



HAL
open science

Etude d'un Laser Sans Mode de puissance pour la production d'Etoiles Laser

Vincent Fesquet

► **To cite this version:**

Vincent Fesquet. Etude d'un Laser Sans Mode de puissance pour la production d'Etoiles Laser. Optique [physics.optics]. UJF Grenoble-1, 2007. Français. NNT: . tel-01132130

HAL Id: tel-01132130

<https://theses.hal.science/tel-01132130>

Submitted on 16 Mar 2015

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.

Public Domain

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER DE GRENOBLE

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

par **Vincent Fesquet**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : Physique

Etude d'un Laser Sans Mode de puissance pour la production d'Etoiles Laser

Soutenance publique prévue le 22 janvier 2007

Après avis de :

M. Christian Veillet

Directeur exécutif du Télescope CFHT

Rapporteur

M. Patrick Georges

Directeur de recherche au CNRS

Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. Benoît Boulanger

Professeur à l'Université Grenoble I

Président

M. Patrick Georges

Directeur de recherche au CNRS

Rapporteur

M. Christian Veillet

Directeur exécutif du Télescope CFHT

Rapporteur

M. Domenico Bonaccini Calia

European Southern Observatory

Examineur

M. Jean-Paul Pocholle

THALES Research & Technology

Examineur

M. Jean-Paul Pique

Directeur de recherche au CNRS

Directeur de thèse

effectuée au

Laboratoire de Spectrométrie Physique, Université Joseph Fourier de Grenoble,

B.P. 87 – 38402 Saint-Martin d'Hères Cedex.

Remerciements

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	2
CHAPITRE I: ETOILES LASER : CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET ETAT DE L'ART.....	13
1. <i>Observations par télescopes optiques dans le domaine du visible : limitations majeures et solutions adoptées pour y remédier</i>	14
I.1.1. Qualité des optiques : à la recherche de la perfection.....	14
I.1.2. Phénomène de diffraction : de l'intérêt de concevoir des télescopes de grands diamètres	16
I.1.2.1. Diffraction par un télescope	16
I.1.2.2. La nécessité de concevoir des télescopes aux diamètres toujours plus grands	18
I.1.3. Les perturbations atmosphériques, problème majeur des astronomes terrestres.....	20
I.1.3.1. Modèle de la turbulence atmosphérique.....	20
I.1.3.2. Les fluctuations de l'indice de réfraction.....	21
I.1.3.3. Décomposition de la phase turbulente sur les polynômes de Zernike	23
I.1.3.4. Expression du paramètre de Fried r_0	26
I.1.3.5. Propriétés temporelles de la phase turbulente	27
I.1.3.6. Anisoplanétisme.....	27
I.1.3.7. Utilisation d'une source artificielle laser.....	29
I.1.4. Principes de l'imagerie	30
I.1.4.1. Définition de la fonction d'étalement de point (FEP)	30
I.1.4.2. Formation d'images dégradées par la turbulence atmosphérique	30
I.1.4.3. Temps de pose en imagerie	31
I.1.4.4. Définition du rapport de Strehl.....	32
2. <i>Une solution pour la correction de la turbulence atmosphérique : l'optique adaptative</i>	34
I.2.1. Historique de l'optique adaptative.....	35
I.2.2. Principe de l'optique adaptative	36
I.2.3. Limitations de l'optique adaptative.....	38
I.2.3.1. Fonctionnement idéal	38
I.2.3.2. Définition de la variance de phase résiduelle.	39
I.2.3.3. Limitations liées à l'anisoplanétisme en fonction de la longueur d'onde et aux caractéristiques de la population d'étoiles sur la voûte céleste.....	40
3. <i>L'association « optique adaptative et étoiles laser » : vers une correction de tous les ordres de perturbations atmosphériques sur la totalité du ciel</i>	46
I.3.1. Le concept d' « étoile laser »	46
I.3.1.1. Les trois « types d'étoiles laser » envisagés au préalable.....	47
I.3.1.2. Les étoiles laser adoptées sur tous les grands sites astronomiques	50
I.3.1.3. Les limitations dues à l'utilisation d'une étoile laser artificielle.....	50
I.3.2. La correction de tous les ordres de perturbations atmosphériques : intérêt du projet ELP-OA	58
I.3.2.1. Inventaire non exhaustif des méthodes visant une correction du basculement du front d'onde	58
I.3.2.2. La solution « Etoile laser monochromatique + Etoile naturelle ».....	60
I.3.2.2.2.1. Etoile laser de l'observatoire du Keck	61
I.3.2.2.2.2. Etoile laser du télescope Gemini North	63
I.3.2.2.2.3. Etoile laser du VLT	65

I.3.2.2.4. Etoile laser du télescope Subaru	66
I.3.2.3. La solution du projet ELP-OA, une « Etoile Laser Polychromatique » : deux alternatives étudiées.....	67
I.3.2.3.1.1. Principe de fonctionnement	68
I.3.2.3.1.2. Les différents problèmes rencontrés	69
I.3.2.3.1.3. Résultats importants sur la détermination du tip-tilt	69
Expérience MaTILD	70
Expérience ATTILA	71
I.3.2.3.2.1. Principe de l'excitation à deux photons.....	73
I.3.2.3.2.2. Rappel des expériences réalisées et des résultats obtenus.....	74
Expérience PASS-1	74
Expérience PASS-2	75
I.3.2.3.3. Problèmes inhérents à la technique	76
I.3.2.3.3.1. Principe de l'excitation à un seul photon	77
I.3.2.3.3.2. Résultats théoriques.....	78
I.3.2.4. Discussions sur les différentes solutions envisagées	79
4. <i>Etat de l'art du projet ELP-OA</i>	82
I.4.1. Cahier des charges.....	82
I.4.1.1. Choix des longueurs d'onde étudiées.....	82
I.4.1.2. Précision recherchée.....	83
I.4.1.3. Echantillonnage temporel.....	84
I.4.1.4. Flux requis pour ELP-OA.....	84
I.4.1.5. Echantillonnage spatial et spectral.....	87
I.4.2. L'instrument de mesure instantanée du tip-tilt : ATTILA	87
I.4.2.1. Principe de fonctionnement.....	87
I.4.2.2. Couplage avec un système d'optique adaptative	88
I.4.2.3. Limites de l'instrument ATTILA.....	89
I.4.3. Choix des lasers.....	90
I.4.4. Le problème des vibrations du télescope.....	90
I.4.4.1. Développement d'un système complet de compensation des vibrations.....	91
I.4.4.2. Le LOFI : une alternative prometteuse.....	92
I.4.5. L'étoile laser polychromatique : l'intérêt croissant des grands télescopes	93
I.4.5.1. Des collaborations en perspectives	93
I.4.5.2. La tomographie « gourmande » en étoiles laser.....	94

CHAPITRE II: PROPRIETES DE L'ATOME DE SODIUM MESOSPHERIQUE..... 109

1. <i>Propriétés de la couche de sodium dans la mésosphère</i>	110
II.1.1. Description de la couche de sodium mésosphérique.....	110
II.1.2. Les variations lentes.....	111
II.1.3. Les variations rapides.....	111
II.1.4. Conséquences.....	112
2. <i>La transition D de l'atome de sodium</i>	114
II.2.1. Propriétés de la transition D.....	114
II.2.2. Saturation de l'atome de sodium	117
II.2.3. Une solution pour atténuer le phénomène de saturation : le laser sans mode.....	119
3. <i>Dépolarisation hyperfine de la fluorescence du sodium mésosphérique et polarisation du rayonnement Rayleigh</i>	121

II.3.1.	Exposé du problème de la diffusion Rayleigh	121
II.3.2.	Etude de la polarisation des différents rayonnements en jeu	121
II.3.3.	Une solution au problème du Rayleigh : un filtre polariseur	128
CHAPITRE III: CONCEPTION DES CHAINES LASER DE PUISSANCE DANS LE CADRE DU PROJET ELP-OA		131
<i>1.Énumération des paramètres requis pour nos chaînes laser en vue de leurs intégrations sur le démonstrateur ELP-OA</i>		
III.1.1.	Choix d'un milieu amplificateur adapté aux longueurs d'onde choisies.....	132
III.1.2.	La solution pour s'affranchir de la saturation : le laser « sans mode ».....	133
III.1.3.	Quelle puissance laser ?	135
III.1.4.	Propriétés temporelles	135
III.1.4.1.	Choix du taux de répétition	136
III.1.4.2.	Choix de la largeur d'impulsion	136
III.1.5.	Propriétés spatiales.....	136
III.1.6.	Comparaisons : les installations laser existantes	138
<i>2. Description des éléments composant un laser sans mode de puissance et mise en évidence de leurs fonctions</i>		
III.2.1.	Oscillateur sans mode : le formatage spectral	145
III.2.1.1.	Le modulateur acousto-optique : un rôle prépondérant dans la mise en forme spectrale du signal	145
III.2.1.1.2.1.	Angle de Bragg	146
III.2.1.1.2.2.	Décalage en fréquence.....	147
III.2.1.2.	Description technique de l'oscillateur « sans mode ».....	149
III.2.1.3.	Caractérisation de l'oscillateur « sans mode »	150
III.2.2.	Pré-amplificateur intra-cavité : le formatage temporel	156
III.2.2.1.	Description technique du pré-amplificateur intra-cavité.....	156
III.2.2.2.	Caractérisation de la cavité complète « oscillateur & pré-amplificateur »	161
III.2.2.3.	Pré-amplifier dans la cavité oscillatrice : de nombreux avantages.....	169
III.2.3.	Un « oscillateur sans mode » pompé directement en impulsions : des résultats encourageants.....	170
III.2.3.1.	Description technique de l'oscillateur sans mode pompé en impulsionnel.....	170
III.2.3.2.	Des facilités de réglages indéniables	172
III.2.3.3.	Une conservation de l'aspect « sans mode »	172
III.2.3.4.	La finesse du Fabry-Perot : un paramètre à ajuster	174
III.2.3.5.	La qualité de faisceau : un paramètre à améliorer	175
III.2.4.	L'amplificateur multipassage : la montée en puissance.....	176
III.2.4.1.	Description technique de l'amplificateur multipassage	176
III.2.4.2.	Les premiers résultats d'amplification.....	178
CHAPITRE IV: ETUDE DE LA DYNAMIQUE DES LASERS A DECALAGE DE FREQUENCE INTRA-CAVITE : MODELISATION DU LASER SANS MODE.....		189
<i>1. Historique des lasers à décalage de fréquence.....</i>		
IV.1.1.	De Kowalski à nos jours	192
IV.1.1.1.	Cas de la cavité passive.....	192
IV.1.1.2.	L'apparition du « modeless laser » ou laser sans mode	195
IV.1.1.3.	Le laser FSF utilisé pour la génération d'impulsions courtes	196

IV.1.1.4.	Limite où le décalage en fréquence est très faible en comparaison de l'intervalle spectral libre de la cavité	198
IV.1.1.5.	Conclusion	200
IV.1.2.	Des applications de plus en plus nombreuses	201
2.	<i>Dynamique des lasers : étude des différentes classes de laser</i>	202
IV.2.1.	Grandeurs caractéristiques des lasers	202
IV.2.2.	Les différentes classes de lasers.....	203
3.	<i>Les différents modèles mis au point pour la compréhension des phénomènes en jeu</i>	204
IV.3.1.	Modèle de l'oscillateur « sans mode » pompé en continu	205
IV.3.1.1.	Définition du système d'équations relatif à l'oscillateur « sans mode »	205
IV.3.1.2.	La résolution numérique du système.....	209
IV.3.1.3.	Discussions.....	210
IV.3.2.	Modèle de la cavité complète « oscillateur et pré-amplificateur »	210
IV.3.2.1.	Définition du système d'équations relatif à la cavité « oscillateur & pré-amplificateur	210
IV.3.2.2.	La résolution numérique du système.....	213
IV.3.2.3.	Discussions.....	222
IV.3.3.	Modèle général d'un laser à décalage de fréquence intra-cavité : prospections sur de nouveaux types de lasers.....	223
IV.3.3.1.	Les différents milieux amplificateurs envisageables.....	223
IV.3.3.2.	Définition du système d'équations relatif à un oscillateur à décalage de fréquence intra-cavité	224
IV.3.3.3.	Résolution numérique du système pour différentes configurations	226
CONCLUSION ET PERSPECTIVES SUR LES SYSTEMES LASER		233

INTRODUCTION

Les observations en astronomie : la possibilité de travailler sur une large gamme d'informations

Depuis les premières observations du ciel, c'est-à-dire depuis l'avènement de l'humanité, les observateurs se cantonnaient au seul domaine de la lumière visible, et pour cause, le seul instrument d'observation se trouvait être l'œil. Par la suite, l'appétence de l'humain à sonder l'inconnu lui a permis de faire de grandes découvertes techniques, et par là même de grandes découvertes scientifiques. Pour exemple, l'utilisation de la lunette astronomique par Galilée lui permit de découvrir en 1610 les quatre principaux satellites de Jupiter. Là encore, et quasiment jusqu'au milieu du XX^{ème} siècle, les observations se limitaient uniquement à la lumière visible. Avec le développement de la spectroscopie en astronomie (depuis 1860), la gamme d'observation s'est finalement élargie à la totalité du rayonnement électromagnétique : les ondes radio, les micro-ondes, l'infrarouge, l'ultraviolet, les rayonnements X et gamma. Cependant, le visible reste aujourd'hui pour les astronomes un champ d'observation privilégié. Il permet d'étudier de nombreux phénomènes astrophysiques dont les informations n'apparaissent pas dans d'autres gammes du spectre électromagnétique. Comme la diversité des objets astronomiques se traduit par une diversité de leurs spectres, l'étude de tous ces rayonnements a permis aux astronomes et astrophysiciens de réaliser un grand nombre de découvertes.

Tableau 1 : Association des différents domaines de l'astrophysique avec leurs domaines de longueur d'onde associés. L'étude de la totalité du spectre électromagnétique a apporté énormément d'informations aux astrophysiciens.
Source : OBSPM.

Les différents domaines de longueurs d'onde
et
les domaines astrophysiques concernés

Longueur d'onde (mètre)	domaine	Domaine astrophysique
10^3		
1		Notre Galaxie, les galaxies (Rayonnement synchrotron)
10^{-3}	Radio	Raie 21 cm de l'hydrogène Rayonnement du fond du ciel Nuages moléculaires
10^{-6}	Infrarouge Visible Ultraviolet	Soleil et étoiles
10^{-9}		Disques d'accrétion galaxies actives
10^{-12}	Rayons X Rayons γ	Rayonnement galactique
10^{-15}		Rayonnement γ du fond du ciel

En parallèle de cette avancée, les astronomes ont toujours éprouvé le désir d'affiner leurs observations. En effet, la recherche du détail, d'une finesse toujours plus grande, a amené les ingénieurs à concevoir des instruments de plus en plus performants. Ainsi, les lunettes, couramment utilisées jusqu'au début du XX^{ème} siècle, ont été supplantées par les télescopes.

A la recherche du détail : la haute résolution angulaire

Sonder le ciel avec précision dans le domaine du visible pose de nombreux problèmes. Ceux-ci furent et sont toujours à l'origine de nombreux progrès technologiques dont les retombées s'exercent au-delà même du domaine de l'astronomie. On peut identifier trois problèmes majeurs dont la qualité d'une observation dépend directement:

- la qualité de la surface de réception,
- la diffraction de la lumière,
- les perturbations atmosphériques.

