en mode annulant pour l'étude des environnements stellaires* »

Christophe Buisset (2003-2004)

Stage de 7 mois de l'École Supérieure d'Optique de Saint Étienne à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA)

« *Etude de diverses approches de coronographie en liaison avec les aspects champ proche* »

Guillaume Cassar (2004-2005)

Stage de 7 mois de l'École Supérieure d'Optique de Saint Étienne à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA)

« *Le coronographe interférométrique achromatique dans l'axe (CIAXE)* »

Autres stagiaires

Jean François Perelgritz

Scientifique du contingent

« *Simulation du mélange à trois ondes dans un Oscillateur Paramétrique Optique* »

Christophe Berton (avril à juillet 1994)

Stage 2^e année IUT d'Orsay

« *Développement d'un laser YAG déclenché pour pomper un Oscillateur Paramétrique Optique nanoseconde* »

Nicolas Herriau (mars à août 1995)

Stage 2^e année NFI-O

« *Imagerie en milieux diffusants par détection hétérodyne en régime continu* »

Axcel Da Costa (mars à août 1995)

Stage 2^e année NFI-O

« *Imagerie en milieux diffusants par amplification paramétrique optique en régime femtoseconde* »

Alexis Douchkine (avril-mai-juin 1996)

Stage 2^e année IUT d'Orsay

« *Tomographie optique cohérente* »

Denis Cherdel (juin-juillet-août 1996)

Stage DEUST laser (Bac + 2)

« *Tomographie optique cohérente* »

Jérôme Fils et Yvan Sortais (février-mars-avril 97)

Projet de l'École Supérieure d'Optique 3^e année

« *Imagerie en milieux diffusants : modélisations par la méthode de Monte Carlo* »

Antoine Bardet-Massin (avril-mai-juin 1997)

Stage 2^e année IUT d'Orsay

« *Tomographie optique cohérente* »

J. Gagnaire (97/99)

Stage de la NFI-O par l'apprentissage (CFA) à Sagem - SFIM

« *Calibration de tourelles de trajectographie* »

Anne Lechanteux (6 semaines en juillet-août 97)

Stage de 1ere année de l'École Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg

« *Tomographie optique cohérente* »

Philippe Bercheux (avril-juin 1999)

Stage de Maîtrise de Math appliquée d'Orsay

« *Diffusion de la lumière et méthodes de Monte Carlo* »

COPIES D'UNE SÉLECTION D'ARTICLES