Les deux premiers problèmes ayant été en partie résolus grâce à de nombreuses prouesses technologiques, le troisième obstacle reste sans nul doute le plus gênant. En effet, la résolution angulaire des observations astronomiques est le plus souvent limitée par la dégradation des images par la turbulence atmosphérique. Sans aucune correction, les grands télescopes ont un pouvoir de résolution équivalent à celui d'un télescope d'une vingtaine de centimètres. Une solution évidente serait de concevoir des télescopes spatiaux pour se retrouver au-dessus de l'atmosphère et ainsi retrouver un pouvoir de résolution égal au pouvoir théorique (ils permettent par ailleurs de travailler à des longueurs d'ondes auxquelles l'atmosphère est totalement opaque : rayons X et gamma, UV lointain). Cette idée, bien qu'ayant été éprouvée avec succès (le télescope spatial Hubble) et restant à l'ordre du jour (pour exemples, la mission DARWIN et le projet TERRESTRIAL PLANET FINDER - projet phare de la NASA - ou bien même le NGST avec 6,5 m de diamètre), reste très onéreuse. Il a donc fallu contourner ce problème. Ainsi tous les grands télescopes terrestres récents ont été bâtis sur des lieux élevés (pour une meilleure transmission atmosphérique, on se place au dessus des basses couches de l'atmosphère car ce sont les plus turbulentes) mais aussi secs (pour la transmission du rayonnement infrarouge), dégagés (pour l'efficacité des observations) et isolés (afin d'éviter les pollutions lumineuses et chimiques urbaines). Mais ce n'est bien sûr pas suffisant pour pallier à ce phénomène hautement nuisible. Les ingénieurs astronomes ont alors dû rivaliser d'ingéniosité pour aboutir à des techniques surprenantes :

- l'interférométrie des tavelures,
- l'interférométrie,
- l'optique adaptative.

Grâce au gain en sensibilité apporté par de tels équipements, le champ d'étude des astrophysiciens dans le visible s'est étendu à la totalité des astres. On peut différencier trois pans de l'astrophysique moderne pour lesquelles les informations du domaine visible sont très appréciables:

- l'étude du système solaire,
- la physique des étoiles,
- la recherche d'exoplanètes.

Ce dernier point est le sujet d'intenses recherches et sera à coup sûr l'axe privilégié durant les prochaines décennies. En effet, depuis 1995 et l'observation de la première planète extra-solaire à l'Observatoire de Haute-Provence, un nombre croissant de projets et missions ont comme finalité la

détection et l'observation directe de ces planètes. Le but, à (très ?) long terme, est de trouver des planètes habitables et des planètes où on détecte des traces de vie.

Pour les télescopes terrestres, il persiste néanmoins des problèmes liés à la technique d'observation. Actuellement, la mise en évidence des planètes extra-solaires est principalement basée sur des méthodes d'observation indirecte. Or ces procédés n'ont pas encore la capacité de détecter des planètes d'une masse équivalente à la terre. Les seules observations directes sont rares ; elles utilisent généralement le « transit » d'une planète devant son étoile (occultation partielle de l'étoile étudiée provoquant une baisse de luminosité). En 2005, une équipe d'astronomes a cependant confirmé la première observation directe d'une exoplanète géante, approximativement cinq fois plus massive que Jupiter.

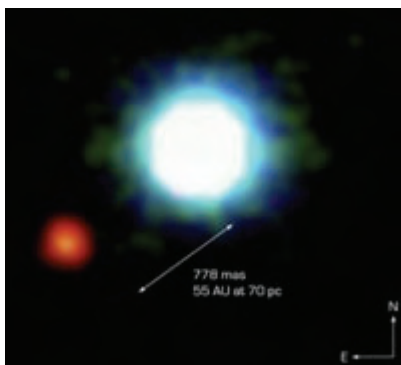


Figure 1 : Première image d'une exoplanète. Il s'agit de l'exoplanète 2M1207b et son étoile, la naine brune 2M1207A, photographiées en avril 2004 par le VLT et son système d'optique adaptative NAOS.
Source : ESO.

L'espoir est donc, en développant des instruments d'observation de très grande finesse, de détecter une variation lumineuse équivalente à celle que pourrait produire la Terre ; il s'agit jusqu'à présent de la seule méthode pour détecter une planète aussi petite que la notre. L'optique adaptative est, dans ce contexte, un outil fortement apprécié par les astrophysiciens car elle leur permet d'accéder à des niveaux de détails inconnus jusqu'à présent.

Une avancée majeure dans l'observation astronomique : l'optique adaptative.

C'est donc afin de pallier au manque de résolution des grands instruments d'observation dans le visible, causé par la turbulence atmosphérique, que l'idée d'optique adaptative fit son apparition en astronomie au début des années 90 [Rousset1990]. Cette technique avait déjà été étudiée par le système de défense américain (IDS) dans le cadre du programme « guerre des étoiles » durant la guerre froide. Il a fallu attendre que ces travaux soient « déclassifiés » pour que les astronomes puissent en tirer parti. Son principe est simple puisqu'il s'agit de corriger en temps réel la dégradation du signal optique provenant d'un objet astronomique, après son passage dans l'atmosphère. Bien évidemment, dans la mise au point d'un tel système, il a fallu fournir des efforts considérables sur le plan technologique (réalisations des miroirs, mise en œuvre de fortes puissances de calculs, efficacité et fiabilité des techniques d'asservissement...) pour arriver à obtenir des résultats probants. En atteste le travail remarquable réalisé sur NAOS, le système d'optique adaptative installé sur le VLT de l'ESO : un miroir déformable comportant 185 actionneurs utiles (contribution de la société CILAS), un miroir rapide deux-axes pour le « tip-tilt » (contribution du

LESIA), deux analyseurs de surface d'onde (visible et infrarouge)... Couplé avec la caméra infrarouge CONICA (ensemble appelé NACO), il donne des images d'une finesse saisissante.

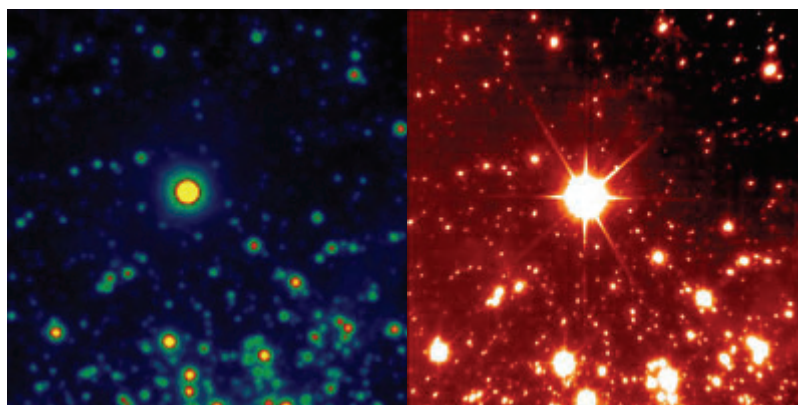


Figure 2 : Mise en évidence de l'apport incontestable (en terme de finesse) amené par l'optique adaptative NAOS. On peut comparer ces photos de l'amas stellaire dense NGC3603, obtenues avec la caméra ISAAC du VLT sans optique adaptative (à gauche) et avec NAOS/CONICA (à droite). L'optique adaptative apporte aux astronomes un grand nombre d'informations auquel ils n'avaient pas accès auparavant.

Source : www.lesia.obspm.fr

Un problème réside tout de même dans l'utilisation d'un tel instrument. En effet, son fonctionnement nécessite la présence d'une source lumineuse de référence au voisinage immédiat de l'objet qu'on désire étudier ; on analyse alors comment l'image de cette source a été perturbée par la turbulence atmosphérique afin de déterminer l'effet que provoque cette turbulence sur la lumière provenant de l'objet astronomique étudié. Or, pour un bon fonctionnement de l'optique adaptative (c'est-à-dire pour une correction quasi-totale de la turbulence atmosphérique), il faut que la source lumineuse soit intense. Les étoiles naturelles satisfaisant ce critère sont peu nombreuses. Par conséquent, les observations dans le visible utilisant l'optique adaptative ne sont permises que sur une très faible portion du ciel ($\approx 0,0001\%$). La difficulté est donc d'arriver à observer avec une haute résolution angulaire dans le visible sur la totalité du ciel. C'est pour cela que l'on a pensé à générer des étoiles artificielles suffisamment lumineuses, dans la partie du ciel étudiée, pour permettre la correction des perturbations atmosphériques.

Optique adaptative & Etoile laser : le duo gagnant.

L'idée ambitieuse de se servir d'une étoile artificielle comme source lumineuse de référence a donc été étudiée puis adoptée par la communauté des astronomes. Après différentes propositions quant à la façon de concevoir des étoiles artificielles, la solution choisie par la plupart des grands télescopes fut de réaliser une excitation résonnante des atomes de sodium présents dans les hautes couches de l'atmosphère à l'aide d'un laser de forte puissance. La technique fut alors développée. Depuis sa première installation sur un télescope de la génération des 8-10 m (télescope Keck II en Novembre 2004), elle s'implante sur tous les grands sites astronomiques (Gemini North, VLT, Subaru...). Elle s'est imposée comme un outil indispensable pour la correction des distorsions optiques induites par l'atmosphère.



Figure 3 : Photographie du premier faisceau laser (au Keck) permettant de générer une étoile artificielle dans la haute atmosphère en y excitant les atomes de sodium. Cette étoile n'est pas visible à l'œil nu mais est assez lumineuse pour faire fonctionner l'optique adaptative du Keck. On peut observer sur cette image le trajet du faisceau laser à cause des phénomènes de diffusions Mie et Rayleigh qui se manifestent dans les basses couches de l'atmosphère (troposphère).

Source : www2.keck.hawaii.edu

Là encore, les premiers résultats sont remarquables. Cependant, ce système souffre encore du fait que le champ d'observation est limité puisqu'on ne peut pas observer dans le visible sur la totalité de la voûte céleste. En effet, et comme nous le verrons plus explicitement dans le développement de cette thèse, les étoiles créées jusqu'à présent sont exclusivement des étoiles monochromatiques et permettent que de corriger les perturbations d'ordre élevé (défocalisations, astigmatismes, comas...). De ce fait, la détermination du basculement du front d'onde du à l'atmosphère (on appelle cet effet le « tilt », qui fait que l'image d'une étoile que nous voyons est en réalité décalée par rapport à sa position réelle) nécessite toujours la présence d'une étoile naturelle d'une luminosité relativement importante. On retrouve donc la même limitation que dans le cas où on utilise un système d'optique adaptative seul, même si l'utilisation d'une étoile laser monochromatique permet tout de même une plus grande couverture du ciel ($\approx 1\%$).

C'est donc dans l'idée de corriger tous les ordres de perturbations atmosphériques dans le visible, y compris le « tilt », et cela quelque soit le champ d'observation, que Renaud Foy et al. ont proposé en 1995 le concept d'étoile laser polychromatique.

L'étoile laser polychromatique : vers une observation à la limite de diffraction sur la totalité du ciel.

Le concept utilise le phénomène de dispersion optique de l'atmosphère. La variation de l'indice de réfraction de l'atmosphère avec la longueur d'onde produit des variations de chemin optique des différentes composantes chromatiques de l'étoile artificielle polychromatique. En d'autres termes, on observe des étoiles de différentes couleurs, séparées spatialement, et provenant pourtant toutes de l'étoile artificielle polychromatique de référence. Ainsi, grâce aux mouvements relatifs de ces composantes chromatiques intenses, on peut alors être en mesure de déterminer le « tilt » différentiel et de corriger alors le « tilt » réel dans n'importe quelle direction d'observation (nous verrons par la suite qu'il existe un lien de proportionnalité entre le « tilt » différentiel et le « tilt » réel, et que celui-ci a été confirmé expérimentalement).

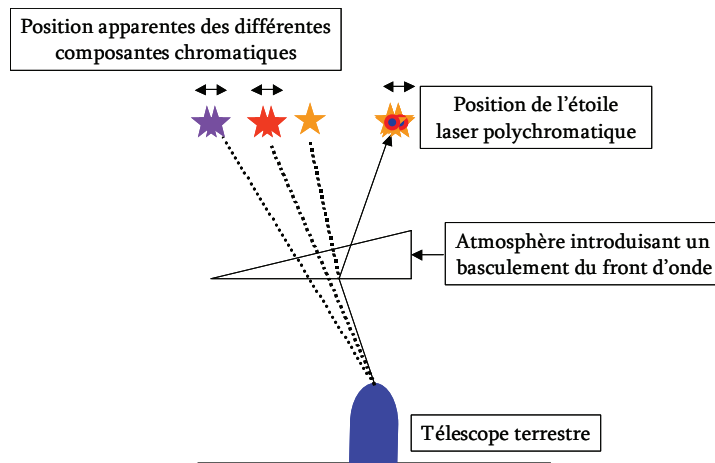


Figure 4 : Schéma explicatif du fonctionnement d'une étoile laser polychromatique : le faisceau laser émis depuis le sol est dévié par l'atmosphère. Il produit une étoile artificielle composée de différentes couleurs. Le chemin optique des différentes composantes chromatiques de cette étoile, captées par le télescope, va varier en fonction de la longueur d'onde (phénomène de dispersion de l'atmosphère). L'image effectuée par le télescope montre alors qu'il existe un décalage spatial entre les étoiles de différentes couleurs. Le mouvement relatif de ces étoiles permet ensuite de remonter jusqu'à la détermination du « tilt » réel qu'il faudra corriger par une optique adaptative.

Démontrer ce concept est l'ambition du projet **Etoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative** (ELP-OA). L'objectif exact du programme ELP-OA est de réaliser un démonstrateur sur le télescope de 1,52 m de l'observatoire de Haute-Provence dont la finalité est de corriger le « tilt » avec une erreur inférieure à la limite de diffraction du télescope. Il faudra donc établir expérimentalement les performances de l'instrument, puis les modéliser en vue de son intégration future sur le télescope de 3,6 m CFHT à Hawaï, et à plus long terme sur des télescopes optiques décimétriques (DOT).

Ce projet faisant appel à un très large éventail de notions scientifiques (physique de l'atmosphère, physique atomique) et de maîtrise de technologies de pointe (conception des lasers, conception des optiques d'émission des faisceaux laser, conception des systèmes d'optique adaptative et de détection...), il regroupe plusieurs équipes de recherche :

- le Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL),
- l'Observatoire de Haute-Provence (OHP),
- le Laboratoire de Spectrométrie Physique (LSP),
- le télescope Canada-France-Hawaii (CFHT),
- l'observatoire de la côte d'azur (OCA).

Les rôles sont bien définis. L'OHP est responsable de la logistique et de l'adaptation du télescope de 1,52 m ainsi que de son fonctionnement, des études et réalisations de l'instrumentation focale, du transport des faisceaux laser depuis la salle propre jusqu'au projecteur attaché au télescope, et de ce projecteur. Le CRAL est responsable des campagnes d'observations et de l'extraction du signal de pente, des sismomètres et de la modélisation du processus ELP-OA. L'OCA est chargé des études sur le contrôle du miroir oscillant, sur le suivi de la densité de sodium mésosphérique et sur la mesure des paramètres optiques atmosphériques. Le LSP, quant à lui, est en charge des chaînes laser de puissance, de leurs conceptions jusqu'à leurs installations.

Par ailleurs, cette organisation se fait en partenariat avec deux sociétés : SHAKTIWARE pour le contrôle en boucle ouverte du miroir oscillant, et WINLIGHT SYSTEM pour la réalisation des miroirs de transport des faisceaux jusqu'au projecteur, et du projecteur lui-même.

La réalisation d'une étoile laser polychromatique par excitation des atomes de sodium mésosphériques.

L'étoile laser polychromatique, comme son nom l'indique, doit comporter plusieurs composantes chromatiques. Celles-ci doivent permettre de mesurer le « tilt » différentiel et donc de déterminer le « tilt » réel avec précision. Pour cela, il faut étudier les variations d'indice de réfraction de l'air avec la longueur d'onde. On sait que cet indice n varie avec la longueur d'onde, ainsi qu'avec la température T et la pression P :

$$(n - 1) = f(\lambda)g(T,P)$$

La propriété de séparabilité des variables entre λ d'une part et T et P d'autre part amène à la relation de proportionnalité attendue entre le « tilt » réel et le « tilt » différentiel :

$$\theta_{\lambda} = \Delta\theta_{\lambda_2,\lambda_3} \frac{n_{\lambda_1} - 1}{\Delta n_{\lambda_2,\lambda_3}}$$

où les indices sont relatifs aux différentes longueurs d'onde : longueurs d'onde λ_2 et λ_3 de la source de référence et longueur d'onde λ_1 d'observation.

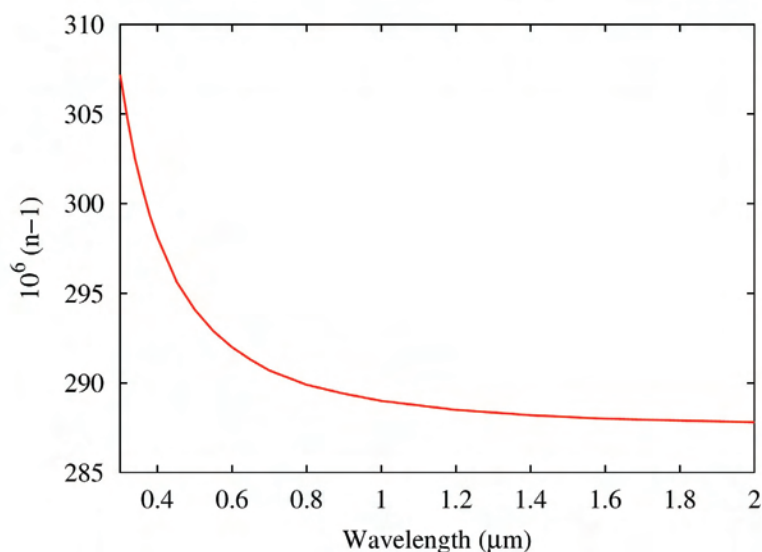


Figure 5 : Variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde. On voit nettement sur ce graphique que l'on a tout intérêt à prendre une longueur d'onde la plus courte possible (UV) pour longueur d'onde de référence puisque c'est la plage où la variation d'indice est la plus importante.

En analysant l'équation reliant « tilt » réel et « tilt » différentiel, on peut constater qu'on aura une précision sur θ d'autant plus grande que le paramètre $\Delta n_{\lambda_2,\lambda_3}$ est important. En observant le profil chromatique de l'indice de réfraction de l'air, on remarque que la quasi-totalité de sa variation a lieu dans les courtes longueurs d'onde (inférieures à 1 μm). Ainsi, pour obtenir cette précision souhaitée, on a besoin d'une composante dans l'UV et d'une composante dans le visible,

voire dans l'IR. Il faut donc pour cela que l'excitation laser de l'espèce atomique choisie l'amène à produire ces différentes composantes.

En analysant les espèces en présence dans les couches supérieures de l'atmosphère, on a répertorié pour l'instant uniquement trois atomes correspondant à nos attentes : le potassium, le fer et le sodium. Le choix de l'atome de sodium a été pris en fonction des nombreuses études préalables concernant les espèces présentes dans les couches supérieures de l'atmosphère. La présence permanente de sodium à l'état atomique, distribué en couche mince entre 80 et 100 km d'altitude, a été découverte en 1937 grâce à la résonance optique des atomes excités par le soleil à la longueur d'onde des raies D visibles dans le jaune. On a constaté dans cette zone une concentration relativement importante d'atomes de sodium. Différentes campagnes de recherche ont été menées en vue de comprendre la dynamique de la population d'atomes de sodium dans cette région : provenance des atomes de sodium, variation saisonnière de l'altitude moyenne de la couche de sodium et de sa densité de colonne, observation de sporadiques (variations brutales de la densité de colonne). Ces phénomènes, même s'ils ne sont pas tous entièrement expliqués, sont pris en compte lors de la conception d'une étoile laser.

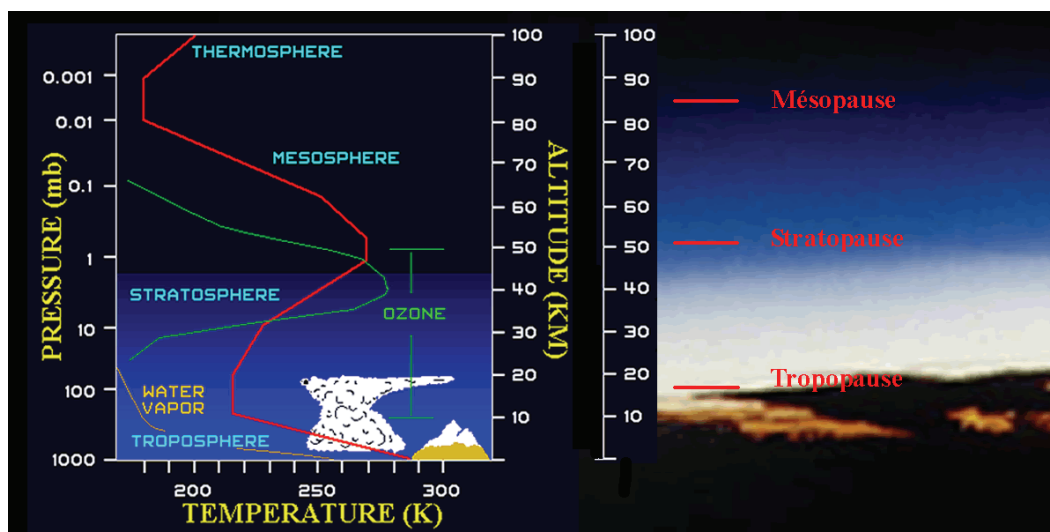


Figure 6 : Profil thermique de l'atmosphère en fonction de l'altitude (à gauche) et visualisations des différentes couches sur une photographie prise par une navette spatiale circulant sur une orbite basse (à droite). A chaque changement de pente du profil de température, on change de couches. Sur la photographie, on observe clairement les transitions de couches atmosphériques par les variations des couleurs qui les caractérisent. La couche de sodium se situe entre 80 et 100 km d'altitude, soit dans la zone de transition entre la mésosphère et la thermosphère (centrée approximativement sur la mésopause). C'est dans cette zone que le profil en température atteint son minimum (inférieure à -100°C).

Source : www.ens-lyon.fr

Il y a deux processus d'excitation des atomes de sodium mésosphériques permettant de créer une étoile polychromatique comprenant une composante UV. L'étude de ces deux solutions a été réalisée dans le cadre du projet ELP-OA. Nous les analyserons dans le **Chapitre I** de cette thèse. On peut cependant énoncer brièvement le déroulement de leurs processus: dans le premier cas, on va exciter le niveau d'énergie $4P_{3/2}$ (voir la figure suivante) à partir du niveau $3S_{1/2}$ grâce à une excitation directe ; dans le deuxième cas, on procède à une double excitation $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ & $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$. Dans les deux situations il se produit alors une cascade radiative, et on assiste à une fluorescence à différentes longueurs d'onde (UV, visible, IR). On obtient comme cela une étoile multicolore.

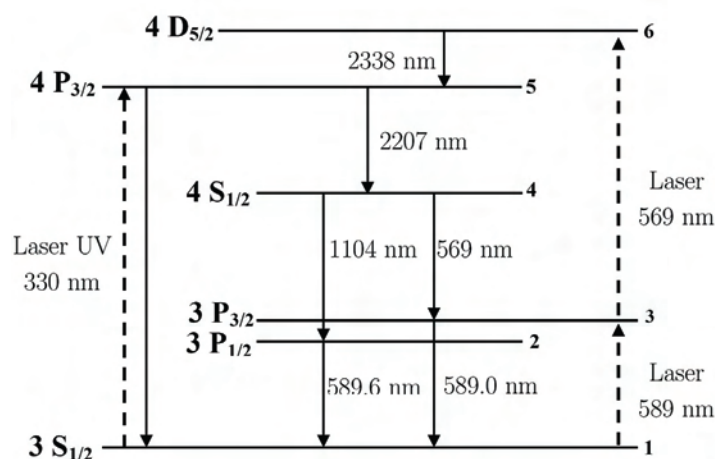


Figure 7 : Diagramme énergétique de l'atome de sodium. Les différentes relaxations (en jeu dans la cascade radiative) qui apparaissent sur ce schéma sont dues à l'excitation directe ou indirecte (après excitation de l'état 4D_{5/2} énergétiquement plus élevé) de l'état 4P_{3/2}. On a donc une composante UV (330 nm après la transition 4P_{3/2} → 3S_{1/2}), des composantes visibles (589,6 et 589 nm après les transitions respectives 3P_{1/2} → 3S_{1/2} et 3P_{3/2} → 3S_{1/2}) et une composante IR (2,2 μm après la transition 4P_{3/2} → 3S_{1/2}). C'est à partir des mouvements relatifs de ces étoiles de différentes couleurs qu'on peut calculer la valeur du « tilt » réel.

Or, quelle que soit la méthode utilisée pour exciter les atomes de sodium, il survient un problème limitant qui est la saturation des transitions excitées. D'un point de vue physique, cet effet intervient lorsque la densité de puissance incidente pour une classe de vitesse des atomes excités devient trop importante. On remarque alors que plus la densité de puissance excitatrice est importante, plus la vapeur de sodium atmosphérique devient transparente. Plusieurs expériences ont permis de mettre en évidence et d'étudier cette limitation. Il s'agit là d'une véritable difficulté pour la création d'étoiles laser artificielles.

Si on excite les atomes de sodium mésosphériques avec un laser pulsé monomode spectralement fin et avec de fortes puissances crête, comme c'est le cas dans certains projets Etoiles Laser Monochromatiques, on sature fortement. Car il faut savoir que, en prenant l'exemple de la transition D₂ (unique transition excitée pour la création d'étoiles laser monochromatiques à 589 nm), l'effet Doppler est responsable d'un élargissement inhomogène de la raie. Par conséquent, cette raie a une largeur estimée à 2,8 GHz à mi-hauteur. Ainsi, pour une excitation plus efficace des atomes de sodium, il convient de répartir l'énergie laser sur toutes les classes de vitesse de la raie Doppler/hyperfine D₂ (environ 300 classes de vitesse) ; de cette façon, les classes de vitesse sont moins saturées. Cela est approfondi dans le **Chapitre II** de la thèse.

Afin de résoudre ce problème, de nombreuses équipes de recherche ont proposé des solutions (nous verrons les dispositifs mis en place sur les grands télescopes pour palier ce phénomène). C'est donc dans cette volonté d'exciter toutes les classes de vitesse d'une transition recherchée qu'a été développé au Laboratoire de Spectrométrie Physique (LSP) un **Laser Sans Mode (LSM)**.

Le laser sans mode : une solution avantageuse pour la création d'étoiles laser.

Les études théoriques ont montré que l'excitation est optimisée lorsque le rayonnement laser couvre continûment et sans trou de fréquence toute la raie Doppler de la transition étudiée. C'est donc en prenant cela en compte que J.P. Pique et S. Farinotti ont étudié la possibilité d'utiliser un laser à décalage de fréquence intra-cavité afin d'obtenir un rayonnement spectralement large. Ce type de laser étant encore assez méconnu jusqu'au milieu des années 90, il a fallu démontrer son

utilité par le biais de résultats convaincants. L'oscillateur sans mode a donc été développé dans ce sens. Les résultats expérimentaux ont montré que, si on excite la raie D_2 du sodium avec ce laser de 3 GHz de largeur spectrale et avec les caractéristiques spatiales et temporelles définies par le projet ELP-OA, l'intensité de fluorescence est multipliée par un facteur cinq par rapport à une excitation monomode spectralement fin (≈ 1 MHz) ; le gain théorique calculé était de six. Avec ce résultat, le laser sans mode s'impose comme le type de laser le plus performant dans le cas d'une excitation résonnante. C'est donc cette solution qui, en vue d'atténuer le problème de la saturation, a été choisie pour le projet ELP-OA.

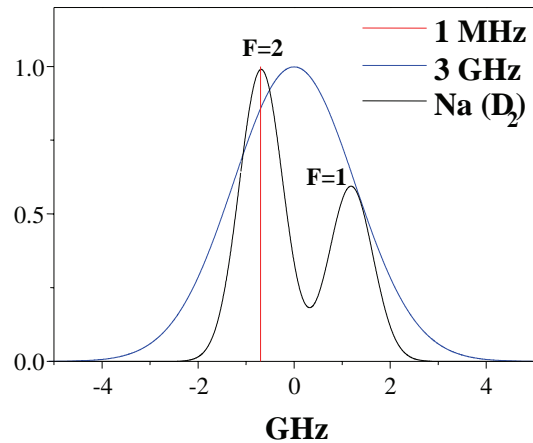


Figure 8 : Schéma représentant le profil de la raie D_2 du sodium mésosphérique avec ses deux rebonds dus à la structure hyperfine de l'état fondamental (en noir), le spectre d'un laser monomode spectralement fin (en rouge) et d'un laser « sans mode » large bande de 3 GHz à mi-hauteur (en bleu). L'énergie du rayonnement « sans mode » est répartie sur la totalité des classes de vitesses de la transition Doppler/hyperfine de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$. On diminue de ce fait l'effet de saturation des classes de vitesses. Pour information, il est à noter que le profil de la raie D_2 varie peu avec le changement des saisons ; par conséquent, le laser sans mode n'a pas à être modifié durant le cours d'une année.

Mon travail dans ce contexte.

Il a ainsi fallu développer une chaîne laser « sans mode » de puissance ; dans ce cadre, mon travail porte sur l'*étude et la réalisation de cette chaîne laser* atypique.

Le choix s'est porté, comme dans la plupart des dispositifs laser pour Etoile Laser Monochromatique, sur un fonctionnement en impulsions. Par ailleurs, pour éviter que le faisceau laser ne soit pas déformé lors de son passage ascendant dans l'atmosphère, il faut que celui-ci soit à la limite de diffraction (bien que les dernières études concernant ce problème montrent que cela n'est pas suffisant pour le projet ELP-OA et qu'il est nécessaire de mettre de l'optique adaptative à l'émission pour compenser l'effet de l'atmosphère). Prenant en compte ces considérations, sur lesquelles nous reviendrons plus en détails dans cette thèse, la chaîne laser suivante fut développée : un oscillateur sans mode pour obtenir un spectre large bande et sans trou de fréquence, un pré-amplificateur intra-cavité pour permettre de générer des impulsions tout en conservant l'aspect spectral de l'oscillateur, et l'amplificateur multipassage qui amène notre chaîne laser à délivrer une forte puissance (20 W attendu). Plus récemment, une possibilité nouvelle dans le « design » laser a fait l'œuvre d'une étude aux conclusions prometteuses : il s'agit de pomper l'oscillateur sans mode directement en impulsions. Nous avons pu voir que cela amenait de nombreuses simplifications, et pourrait s'avérer fort intéressant dans certains cas où la largeur spectrale recherchée pour notre

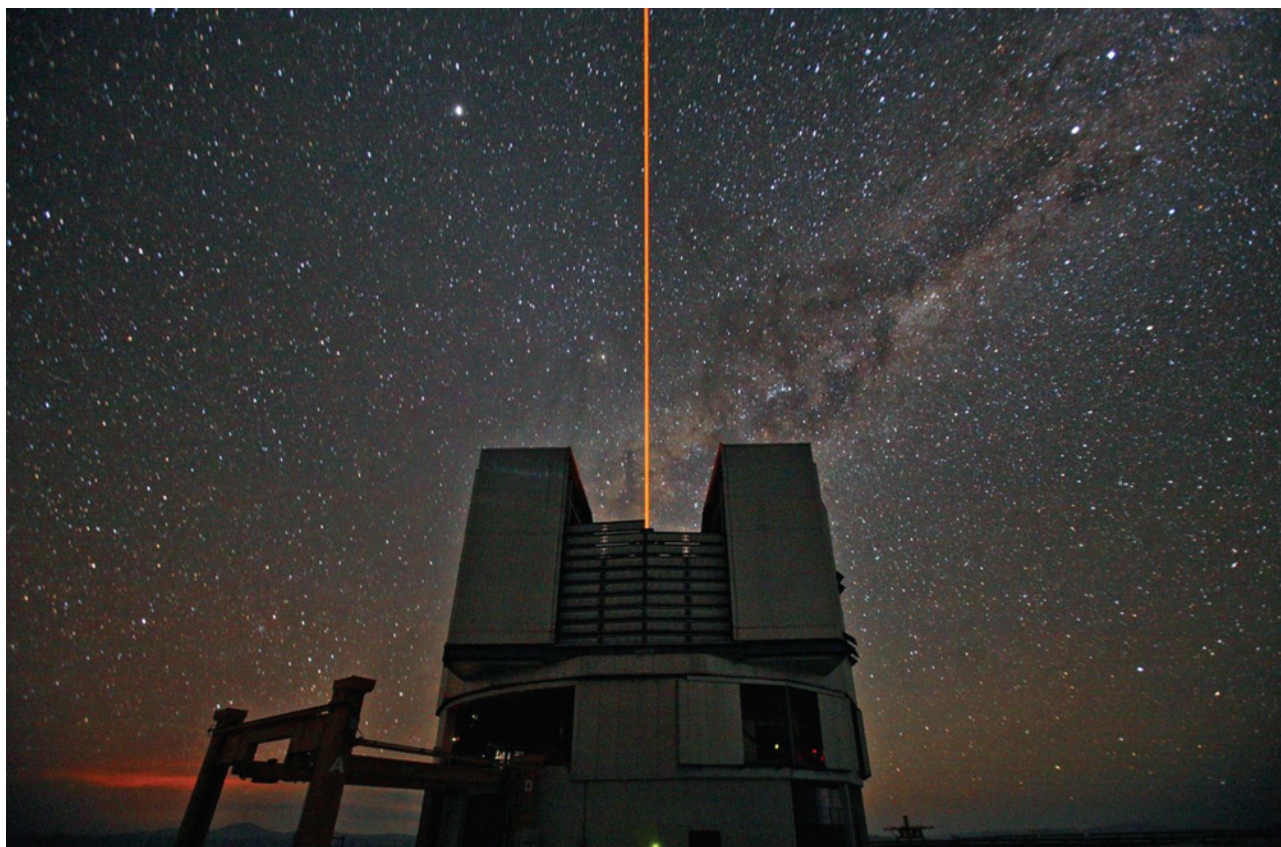
laser doit être assez importante (> 5 GHz). Cette alternative demande par conséquent à être approfondie.

Tout ce qui concerne le développement et la caractérisation du Laser Sans Mode de puissance est détaillé dans le **Chapitre III** de cette thèse.

En parallèle de ce travail de développement, il a fallu mener une *étude générale et fondamentale de la dynamique des lasers FSF (« Frequency-Shifted Feedback ») à décalage intra-cavité* pour comprendre et modéliser les phénomènes et les comportements physiques rencontrés. De cette étude, il nous a été donné la possibilité de considérer d'autres types de lasers (ou d'autres « classes » de lasers ; celles-ci seront détaillées lors du développement de cette thèse) en vue de toujours améliorer les dispositifs lasers pour la création d'étoiles artificielles et de satisfaire aux requêtes des astronomes. Cette étude est expliquée dans le **Chapitre IV** de la thèse.

Par ailleurs, le **Chapitre I** de cette thèse se propose de faire un récapitulatif des nombreuses notions de physique atmosphérique ainsi que des principes d'imagerie en astronomie ; celle-ci permettra donc aux néophytes (laséristes) de prendre connaissance plus précisément des différents problèmes en jeu, alors qu'elle se révélera n'être qu'une source de rappels pour les astronomes aguerris à ces concepts.

CHAPITRE I: ETOILES LASER : CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET ETAT DE L'ART



1. Observations par télescopes optiques dans le domaine du visible : limitations majeures et solutions adoptées pour y remédier

I.1.1.	Qualité des optiques : à la recherche de la perfection.....	14
I.1.2.	Phénomène de diffraction : de l'intérêt de concevoir des télescopes de grands diamètres.....	16
I.1.3.	Les perturbations atmosphériques, problème majeur des astronomes terrestres	20
I.1.4.	Principes de l'imagerie	30

Introduction

Obtenir des images de qualité avec des télescopes optiques nécessite de comprendre les effets limitants qui interviennent entre la source dans le ciel et le foyer, et d'agir en conséquence. On peut identifier trois besoins fondamentaux liés à l'astronomie terrestre : la nécessité de concevoir des optiques de réception quasi-parfaites, le besoin de réaliser des surfaces collectrices aux diamètres toujours plus grands afin de diminuer l'effet de la diffraction et d'augmenter le flux de photons reçus, puis la volonté de s'affranchir de la turbulence atmosphérique. Regardons plus en détails l'état actuel des avancées techniques et fondamentales concernant ces trois points.

I.1.1. Qualité des optiques : à la recherche de la perfection

Comme on le sait, la qualité d'une image donnée par un instrument optique dépend directement des optiques utilisées ainsi que de la mécanique qui les assemble. On peut faire ici l'analogie avec un œil : en effet, de la même façon qu'un défaut visuel quelconque (myopie, hypermétropie, astigmatisme ou presbytie) affecte notre vision d'un objet, une surface de réception où il subsistera des aberrations va provoquer une dégradation de l'image sur le détecteur CCD (la rétine dans le cas de l'œil). Ainsi, l'image au lieu d'être fine et nette sera floue. Dans le contexte actuel où les astronomes recherchent des surfaces collectrices de très grande qualité et de plus en plus grandes, il a fallu que les technologies développées répondent à ces attentes. Les différents problèmes amenant à une dégradation des images à travers un télescope ont bien sûr été identifiés :

- les défauts de structure et de polissage. De nombreuses technologies ont vu le jour dans le but de réaliser des miroirs dont la forme s'approche au mieux de la forme idéale. Outre le choix de la technologie du miroir primaire (miroir fractionné, miroir mince segmenté, miroir mince monolithique) sur lequel nous reviendrons plus en avant dans cette thèse, se pose la question du matériau utilisé. Pendant longtemps, on a utilisé le verre pour sa facilité de mise en forme et pour son faible coefficient de dilatation (miroir jusqu'à 6 m de diamètre mais pesant 42 tonnes !). Depuis les années 1970, les miroirs de grands télescopes sont construits à base de céramiques vitrifiées (Cer-Vit et Zerodur),

encore moins sensibles aux variations de température et faciles à travailler. De nouveaux matériaux sont cependant utilisés dans la réalisation des miroirs ; on peut noter le carbure de silicium (SiC) dans le cas du télescope spatial Herschel (3,5 m), ou le mercure dans le cas d'un miroir liquide (bassin de mercure en rotation pointant au zénith).

- la fabrication d'un miroir comporte de nombreuses phases qui doivent être scrupuleusement respectées et qui nécessitent beaucoup d'attentions. L'étape finale de la production est le polissage de la surface. On procède à une abrasion progressive des irrégularités de surface pour atteindre une surface lisse de l'ordre de 5 nm d'écart-type par rapport à la surface optique spécifiée. Cette phase est critique et fait bien évidemment l'œuvre d'un nombre important de caractérisations visant à valider la qualité du miroir.

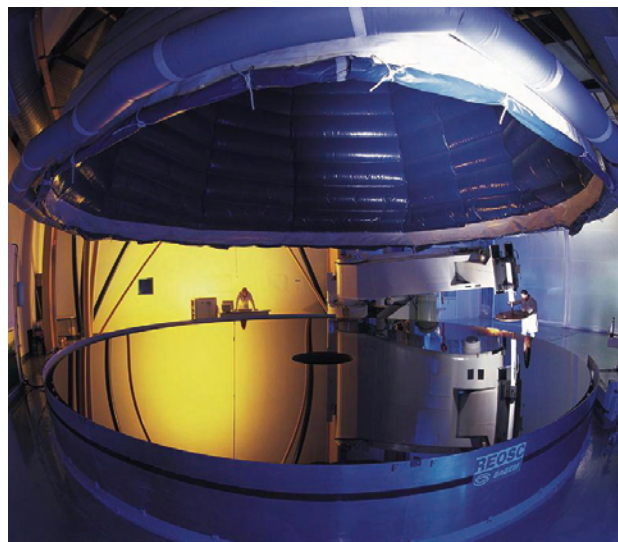


Figure 9 : Exemple de polissage du quatrième miroir VLT par l'entreprise REOSC. On arrive à obtenir une précision de 9nm sur la surface du miroir.

Source : Reosc/Sagem.

- les défauts de la couche réfléchissante. Sur les grands télescopes, la lumière recueillie est réfléchi sur plusieurs surfaces avant d'atteindre le foyer. On comprend alors l'importance accordée à la couche réfléchissante dans le but d'obtenir une transmission globale la plus élevée possible. Par ailleurs, cette couche doit être en mesure de résister à un environnement hostile (vent, poussières abrasives) afin d'éviter que sa réflectivité ne diminue trop rapidement.

A ces défauts d'optique s'ajoute les défauts des supports mécaniques des miroirs, la diffusion sur les surfaces optiques (poussières) ou bien encore la diffraction par des obstacles optiques (miroir secondaire). L'efficacité globale d'un télescope dépend donc d'un grand nombre de paramètres.

I.1.2. Phénomène de diffraction : de l'intérêt de concevoir des télescopes de grands diamètres

I.1.2.1. Diffraction par un télescope

Tous les télescopes ont une limitation dans leurs résolutions angulaires qui est due à la diffraction de la lumière par leurs ouvertures circulaires. Ce phénomène physique amène au fait que par sa dimension finie, un système optique ne peut recueillir qu'une fraction du front d'onde incident et ne peut donc pas former une image parfaite. Par conséquent, l'image d'un point source éloigné (une étoile) formée par un système optique à ouverture circulaire n'est pas un point mais une figure de diffraction aussi appelé « figure d'Airy ». Examinons cela plus en détails.

Pour un instrument astronomique, la lumière recueillie est quasiment une onde plane puisque la source lumineuse est très lointaine (à l'infini). Dans ce cas, on ne se soucie plus des variations d'intensité locales du champ électromagnétique et on parle alors de diffraction de Fraunhofer. Pour une fonction d'onde Ψ au point P en champ lointain et pour une ouverture arbitraire, l'intégrale de diffraction de Fraunhofer s'écrit :

$$\Psi(P) = C \int \exp(-ik.(\alpha\zeta + \beta\eta)).d\zeta.d\eta \quad \{1.1\}$$

où k est le nombre d'onde ($= \frac{2\pi}{\lambda}$), ζ et η sont les variables relatives à l'ouverture (hauteur et largeur), R est la distance du centre de l'ouverture jusqu'au point P . Les variables $\alpha = x/R$ et $\beta = y/R$ sont donc reliées aux variables x et y qui définissent la position du point P sur le plan image.

Comme la plupart des télescopes ont des ouvertures circulaires, on utilise plutôt les coordonnées sphériques, que ce soit dans le plan de l'ouverture ou dans celui de l'observation :

$$\zeta = \rho.\cos\phi \text{ et } \eta = \rho.\sin\phi \text{ dans le plan de l'ouverture,}$$

$$x = q.\cos\Phi \text{ et } y = q.\sin\Phi \text{ d'où } \alpha = q.\cos\Phi/R \text{ et } \beta = q.\sin\Phi/R \text{ dans le plan image.}$$

On fait l'hypothèse que l'angle θ entre l'axe du télescope et la droite R est très petit. Dans ce cas, $q/R = \sin\theta \approx \theta$ et $\alpha.\zeta + \beta.\eta \approx \rho.\theta.\cos(\phi - \Phi)$.

Comme on a une symétrie cylindrique du télescope, on peut faire la simplification $\Phi=0$. On obtient alors :

$$\Psi(\theta) = C \int_0^a \rho.d\rho \int_0^{2\pi} \exp(-ik\rho\theta.\cos\phi).d\theta \quad \{1.2\}$$

Nous ne sommes intéressés que par la partie réelle de cette intégrale d'où :

$$\int_0^{2\pi} \exp(-ik\rho\theta.\cos\phi).d\theta = 4 \int_0^{\pi/2} \cos(k\rho\theta.\cos\phi).d\phi \quad \{1.3\}$$

Cette expression est bien connue dans les techniques mathématiques pour la physique puisque c'est une fonction de Bessel. La fonction de Bessel $J_0(u)$ se définit comme suit :

$$J_0(u) = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos(u.\cos\phi).d\phi \quad \{1.4\}$$

Par ailleurs, ce type de fonctions a la propriété de satisfaire une relation de récurrence qui nous permet d'écrire :

$$\int u.J_0(u).du = u.J_1(u) \quad \{1.5\}$$

On arrive ainsi à l'équation suivante :

$$\Psi(\theta) = 2\pi Ca^2 (J_1(u)/u) \quad \{1.6\}$$

avec $u = ka\theta \approx \frac{2\pi.a.q}{\lambda.f}$ où f est la focale du télescope (on considère que le miroir focalise sur le plan image d'où $R = f$) et a le rayon du miroir.

Ainsi, pour obtenir la figure de diffraction en intensité on utilise la relation appropriée :

$$I(\theta) = |\Psi^2|^2 \quad \{1.7\}$$

Afin de trouver l'éclairement au centre de la cellule, on pose $q = 0$. En manipulant la fonction de Bessel, on montre que $J_1(u)/u = 1/2$ lorsque $u = 0$. De plus, en remplaçant la constante C par ses paramètres physiques, on obtient :

$$I_0 = \frac{\varepsilon^2 \cdot (\pi.a)^2}{2f^2} \quad \{1.8\}$$

où ε représente la vigueur de la source lumineuse.

Au final, l'équation s'écrit de la façon suivante :

$$I(\theta) = |\Psi^2| = I_0 (2.J_1(u)/u)^2 \quad \{1.9\}$$

En traçant cette fonction, on va observer un pic central de forte intensité. Ce pic circulaire, du à la symétrie axiale du télescope, est connu sous le nom de « disque d'Airy » (du nom de son inventeur – voir la Figure 10).

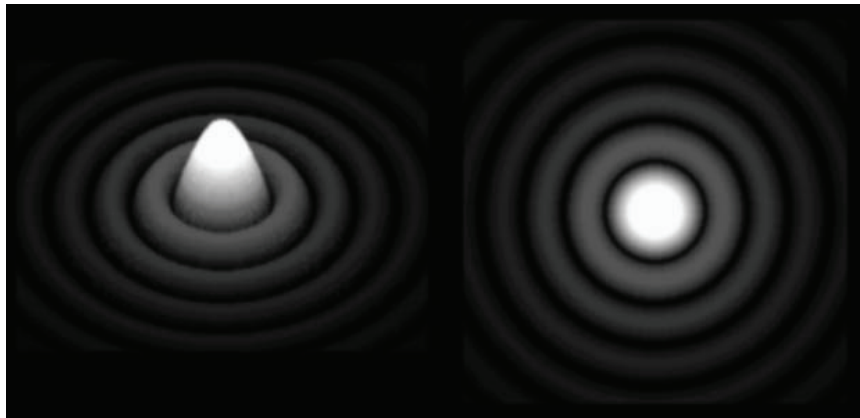


Figure 10 : Images modélisées du cas idéal d'une étoile au foyer d'un instrument parfait sans effet perturbateur (turbulence atmosphérique, vibrations...). Cette figure est appelée « tâche d'Airy ».

On note que ce disque est entouré d'un anneau noir qui correspond au premier zéro de la fonction $J_1(u)$. Le calcul montre que cette condition apparaît lorsque $u = 3,83$, c'est-à-dire lorsque $\frac{2\pi.a.q}{\lambda.f} = 3,83$. On trouve à partir de cela que le rayon q_1 de ce disque d'Airy vaut :

$$q_1 \approx 1,22 \frac{f \cdot \lambda}{D} \quad \{1.10\}$$

où D est le diamètre de l'ouverture circulaire ($D = 2a$).

Dans ce cas parfait, le télescope focalise 84 % du signal dans le disque d'Airy, le reste étant réparti dans les anneaux extérieurs. Par ailleurs, il est à remarquer que dans le visible, le diamètre du disque d'Airy (en m) est à peu près égal au nombre d'ouverture f/D .

On voit donc apparaître une limitation de la résolution sur un tel système. On peut déterminer celle-ci en prenant en compte le critère de Rayleigh : les étoiles sont en limite de résolution lorsque le centre du disque d'Airy de l'une coïncide avec le premier minimum de la tache d'Airy de l'autre. Par conséquent la *limite de résolution* Δl s'écrit :

$$\Delta l = 1,22 \frac{f \cdot \lambda}{D} \quad \{1.11\}$$

De la même façon, on détermine la limite de séparation angulaire $\Delta \theta$ à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta \theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad \{1.12\}$$

en utilisant l'approximation $q_1/f = \sin \Delta \theta \approx \Delta \theta$.

La résolution angulaire théorique $\Delta \theta$, exprimée en secondes d'arc, est donnée directement par $2,52 * 10^5 \cdot \lambda / D$ {1.13}. Suite à ces définitions, on peut donner la valeur du *pouvoir séparateur* et du *pouvoir de résolution* qui sont les inverses respectivement de la limite de séparation angulaire et de la limite de résolution. Par bonheur, on voit qu'en augmentant le diamètre d'un miroir de télescope, on va à la fois recueillir plus de lumière et aussi augmenter le pouvoir séparateur de notre télescope. Cette constatation n'impose donc pas de limites quant à la taille des télescopes.

I.1.2.2. La nécessité de concevoir des télescopes aux diamètres toujours plus grands

Comme nous venons de le voir, plus les miroirs des télescopes sont grands, plus la quantité de lumière recueillie sera importante et moindre sera l'effet de la diffraction. C'est pourquoi les astronomes continuent de construire des télescopes toujours plus grands. Cependant, les techniques ont largement évolué depuis plus de 30 ans. En effet, la technologie consistant à utiliser du verre pour former un miroir monolithique a vite montré ses limites. Dans ce cas, le miroir est considéré comme rigide et à faibles contraintes mécaniques ; ainsi, lorsqu'on veut augmenter la taille du miroir d'un facteur α tout en maintenant de faibles déformations mécaniques, un simple calcul nous montre que la masse du miroir va augmenter en α^4 . On arrive donc très vite à des problèmes aussi bien de fabrication (durée de refroidissement très longue) que d'intégration (constructions électromécaniques : support du miroir, structure du télescope). Il a donc fallu penser d'autres systèmes :

- *Le miroir fractionné* : le premier essai de cette solution a été réalisé pour le *Multi Mirror Telescope* (MMT- inauguré en 1979). Le télescope était constitué de 6 miroirs de 1,8 m de diamètre disposés sur un cercle de 6,5 m de diamètre. Ils sont tous alignés sur un foyer commun et leurs chemins optiques sont ajustés de façon à les rendre tous en

phase. De cette façon, le télescope recueille autant de lumière qu'un télescope de 4,5 m de diamètre et a le même pouvoir séparateur qu'un télescope de 6,5 m.

Il est à noter que, depuis 2000, le système à 6 miroirs du MMT a été remplacé par un miroir monolithique de 6,5 m pour augmenter la surface collectrice par 2,5 et pour permettre d'observer une partie du ciel 400 fois plus vaste qu'auparavant.

- *Le miroir monolithique souple* : dans ce cas-là, on fabrique un miroir mince dont la rigidité n'est plus seulement assurée par la rigidité intrinsèque du verre mais par la cellule qui le supporte. En effet, étant très mince (18 cm d'épaisseur pour 8,2 m de diamètre pour le VLT), le miroir va pouvoir être déformée à volonté (mise en forme à peu près toutes les minutes pour VLT) grâce à un système d'actuateurs (150 actuateurs toujours dans le cas du VLT) appelée *optique active*. Elle permet de corriger d'éventuels défauts de polissage et, durant les observations, de palier à différents problèmes que sont la défocalisation due aux variations de température ou bien les déformations dues aux flexions lorsque le télescope observe loin du zénith. Développé par l'ESO, ce type de miroir fut utilisé la première fois sur le *New Technology Telescope* (NTT) en 1989 avant d'être installé (une version plus évoluée) sur le VLT en 1999. C'est également la technologie adoptée par d'autres grands télescopes tels que les télescopes *Gemini* et le télescope *Subaru*.

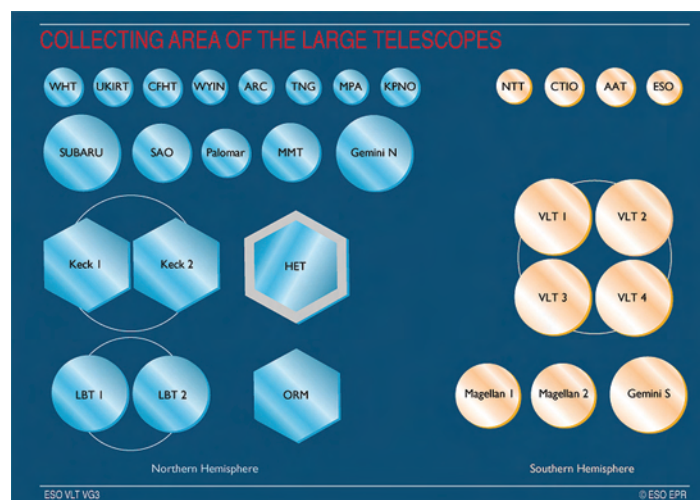


Figure 11 : Les différentes techniques utilisées pour la fabrication des miroirs primaires des grands télescopes. On note que la technique du miroir fractionné a été délaissée au profit des 2 autres techniques à miroir mince. Les projets actuels de très grands télescopes misent tous sur la technique (déjà utilisée sur les télescopes Keck) du miroir segmenté.

- *Le miroir mince segmenté* : on fabrique un grand miroir en ajustant de nombreux segments (36 segments hexagonaux de 1,8 m de diamètre assemblés dans un hexagone pour les télescopes *Keck* de 10 m de diamètre). La taille d'un segment n'étant pas trop grande, on obtient une rigidité satisfaisante avec une épaisseur relativement faible. Chaque segment est indépendant et est contrôlé par 3 actuateurs. Ceux-ci permettent d'ajuster les rayons de courbure des segments afin de les aligner dans un ensemble cohérent. De plus, ils assurent une mise en phase des différents segments afin d'obtenir une précision identique à un miroir monolithique. C'est à ce jour la seule technique qu'il est envisageable d'entreprendre pour la fabrication des nouveaux projets de télescopes géants de 30 et 42 m.

I.1.3. Les perturbations atmosphériques, problème majeur des astronomes terrestres

Comme nous venons de le voir, la conception d'un miroir de très grand diamètre et de très bonne qualité optique est possible. Dans le cas idéal, c'est-à-dire lorsque la lumière provenant de l'objet céleste étudié n'est pas déformée conjugué au fait que les vibrations du système optique de réception sont inexistantes, de tels télescopes ont des résolutions angulaires très fines. Par exemple, un télescope de 8 m (à la limite de diffraction) observant dans le visible (à $0,5 \mu\text{m}$) a une résolution angulaire théorique de 16 milliseconde d'arc. Dans la pratique, les observations terrestres sont dégradées par la turbulence atmosphérique. Ainsi, même les plus grands télescopes terrestres ne peuvent avoir une résolution angulaire meilleure que la seconde d'arc. Par conséquent, ils ne sont pas capables de résoudre l'image de deux étoiles séparées d'un angle inférieur à une seconde d'arc (soit la résolution angulaire théorique donnée par un télescope de 10-20 cm). On remarque donc qu'on perd un facteur ~ 100 en résolution. En comparaison, le télescope spatial Hubble (dont les performances sont quasi-idéales puisqu'il n'est soumis à aucune perturbation atmosphérique) avec son miroir de 2,4 m de diamètre a une résolution angulaire (à la limite de diffraction) de 50 milliseconde d'arc à $0,5 \mu\text{m}$. Le télescope spatial est bien évidemment une solution avantageuse : pas de turbulence atmosphérique, pas de pollution lumineuse, réduction de l'émission thermique dans l'infrarouge, possibilité d'accéder à une plus grande gamme de longueurs d'onde (ultraviolet et infrarouge lointains). Cependant, deux points importants sont à prendre en compte : elle a un coût exorbitant (deux milliards de dollars pour Hubble) et sa maintenance pose de réels soucis. C'est pourquoi le choix de réaliser des télescopes terrestres a été conservé. Mais il a alors fallu réfléchir aux techniques permettant de s'affranchir des effets de la turbulence atmosphérique. Cela a d'abord nécessité un effort de compréhension et de modélisation assez précis des dynamiques en jeu au sein de l'atmosphère terrestre. Revenons sur cette description du comportement atmosphérique.

I.1.3.1. Modèle de la turbulence atmosphérique

Les déplacements de masses d'air sont causés par les effets combinés de différents phénomènes : le réchauffement de l'atmosphère par le soleil, l'action de la gravité terrestre ou bien encore l'action force de Coriolis (bien que celle-ci ne soit pas une force telle qu'on la définit en physique). On peut remarquer ici que l'activité atmosphérique va varier avec l'alternance jour/nuit ainsi qu'avec les changements de saisons. Ces effets vont ainsi générer de l'énergie cinétique qui va amener à un mélange de gaz chauds et froids, provoquant de ce fait la création des tourbillons responsables de la turbulence atmosphérique. Durant le XX^{ème} siècle, de nombreuses études ont porté sur la modélisation de cette turbulence. Celle-ci étant aléatoire, les modèles en vigueur la traite de façon statistique. Le modèle le plus couramment utilisé est sans nul doute celui de *Kolmogorov* (1941). Celui-ci explique le phénomène par le fait que l'énergie cinétique produite va se dissiper par la scission successive des tourbillons de grande taille (taille caractéristique de quelques dizaines de mètres) en des tourbillons de plus petites tailles (taille caractéristique de l'ordre de quelques millimètres) jusqu'à dissipation par viscosité. Il définit ainsi un domaine inertiel, intervalle de validité pour son modèle, dont les deux limites correspondent à la taille des grands tourbillons (appelée « échelle externe ») et à la taille des petits tourbillons (« échelle interne »). C'est la

théorie de la *cascade d'énergie*. Ces mouvements aléatoires des masses d'air vont entraîner l'apparition d'inhomogénéités locales de l'indice de réfraction de l'air dues aux variations de température, de pression [Roddi1981] et - même si elles y participent à un degré moindre - aux variations d'humidité de l'atmosphère. Ainsi, lors de la traversée des couches turbulentes, ces fluctuations de l'indice de réfraction vont provoquer des fluctuations aléatoires de la phase des ondes lumineuses. De plus, (et comme le décrit la célèbre loi de Snell-Descartes $n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2)$) la lumière en provenance d'un astre ne va plus se propager en ligne droite mais va être sujette au phénomène de réfraction de l'atmosphère.

I.1.3.2. Les fluctuations de l'indice de réfraction

On s'intéresse ici aux fluctuations de l'indice de réfraction n . Le modèle de Kolmogorov, appliqué dans le domaine inertiel limité par les échelles externe (L_0) et interne (l_0), énonce que la turbulence est homogène et isotrope. Celui-ci décrit des variations spatiales de n dans les différentes couches turbulentes identifiées par leur altitude h et indépendantes entre elles. Il fait aussi l'hypothèse que le phénomène est stationnaire.

Dans l'espace de Fourier, la caractérisation des fluctuations d'indice se fait par la densité spectrale de puissance. La théorie [Tatarski1971] énonce que la densité spectrale de puissance tridimensionnelle de l'indice de réfraction suit une loi en $f^{-11/3}$, où f représente la fréquence spatiale à trois dimensions (en m^{-1}) :

$$\Phi_{\Delta n}(f, h) = 0,033 \cdot (2\pi)^{-2/3} \cdot C_n^2(h) \cdot f^{-11/3} \quad \{1.14\}$$

où $C_n^2(h)$ est la constante de structure de l'indice de réfraction (en $m^{-2/3}$). C'est elle qui caractérise la force de la turbulence à l'altitude h .

Un problème survient néanmoins lorsqu'on cherche à extrapoler cette formule à l'ensemble du spectre des fréquences. En effet, en intégrant les densités de puissance sur tout le spectre, on supposerait que l'énergie globale de la turbulence est infinie. Ceci n'a bien évidemment aucun sens physique. C'est pour cela que l'on utilise souvent le spectre de Von Karman qui est valable pour l'ensemble des fréquences spatiales. Ce spectre est à énergie finie puisqu'il comprend un terme de saturation aux basses fréquences spatiales. Il est défini par l'équation :

$$\Phi_{\Delta n}(f, h) = 0,033 \cdot (2\pi)^{-2/3} \cdot C_n^2(h) \cdot (f^2 + (L_0)^{-2})^{-11/6} \cdot \exp(-f \cdot l_0)^2 \quad \{1.15\}$$

Il est important de connaître le profil en altitude de $C_n^2(h)$ pour caractériser un site d'observation et ainsi estimer la qualité d'image que pourrait obtenir un télescope terrestre (exemple sur la Figure 12).

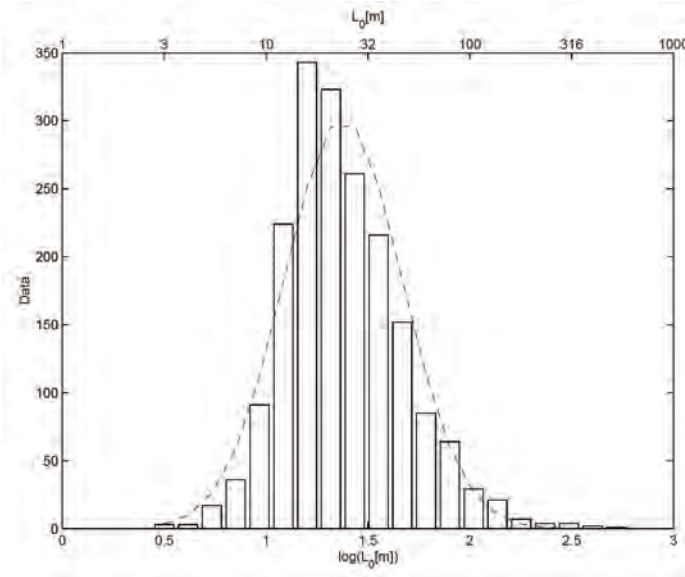


Figure 12 : Histogramme de l'échelle externe de cohérence spatiale mesurée grâce au « Generalized Seeing Monitor » au Cerro Paranal ([Martin2000]). La valeur médiane de L_0 est de 22 m.

Connaissant les propriétés des fluctuations de l'indice de réfraction, il est alors possible de déterminer celle des fluctuations de la phase. En faisant l'approximation de « champ proche » (la turbulence est faible et la distance de propagation dans l'atmosphère courte), la perturbation totale de phase $\varphi(r, 0)$ subie par l'onde lumineuse une fois arrivée au sol (et à une position r dans la pupille du télescope) s'écrit alors comme la somme des perturbations de phase dans les différentes couches turbulentes :

$$\varphi(r, 0) = \sum_{j=1}^m \varphi(r, h_j) \quad \{1.16\}$$

où $\varphi(r, h_j)$ est la perturbation de phase subie par l'onde à l'altitude h_j , et m est le nombre de couches turbulentes. Les variations de phase turbulente sont reliées à celles de l'indice de réfraction par :

$$\varphi(r, 0) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n_h \quad \{1.17\}$$

En développant à partir de cela (et pour une turbulence de type Kolmogorov), on obtient alors la fonction de structure de la phase turbulente située à l'altitude h :

$$D_\varphi(\rho, h) = \langle [\varphi(r, h) - \varphi(r + \rho, h)]^2 \rangle \quad \{1.18\}$$

$$\text{d'où } D_\varphi(\rho, h) = 2,91 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot C_n^2(h) \cdot \delta h \cdot \rho^{5/3} \quad \{1.19\}$$

où δh est l'épaisseur de la couche considérée.

En sommant les contributions des différentes couches, on obtient alors la fonction de structure de la phase dans la pupille:

$$D_\varphi(\rho) = 6,88 \cdot \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{5/3} \quad \{1.20\}$$

On peut alors écrire le spectre de puissance spatiale des fluctuations de phase pour une statistique de Kolmogorov [Roddier1981]:

$$\Phi_{\varphi}(f) = 0,023 \cdot \frac{1}{r_0^{5/3}} \cdot f^{-11/3} \quad \{1.21\}$$

où r_0 est le paramètre de Fried que l'on définira dans la partie I.1.3.4.

I.1.3.3. Décomposition de la phase turbulente sur les polynômes de Zernike

On décompose ici le front d'onde sur une base discrète et orthonormée sur un support circulaire. Il en existe plusieurs mais la plus utilisée dans le cadre de l'optique adaptative est la base des polynômes de Zernike. Ils sont utilisés pour décrire les effets de l'atmosphère sur une image car à chaque mode correspond un sens optique [Noll1976] (aux premiers ordres, ils sont très proches des principales aberrations optiques et des principaux modes propres de la turbulence atmosphérique : piston, tip-tilt, astigmatisme, défocalisation...).

Les polynômes de Zernike sont définis en coordonnées polaires (r, θ) pour un disque de rayon unité. Ils sont caractérisés par un degré azimutal m et par un ordre radial n . La parité des polynômes est liée à sa dépendance en fonction du sinus ou du cosinus :

$$\begin{aligned} \text{Si } m \neq 0, Z_{i, \text{pair}} &= \sqrt{n+1} \cdot R_n^m(r) \cdot \sqrt{2} \cdot \cos(m\theta) \\ Z_{i, \text{impair}} &= \sqrt{n+1} \cdot R_n^m(r) \cdot \sqrt{2} \cdot \sin(m\theta) \end{aligned} \quad \{1.22\}$$

$$\text{Si } m=0, Z_i = \sqrt{n+1} \cdot R_n^0(r) \cdot \sqrt{2} \quad \{1.23\}$$

$$\text{avec } R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(m-n)/2} \frac{(-1)^s \cdot (n-s)!}{s! \cdot ((n+m)/2 - s)! \cdot ((n-m)/2 - s)!} \cdot r^{n-2s} \quad \{1.24\}$$

Les indices n et m satisfont aux relations $m \leq n$ et $(n-m)$ pair. La numérotation des polynômes i dépend de m et de n . En effet, il existe entre ces indices les relations suivantes :

$$\begin{aligned} n &= \frac{\sqrt{8i-7}-1}{2}, \quad m = 1 + i - 1 - \frac{n(n+1)}{2} \quad \text{si } n \text{ est pair et} \\ m &= i - 1 - \frac{n(n+1)}{2} \quad \text{si } n \text{ est impair.} \end{aligned}$$

On classe ces polynômes par ordre radial croissant puis par degré azimutal croissant (voir la Figure 13). On peut décomposer une phase turbulente sur une base de polynômes de Zernike de la façon qui suit :

$$\varphi(r) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i \cdot Z_i(r) \quad \{1.25\}$$

où φ est exprimé en radian.

La sommation dans cette équation commençant à l'indice $i=2$ car $\varphi(r)$ représente la phase à laquelle on a soustrait le mode piston Z_1 (le mode piston correspond à une phase constante qui ne

va donc pas agir sur la qualité d'une image ; c'est pourquoi on ne le prend généralement pas en compte).

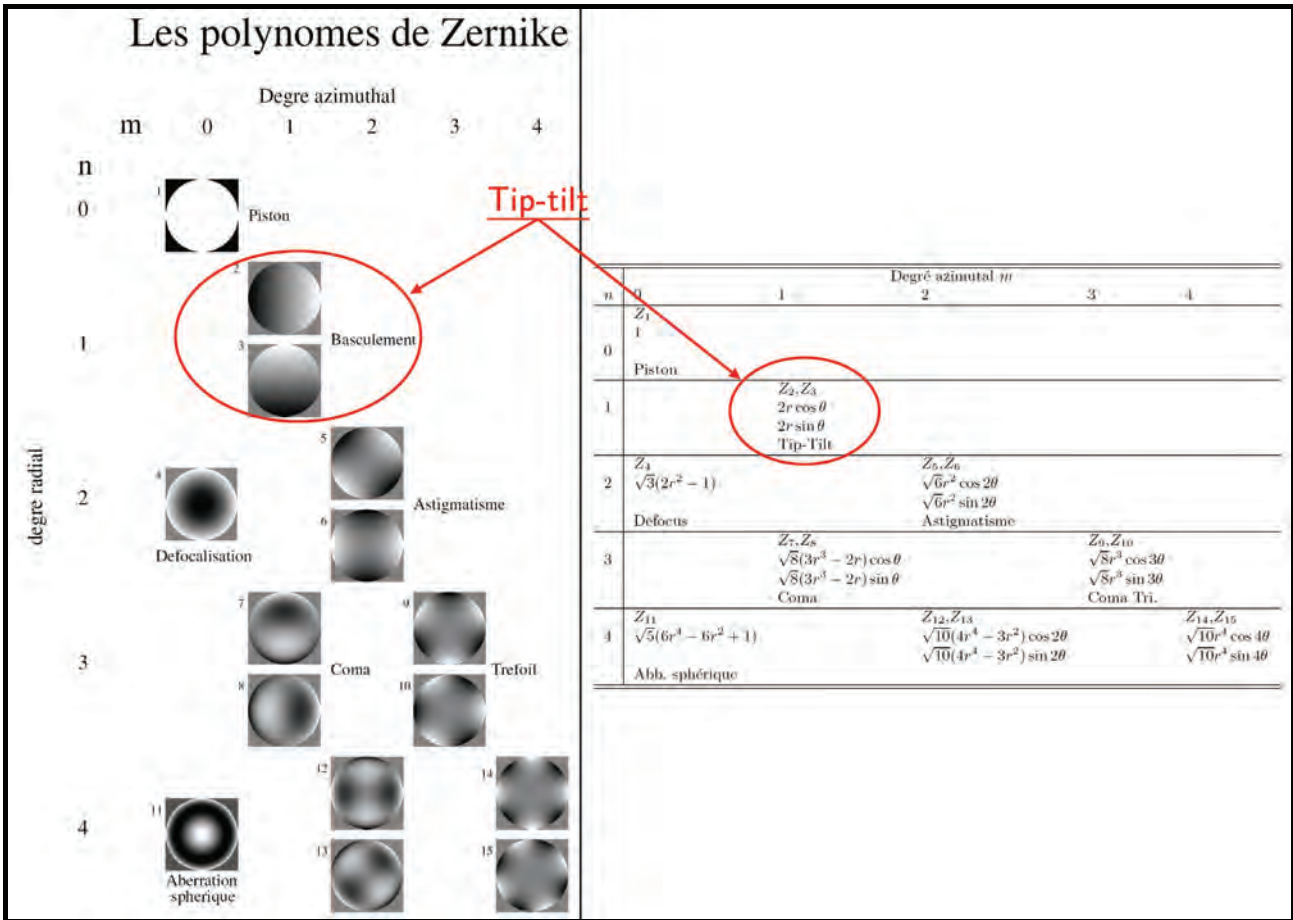


Figure 13 : Illustration (en haut) et forme analytique (en bas) des polynômes de Zernike de 1 à 15. On voit ici que les premiers ordres radiaux correspondent aux plus basses fréquences spatiales et les hauts ordres à de hautes fréquences. Une rapide description montre que le premier mode Z_1 est le piston qui correspond à un retard global de la phase sur la pupille, les modes Z_2 et Z_3 correspondent aux inclinaisons du front d'onde (tip et tilt), et les modes suivants, par ordre croissant de l'ordre azimuthal et radial, sont la défocalisation Z_4 , les astigmatismes Z_5 et Z_6 ...

Comme la base des polynômes de Zernike est orthonormée, le coefficient a_i du polynôme de Zernike Z_i dans la décomposition modale de $\varphi(r)$ est obtenu par le produit scalaire de la phase avec le polynôme considéré :

$$a_i = \frac{1}{S} \int_S \varphi(r) \cdot Z_i(r) \cdot dr \quad \{1.26\}$$

où S est la surface sur laquelle on définit les polynômes de Zernike.

Les polynômes de Zernike étant sans unité, les coefficients a_i s'expriment donc en radians. Ce nombre de radians correspond en fait à des radians rms sur la pupille, qui donnent la perturbation de phase apportée par le polynôme concerné.

Noll a donné en 1976 [Noll1976] la relation de la variance de la phase non corrigée σ_φ^2 pour une turbulence de type Kolmogorov (en l'absence d'occultation centrale):

$$\sigma_\varphi^2 = \sum_{i=2}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle = \Delta_1 \cdot (D / r_0)^{5/3} \quad \{1.27\}$$

où D est le diamètre de la pupille sur laquelle sont définis les polynômes de Zernike, r_0 est le paramètre de Fried et Δ_1 une constante ayant pour valeur 1,03 (le paramètre Δ_j dépend du nombre de modes j que l'on a corrigé ; on le calcule à partir des coefficients de Noll définis ci-dessous ; ainsi Δ_1 correspond au cas où aucun mode n'est corrigé excepté le piston). La relation entre la variance des coefficients des polynômes de Zernike $\langle a_i^2 \rangle$ (en radians carré) et les paramètres d'observation D et r_0 , toujours définie par Noll, s'écrit :

$$\langle a_i^2 \rangle = N_i \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad \{1.28\}$$

où N_i sont appelés coefficients de Noll. Ils s'expriment de la façon suivante :

$$N_i \approx 2,2698 \cdot (n+1) \cdot \frac{\Gamma(n-5/6)}{[\Gamma(17/6)]^2 \cdot \Gamma(n+23/6)} \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad \{1.29\}$$

où Γ est la fonction gamma.

Il est à noter que ces coefficients ne dépendent que de l'ordre radial n .

A partir de ces expressions, on obtient pour valeur de la variance de la phase dans le cas où le tip et le tilt sont corrigés :

$$\sigma_\varphi^2 = \sum_{i=4}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle = 0,134 \cdot (D/r_0)^{5/3} \quad \{1.30\}$$

puisque $\Delta_3 = 0,134$.

On remarque ainsi que le tip et le tilt contribuent à 87 % de la variance globale de la phase ($\approx 1 - (0,134/1,03)$). Lorsqu'on corrige des modes supérieurs, on a les valeurs $\Delta_6 = 0,0648$, $\Delta_{10} = 0,0401, \dots$ Pour un nombre de modes corrigés supérieur à 10, comme c'est le cas dans les systèmes utilisés), on utilise la formule asymptotique de Noll :

$$\Delta_j \approx 0,2944 \cdot j^{-\sqrt{3}/2} \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad \{1.31\}$$

Il est courant de dire que la qualité d'une image approche la limite de diffraction lorsque la phase résiduelle est inférieure au radian. Dans ce cas, on a alors $\sigma_\varphi^2 = 1$. On peut alors prédire le nombre de modes qu'il faudra corriger dans un contexte déterminé (diamètre du télescope, seeing et longueur d'onde d'observation) :

$$j \approx 0,24 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{1,92} \quad \{1.32\}$$

Ce nombre donne une estimation du nombre de degrés de liberté du système d'optique adaptative (le nombre de modes corrigés correspondant à peu près au nombre de degrés de liberté).

Des tracés de la Figure 14, nous pouvons constater que lorsque le diamètre du télescope est inférieur à l'échelle externe, le tilt est bien responsable de la majorité de la variance totale de la phase (tracés de gauche). C'est le cas pour la totalité des télescopes actuels dont les diamètres ne sont pas supérieurs à 10 m.

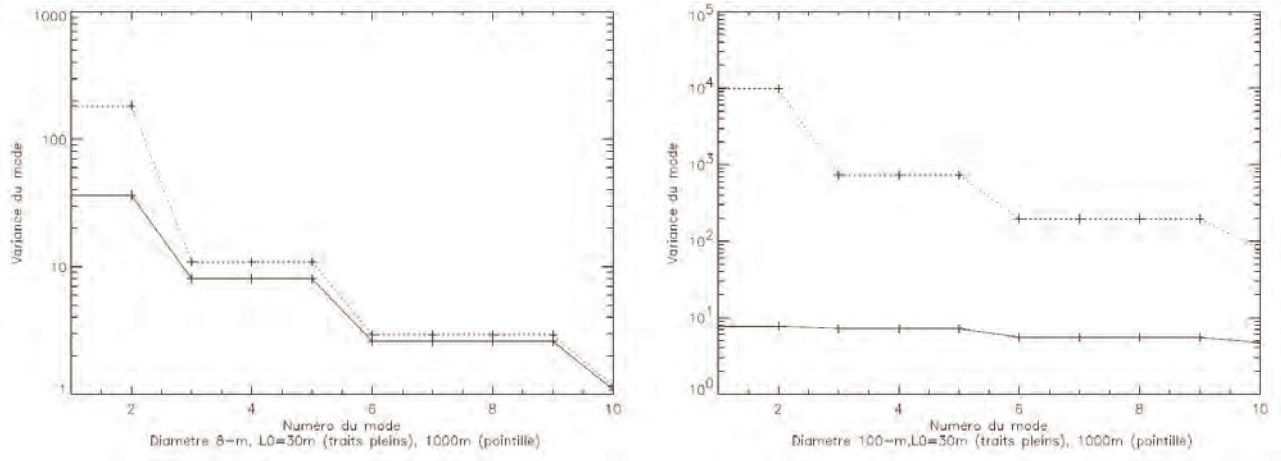


Figure 14 : Variance calculée des polynômes de Zernike (en rad^2) avec l'échelle externe L_0 pour un télescope de 8 m (gauche) et 100 m (droite) et un r_0 de 20 cm (à $0.5 \mu\text{m}$). Deux valeurs de L_0 ont été utilisées : 30 m (traits pleins) et 1000 m (en pointillés).
Source : [LeLouarn2000].

Par contre, lorsque le diamètre du télescope est supérieur à l'échelle externe (tracé de droite – trait plein), le tilt n'est plus majoritaire. Ce sera le cas pour les futurs télescopes dont les diamètres seront supérieurs à 30 m. Il faudra néanmoins corriger le tilt pour atteindre la limite de diffraction.

I.1.3.4. Expression du paramètre de Fried r_0

Le paramètre de Fried (ou longueur de cohérence) est important lorsqu'on veut quantifier l'effet de la turbulence atmosphérique sur les images formées par un télescope terrestre. Noté r_0 [Fried 1965], on peut définir cette variable comme étant le diamètre d'une section du front d'onde (traversant donc toutes les couches de l'atmosphère) sur laquelle la variance de la phase est égale à un radian carré (ou plus approximativement la distance sur laquelle la phase du front d'onde est considérée comme spatialement constante). Il s'écrit de la façon suivante :

$$r_0 = \left[0,423 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \int_0^\infty C_n^2(h) \cdot dh \right]^{-3/5} \quad \{1.33\}$$

où λ est la longueur d'onde d'observation et γ l'« angle zénithal » entre le zénith et la ligne de visée (l'épaisseur de la couche d'atmosphère dépendant de la ligne de visée).

On note ici que $r_0 \propto \lambda^{6/5}$; par conséquent, le domaine spatial de cohérence des ondes lumineuses ayant traversées la turbulence atmosphérique est plus étendu dans les grandes longueurs d'onde que dans les courtes. Cela explique le fait que les effets des perturbations atmosphériques sont moindres lorsqu'on observe dans l'infrarouge en comparaison aux observations dans le visible.

Ce paramètre (dépendant des conditions atmosphériques et de la longueur d'onde d'observation) permet donc de déterminer un diamètre de miroir au-delà duquel tout télescope subira les effets de la turbulence atmosphérique. Le r_0 est la seule quantité caractérisant la turbulence qui soit mesurée en permanence dans certains observatoires astronomiques. La valeur moyenne de r_0 sur un bon site astronomique est de l'ordre de 10 cm à $\lambda=500 \text{ nm}$.

I.1.3.5. Propriétés temporelles de la phase turbulente

Regardons maintenant le comportement temporel de cette turbulence afin de déterminer la rapidité d'évolution des fluctuations de phase. Il est courant en optique atmosphérique de faire l'hypothèse [Taylor1938] que la turbulence est composée d'écrans de phase gelée (associés aux différentes couches minces turbulentes) à différentes altitudes h et avec une statistique spatiale donnée, et que ceux-ci sont indépendamment en translation uniforme devant la pupille, à des vitesses $v(h)$. A partir de cela, et en se basant sur le modèle de Kolmogorov, on définit le temps de cohérence de l'atmosphère τ_0 qui est déterminé comme le temps le plus grand pendant lequel le front d'onde turbulent n'aura pas évolué. L'expression de ce temps caractéristique est :

$$\tau_0 = 0,314 \cdot \frac{r_0}{\bar{v}} \quad \{1.34\}$$

où \bar{v} est la vitesse moyenne du vent définie par :

$$\bar{v} = \left[\frac{\int |\vec{v}(h)|^{5/3} \cdot C_n^2(h) \cdot dh}{\int C_n^2(h) \cdot dh} \right]^{5/3} \quad \{1.35\}$$

Les valeurs de τ_0 sont de l'ordre de la dizaine de millisecondes aux longueurs d'onde du visible. Les images courtes poses sont réalisées pour un temps d'exposition inférieur ou égal à τ_0 . De cette façon, on fixe les aberrations atmosphériques comme quasi-constantes.

Cependant, ce temps de cohérence dépend de l'ordre de déformation du front d'onde. Ainsi, à la pente du front d'onde atmosphérique, aussi appelée « tilt », correspond un temps de cohérence $\tau_{0,\theta}$ différent de celui défini par la formule du τ_0 . Le temps de cohérence de « tilt » est défini par la relation suivante :

$$\tau_{0,\theta} = 12,33 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{1/6} \cdot \left(\frac{r_0}{\bar{v}} \right) \quad \{1.36\}$$

On constate donc que $\tau_{0,\theta} \approx 10 \cdot \tau_0$. Les astrophysiciens ont donc pour habitude d'utiliser le paramètre τ_0 pour caractériser le temps de cohérence atmosphérique des ordres élevés de perturbations alors que le $\tau_{0,\theta}$ désigne uniquement le temps de cohérence de « tilt ».

Un rapide calcul montre que, pour un télescope de 8 m sur un bon site astronomique où $r_0 \approx 0,15 \text{ m}$ et $v \approx 30 \text{ m/s}$, le $\tau_{0,\theta}$ est de 0,12 s pour $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

I.1.3.6. Anisoplanétisme

Nous avons vu que la turbulence est répartie de manière continue en altitude, et que la force de la turbulence dans chaque couche est caractérisée par la valeur de la constante de structure d'indice $C_n^2(h)$ correspondante. Or, on observe des couches plus ou moins turbulentes. Les couches les plus turbulentes sont situées dans les 20 premiers kilomètres. Par conséquent, les rayons lumineux issus de 2 étoiles séparées angulairement ne traversent pas les mêmes portions de l'atmosphère turbulente (Figure 15). Ainsi, les perturbations de phases subies par les fronts d'onde des deux étoiles ne seront pas les mêmes et seront d'autant plus décorrélées que la séparation angulaire entre

les étoiles est importante. Pour quantifier les effets de l'anisoplanétisme, on utilise la notion d'« angle isoplanétique » θ_0 . Celui-ci correspond au domaine angulaire sur lequel on peut considérer que les perturbations de phase sont corrélées (plus précisément, il s'agit de la valeur de l'angle pour lequel le front d'onde turbulent issu d'une source séparée angulairement de cette valeur a une variance spatiale égale à la variance spatiale du front d'onde issu de l'objet central augmentée de un radian²). Il s'écrit sous la forme [Fried 1982]:

$$\tau_{0,\theta} = 12,33 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{1/6} \cdot \left(\frac{r_0}{v}\right) \quad \{1.37\}$$

$$\theta_0 = \left(2,905 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \cos(\gamma)^{8/3} \cdot \int C_n^2(h) \cdot h^{5/3} \cdot dh\right)^{-3/5} \quad \{1.38\}$$

où λ est la longueur d'onde d'observation et γ l'angle zénithal (défini auparavant).

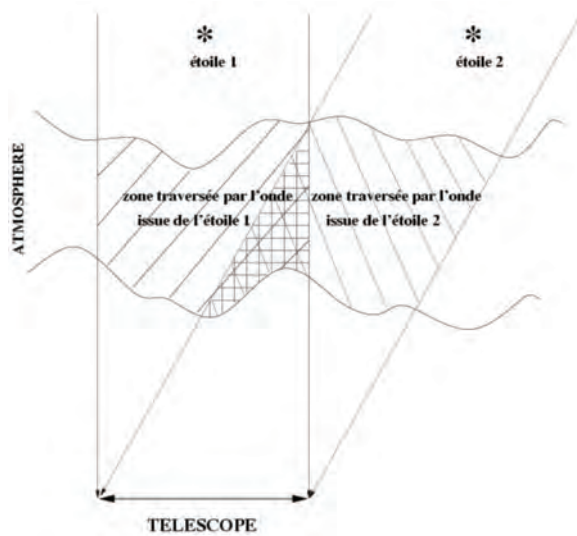


Figure 15 : On voit ici que les fronts d'onde des deux étoiles séparées angulairement ne traversent pas les mêmes couches de l'atmosphère. Par conséquent, plus l'angle entre les étoiles est important, plus la corrélation entre les fronts d'onde est diminuée. C'est le problème de l'anisoplanétisme.

L'angle isoplanétique peut aussi être donné par [Roddiier 1981] :

$$\theta_0 = 0,314 \frac{r_0}{\bar{h}} \quad \{1.39\}$$

où \bar{h} est l'altitude moyenne pondérée par le profil de $C_n^2(h)$:

$$\bar{h} = \left(\frac{\int_0^\infty h^{5/3} \cdot C_n^2(h) \cdot dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) \cdot dh} \right)^{3/5} \quad \{1.40\}$$

On constate là encore, comme pour le paramètre de Fried r_0 , que $\theta_0 \sim \lambda^{6/5}$. Le domaine d'isoplanétisme est donc plus important dans l'infrarouge (≈ 30 arcsec) que dans le visible ($\approx 2-4$ arcsec).

De cette définition, on peut aussi donner la variance σ^2 du front d'onde (en rad²) qui s'écrit en première approximation:

$$\sigma^2 = \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{5/3} \quad \{1.41\}$$

où θ est l'angle entre l'objet étudié et la référence.

I.1.3.7. Utilisation d'une source artificielle laser

On considère ici que la source artificielle est à une distance finie L du télescope. Dans ce cas, le front d'onde incident ne sera plus une onde plane mais une onde sphérique (Figure 16). Le milieu turbulent que traverse ce front d'onde est décomposé en couches minces caractérisées par leurs épaisseurs dz , la vitesse du vent V , et la constante de structure C_n^2 à la distance z de la source.

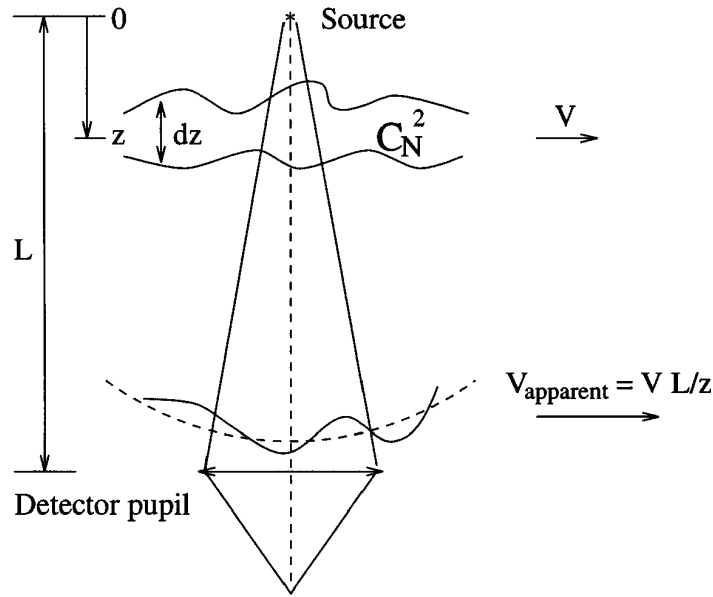


Figure 16 : Représentation de la propagation d'une onde sphérique à travers une couche turbulente. Source : [Conan1995].

Ainsi, le spectre de puissance de la phase s'exprime comme suit [Conan1995] :

$$W_\phi(f) = 0,033 \cdot (2\pi)^{-2/3} \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot \Delta h \cdot \left(\frac{z}{L} \right)^{5/3} \cdot C_n^2 \cdot dz \cdot f^{-11/3} \quad \{1.42\}$$

Pour les ondes sphériques, la fréquence de coupure est proportionnelle au rapport de la vitesse apparente du vent VL/z au diamètre de la pupille.

Le spectre de puissance prenant en compte la totalité de couches turbulentes s'écrit :

$$\omega_G(\nu) = \int_0^L \frac{(z/L)^{8/3} \cdot C_n^2(z) \cdot dz}{V(z)} \cdot F_G \left[\frac{\nu \cdot z}{V \cdot L}, \theta(z) \right] \quad \{1.43\}$$

Cette équation permet de comparer le comportement du front d'onde des différents types d'étoiles artificielles (« sodium LGS », « Rayleigh LGS ») lors de leurs traversées des couches turbulentes. Nous verrons leurs différences dans la partie I.3.1.3.

I.1.4. Principes de l'imagerie

Nous avons pu voir jusqu'à présent que la résolution sur une image d'un point source à l'infini, sans turbulence atmosphérique, est limitée par le phénomène de la diffraction. Observons ce que cela donne lorsque l'on tient compte des perturbations atmosphériques.

I.1.4.1. Définition de la fonction d'étalement de point (FEP)

On définit généralement en astronomie la Fonction d'Etalement de Point (*FEP* – ou *PSF* pour *Point Spread Function*) d'un système comme l'image dans le plan focal d'un point source à l'infini. Elle est donnée par la théorie de la diffraction que nous avons détaillé auparavant, et elle s'écrit comme le module carré de la transformée de Fourier de l'amplitude complexe $\Psi(r)$ sur la pupille du système (miroir primaire):

$$FEP(\vec{\theta}) = \|TF(\Psi(\vec{r}).P(\vec{r}))\|^2 \quad \{1.44\}$$

(équivalent de $I(\vec{\theta})$ défini dans la partie I.1.2.1) avec r la position sur la pupille. Dans le cas d'un télescope de diamètre D et comportant une occultation centrale de diamètre d (occultation dont l'effet est négligeable), la pupille P est donnée par :

$$P(\vec{r}) = 1 \text{ si } |r| \in [d/2; D/2]$$
$$\text{sinon } P(\vec{r}) = 0. \quad \{1.45\}$$

La FEP sans turbulence atmosphérique (FEP_0) correspond à la tâche d'Airy dont le pic central à une largeur à mi-hauteur de $1,22 \cdot \frac{\lambda}{D}$ radian ; c'est la résolution limite du télescope. Dans le cas d'une image $I(\vec{\theta})$ d'une source non-ponctuelle $O(\vec{\theta})$ (objet astronomique), on peut considérer qu'il y a une multitude de points, et que chaque point s'étend sur une fonction d'Airy. Ainsi, l'image est le produit de convolution de l'objet par la fonction d'Airy :

$$I(\vec{\theta}) = \int d\vec{\beta}.O(\vec{\beta}).FEP_0(\vec{\theta} - \vec{\beta}) = O \otimes FEP_0 \quad \{1.46\}$$

I.1.4.2. Formation d'images dégradées par la turbulence atmosphérique

Dans la réalité, la FEP n'est pas seulement décrite par la fonction d'Airy, mais représente plutôt la convolution d'une série de FEP. Chaque FEP caractérise en fait un élément de la chaîne optique : atmosphère, pupille télescope, qualité optique du télescope, instrument, détecteur. Ainsi, pour définir un système optique global, on utilise la FEP_{totale} qui s'écrit :

$$FEP_{totale} = FEP_1 \otimes FEP_2 \dots \otimes FEP_i \otimes \dots \quad \{1.47\}$$

et l'équation d'imagerie devient :

$$I(\theta) = O \otimes FEP_{totale} \quad \{1.48\}$$

Elle décrit complètement le passage objet \leftrightarrow image d'un point de vue optique.

Une autre grandeur utilisée peut être définie ici, il s'agit de la *fonction de transfert optique (FTO)*. Elle est en fait la transformée de Fourier de la FEP. Le théorème de Wiener-Khintchine énonce que la FTO (représentée ici par $\tilde{P}(\vec{f})$) est égale à l'autocorrélation de l'amplitude complexe $\Psi(\vec{r})$. On peut alors écrire l'équation d'imagerie de la façon qui suit :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{P}(\vec{f}) \quad \{1.49\}$$

où \vec{f} est la fréquence spatiale (si θ est en radians, f est en radian^{-1}).

De la même façon que pour la FEP_{totale} , la FTO_{totale} est en réalité définie à partir des FTO de chaque élément et s'exprime dans le plan de Fourier:

$$FTO_{totale} = \tilde{P}_{totale}(\vec{f}) = \tilde{P}_1(\vec{f}) \cdot \tilde{P}_2(\vec{f}) \dots \tilde{P}_i(\vec{f}) \dots \quad \{1.50\}$$

La FTO atmosphérique est pour sa part reliée aux statistiques sur les perturbations de la phase. On note ainsi son lien direct avec la fonction de structure de phase $D_\varphi(\vec{r})$:

$$\tilde{P}_{atmos}(\vec{f}) = \exp[-0,5 \cdot D_\varphi(\lambda, \vec{f})] \quad \{1.51\}$$

$$\text{ou } \tilde{P}_{atmos}(\vec{f}) = \exp\left[-3,44 \cdot \left(\frac{\lambda \cdot \vec{f}}{r_0}\right)^{5/3}\right] \quad \{1.52\}$$

Il a été montré que, pour une turbulence de type Kolmogorov, la résolution angulaire de la FEP atmosphérique FEP_{atmos} vaut :

$$\beta = 0,98 \cdot \frac{\lambda}{r_0} \quad \{1.53\}$$

Cet autre paramètre largement utilisé est appelé « seeing » (noté β ou $FWHM$) [Roddier1981]. Il correspond à la résolution angulaire théorique d'un télescope de diamètre D , tout en prenant en compte l'effet de la turbulence introduit par le paramètre de Fried. En effet, la résolution angulaire de la FEP_{totale} d'un télescope, en présence de turbulence atmosphérique (sans qu'il n'y ait de corrections), correspond quasiment à la résolution angulaire de la FEP_{atmos} .

Cette équation nous permet de constater que pour une longueur d'onde d'observation $\lambda=0,5 \mu\text{m}$, la limite expérimentale de résolution angulaire des télescopes étant proche de la seconde d'arc, on a un r_0 de 10 cm. Ainsi, un télescope de la classe des 8-10 m aura la même résolution spatiale qu'un télescope amateur de 10 cm.

On note par ailleurs que le seeing est dépendant de la longueur d'onde ($\lambda^{-1/5}$) mais que le facteur de dégradation en résolution est $(\lambda/r_0)/(\lambda/D) = D/r_0$. Les valeurs typiques de D/r_0 vont de 80 dans le visible à 5 pour $\lambda=5 \mu\text{m}$ sur un télescope de 8 m.

I.1.4.3. Temps de pose en imagerie

Nous avons pu voir jusqu'à présent que la turbulence atmosphérique est un phénomène à évolution rapide. Celle-ci est caractérisée par le temps de cohérence de l'atmosphère τ_0 . Ainsi, à partir de ce paramètre, on va définir deux sortes d'imagerie : *courte pose* (où le temps d'exposition t est inférieur à τ_0) et *longue pose* (où $t > \tau_0$).

En imagerie *courte pose* (et dans le cas qui nous intéressent où $D \gg r_0$), on observe que la FEP est élargie sur un domaine de taille angulaire $\frac{\lambda}{r_0}$ (par rapport à une FEP sans turbulence), et qu'il y a un éclatement en tavelures (ou « speckles » en anglais) de largeur $\frac{\lambda}{D}$. Ces tavelures sont des structures à haute fréquence qui correspondent aux interférences des rayons déviés par la turbulence. On peut en avoir un aperçu sur la Figure 17.



Figure 17 : On peut voir ici la différence entre une FEP sans turbulence atmosphérique (à gauche) et avec turbulence (à droite). Le D / r_0 est égal à 20.
Source : [Thomas2006].

En imagerie *longue pose*, l'image peut être considérée comme la moyenne d'une série d'images de courte pose. Les effets de la turbulence sont donc moyennés. On utilise donc la FEP_{totale} ou la FTO_{totale} (désigné par $\tilde{P}_{totale}(\vec{f})$) pour quantifier la turbulence :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{P}_{totale}(\vec{f}) \approx \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{P}_{atmos}(\vec{f}) \quad \{1.54\}$$

$$\text{d'où } FEP_{longue_pose} \approx \tilde{P}_{atmos}(\vec{f}) \quad \{1.55\}$$

La FEP_{longue_pose} est très élargie ($\beta = 0,98 \cdot \frac{\lambda}{r_0}$) et sa fréquence de coupure tend vers $\frac{\lambda}{r_0}$. Les informations aux hautes fréquences sont donc perdues. Le but de l'optique adaptative est de restaurer ces informations afin que la FEP du télescope tende vers une tâche d'Airy.

I.1.4.4. Définition du rapport de Strehl

Le *rapport de Strehl* S caractérise les différences entre une image théorique obtenue avec un télescope à la limite de la diffraction, et une image réelle obtenue avec un télescope travaillant depuis le sol (et donc prenant en compte la turbulence atmosphérique). Il se définit comme le rapport entre la valeur du pic d'intensité d'une tache image dégradée et la valeur du pic d'intensité de cette même image sans aberration :

$$S = \frac{FEP_{totale}(0)}{FEP_0(0)} \quad \{1.56\}$$

Ce rapport est donc toujours inférieur à 1.

Il est à noter que pour un grand télescope ($D \gg r_0$) sans dispositif de corrections, le rapport de Strehl S est tout simplement donné par $S = (r_0 / D)^2 \sim \lambda^{12/5} \sim \lambda^{2.4}$. Pour un télescope de 10 m placé sur un site où le r_0 est de 10 cm à 589 nm, le rapport de Strehl est donc de l'ordre de 10^{-4} .

Conclusion

Nous avons pu expliquer, tout au long de cette partie, les trois limitations majeures concernant l'observation astronomique. Pour ce qui est de la qualité des optiques ainsi que du phénomène de diffraction, nous avons pu voir que les progrès technologiques permanents amènent à concevoir des télescopes aux diamètres toujours plus importants et avec une qualité optique proche de la perfection. La principale difficulté consiste donc à corriger les perturbations atmosphériques ; or, ce problème est fort complexe et il convenait donc de prendre connaissance des principaux paramètres (relatifs à l'atmosphère ou à l'imagerie) le caractérisant afin de pouvoir en évaluer les enjeux.

Tableau 2 : Dépendance des principaux paramètres atmosphériques à la longueur d'onde ainsi qu'à l'angle par rapport au zénith. Source : [Girard2005].

Paramètre	Symbol	Longueur d'onde	Angle au zénith
paramètre de Fried	r_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$
angle de <i>seeing</i>	λ/r_0	$\lambda^{-1/5}$	$(\cos \gamma)^{-3/5}$
angle d'isoplanétisme	θ_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{8/5}$
fréquence de Greenwood	$1/\tau_0$	$\lambda^{-6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$
rapport de Strehl	S	$\lambda^{12/5}$	$(\cos \gamma)^{6/5}$

2. Une solution pour la correction de la turbulence atmosphérique : l'optique adaptative

I.2.1. Historique de l'optique adaptative.....	35
I.2.2. Principe de l'optique adaptative.....	36
I.2.3. Limitations de l'optique adaptative.....	38

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons pu quantifier le phénomène de turbulence atmosphérique ainsi que son rôle dans la dégradation du front d'onde provenant d'un objet situé hors atmosphère. Nous avons constaté ainsi une diminution drastique de la résolution angulaire des grands télescopes terrestres (en comparaison de leurs résolutions angulaires théoriques). Au final, la résolution maximale d'un grand télescope ($D \gg r_0$) sera équivalente à un télescope de diamètre r_0 . La volonté d'améliorer la résolution angulaire des télescopes terrestres a donc permis de faire germer plusieurs idées aussi efficaces qu'ambitieuses. L'avènement de l'interférométrie optique, dont le développement a été rapide depuis les années 1970, en est un exemple marquant. Avec la mise en service de la classe des télescopes de 8-10 m (sur les sites principaux que sont le Cerro Paranal – Chili – et le Mauna Kea – Hawaï) et leurs mises en réseaux, on forme des « bases » allant jusqu'à 800 m de diamètre :

- le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) combinera (fin 2006) les quatre grands télescopes de 8,2 m ainsi que les quatre télescopes mobiles de 1,8 m. Une fois opérationnel, il devrait permettre d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre du milli-arcseconde. Les résultats récents laissent présager de nombreux succès [VLTI].
- l'interféromètre géant OHANA (pour « Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy ») devrait coupler les sept plus grands télescopes du Mauna Kea (les deux Keck, le CFHT, Gemini North, Subaru, l'UKIRT et l'IRTF). Il offrira une résolution angulaire équivalente à un télescope de 800 m de diamètre. Les premiers résultats fournis par l'interféromètre composé des deux télescopes Keck sont très encourageants (Figure 18 - [Perrin2006]).

Cependant, que ce soit pour entrer dans cette ère de la très haute résolution angulaire ou pour faire de l'imagerie en temps réel, cela nécessite que les grands télescopes soient équipés de systèmes d'optique adaptative. En effet, concernant l'interférométrie, la turbulence atmosphérique introduit deux problèmes. D'une part, l'objet semble plus étendu et donc moins cohérent spatialement, et d'autre part, l'objet est en apparence différent dans les deux voies (les couches traversées ne sont pas les mêmes, et cela est d'autant plus vrai à basse altitude où la turbulence est la plus forte) ; la

corrélation n'est donc pas optimale. C'est pourquoi le fait de corriger le front d'onde perturbé est un préalable indispensable pour le bon fonctionnement d'un interféromètre.

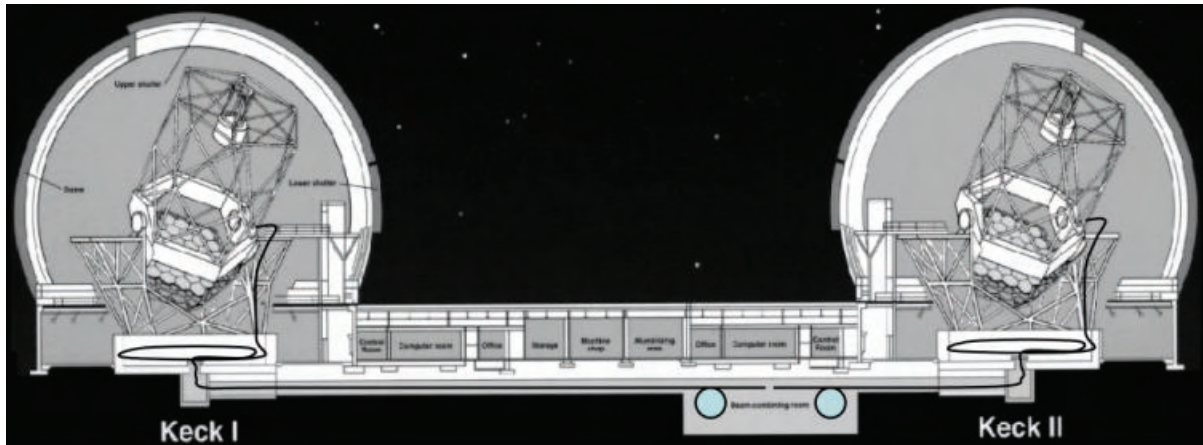


Figure 18 : On observe ici les deux télescopes Keck reliés par des fibres optiques monomodes infrarouges qui acheminent la lumière depuis les foyers Nasmyth jusqu'au laboratoire de recombinaison au sous-sol de l'observatoire.

L'optique adaptative permet cette correction en temps réel et par conséquent admet le couplage des télescopes pour lequel la concentration spatiale d'énergie au centre des images est une condition essentielle ; il faut cependant que cette correction soit réalisée sur les deux télescopes. Au final, le résultat obtenu sera une résolution d'un télescope de 85 m de diamètre à la limite de diffraction.

I.2.1. Historique de l'optique adaptative

Le principe de l'optique adaptative fut proposé dès 1953 par Babcock mais, à cette époque-là, les limites technologiques eurent raison de sa mise en application. Car il faut savoir que malgré la relative simplicité du principe, la réalisation d'un tel système est une tâche on ne peut plus ardue. Il a ainsi fallu la fin des années 1970 pour que le premier système d'OA puisse voir le jour [Hardy1977] dans un cadre militaire. La technologie fut éprouvée et améliorée durant la décennie qui suivit, et cela dans le contexte particulier qu'était le projet de « guerre des étoiles » américain. Ces expérimentations sont bien entendu restées confidentielles durant de longues années, au grand dam des astronomes. Sa première application à l'astronomie survint à la fin des années 1980, en France, avec le système COME-ON permettant de réaliser des images à la limite de diffraction d'un objet astronomique [Rousset1990]. Il fut ensuite installé (dans une version plus évoluée nommée *Adonis*) sur le télescope de 3,6 m de l'ESO à l'observatoire de La Silla. Cette technique, assez récente en fin de compte, est devenue depuis ce jour un outil relativement commun, principalement sur tous les grands télescopes de la classe des 8-10 m (où $D \gg r_0$) et apparaît indispensable pour les projets de très grands télescopes, même si le système ne sera plus totalement identique puisque qu'il sera question d'optique adaptative multi-conjuguée (MCAO). Nous verrons en quoi consiste cette technique. Par ailleurs, les retombées du développement de systèmes d'optique adaptative ont pu servir à d'autres projets (compensation de dérive thermique de systèmes optiques, remise en forme de faisceaux laser, autofocalisation, etc.). On peut tout de même citer le projet CEIL réunissant des équipes françaises de l'Observatoire de Paris, ESPCI et le CHU Lariboisière, qui est

basé sur le fait que l'œil est un milieu déformant que l'optique adaptative peut corriger pour déceler « in vivo » des dégénérescences ou faire des études neurologiques.

I.2.2. Principe de l'optique adaptative

Le but de l'optique adaptative « classique » est de corriger le front d'onde provenant d'un objet astronomique - et ayant été dégradé par sa traversée de l'atmosphère - afin de lui rendre sa planéité. Ce faisant, le télescope va retrouver une résolution angulaire proche de sa résolution théorique (à la limite de diffraction).

Les fluctuations de l'atmosphère étant rapides, il va falloir corriger le front d'onde à haute cadence (elle doit être réalisée avec une fréquence supérieure à la *fréquence de Greenwood* $f_G = 0,43 \frac{v_{horiz}}{r_0}$

où v_{horiz} est la vitesse horizontale de la couche turbulente stationnaire et r_0 est le paramètre de Fried, dépendant de la longueur d'onde ; dans le visible, cette fréquence est de l'ordre de quelques dizaines de Hertz). On utilise pour ces corrections un miroir déformable qui compense en temps réel les avancées et les retards de phase.

Regardons maintenant comment fonctionne un système d'optique adaptative (Figure 19).

Il faut tout d'abord pointer le système sur une source de référence que l'on appelle « étoile guide ». On sait que le front d'onde provenant de cette étoile, si elle est située à l'infini et que sa lumière ne rencontre aucune perturbation, doit être plan. L'écart à la planéité du front d'onde mesuré correspond alors à la perturbation à corriger. L'objectif est d'annuler la variance spatiale de la phase résiduelle. Le système de reconstitution de la phase joue alors son rôle : le front d'onde arrive sur un miroir déformable (qui corrige les perturbations du front d'onde), conjugué à la pupille du télescope (c'est-à-dire le miroir primaire) ; ensuite, une lame séparatrice envoie une petite partie du faisceau sur un analyseur de surface d'onde (ASO qui mesure les perturbations du front d'onde) alors que l'autre partie donne l'image exploitée par les astronomes. Les données sont alors envoyées à un ordinateur de contrôle qui va commander le miroir déformable en lui indiquant les déformations (inverses du front d'onde incident) à appliquer. Le miroir « tip-tilt » (ou de basculement) est lui aussi dirigé de façon à corriger le basculement du front d'onde.

De cette façon, on restitue le front d'onde originel. Le système d'OA est placé entre le foyer et l'instrument à haute résolution angulaire (imageur ou spectrographe).

Il est important de noter que le système fonctionne en boucle fermée. En effet, l'analyseur de surface d'onde ne voit pas directement les variations de phase dues à la turbulence mais plutôt les modifications de phase par rapport au front d'onde dégradé de l'itération précédente (bien qu'une calibration préalable soit nécessaire). De cette façon, on limite l'amplitude des déplacements des actionneurs du miroir déformable.

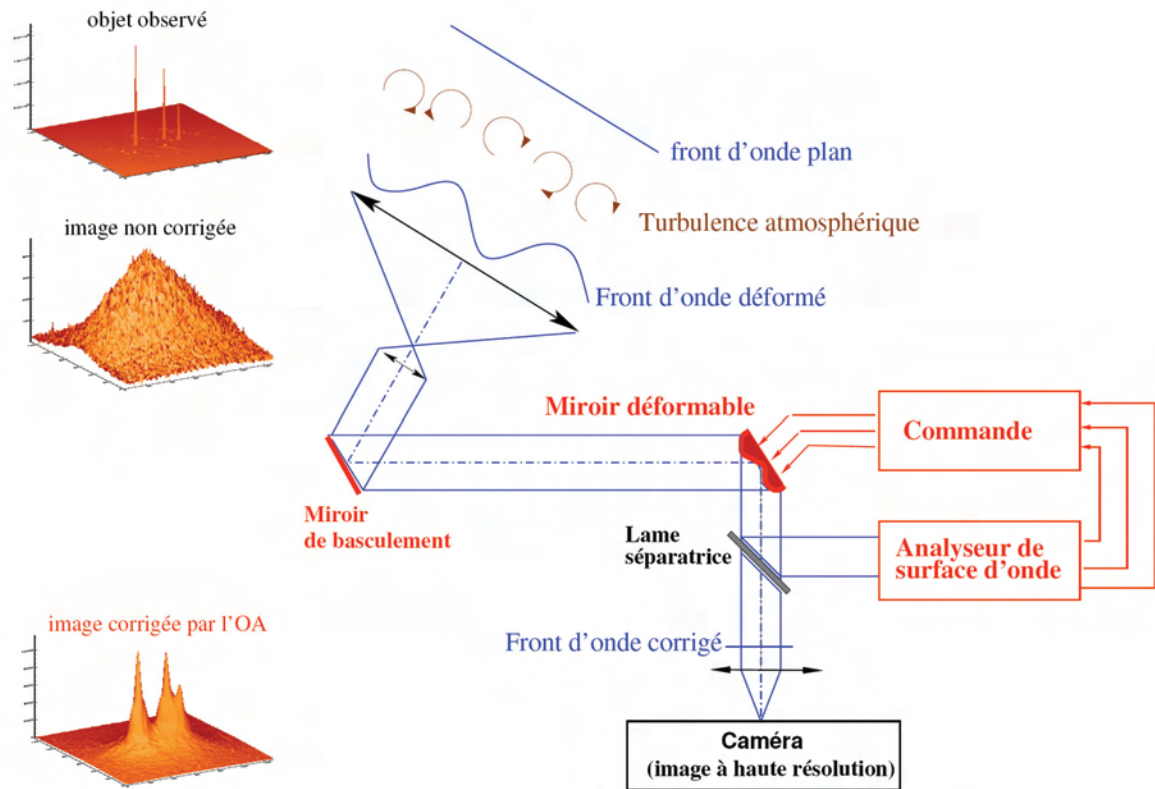


Figure 19 : Principe d'un système d'optique adaptative en boucle fermée. L'analyseur de surface d'onde mesure en permanence les perturbations du front d'onde. Ces mesures de phase résiduelle (on est en boucle fermée) sont utilisées par un ordinateur qui détermine ensuite les commandes à envoyer au miroir déformable et au miroir de basculement (aussi appelé miroir « tip-tilt » qui corrige le basculement du front d'onde). On améliore de cette façon la résolution de notre télescope
 Source : [Fusco2000].

D'un point de vue mathématique, on peut décrire cette situation de la façon qui suit.

Nous avons vu que la relation d'imagerie dans le plan de Fourier s'écrivait :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{P}(\vec{f})$$

La fonction de transfert optique avec aberrations peut s'écrire :

$$\tilde{P}(f) = \frac{1}{S} \int_S P(r) \cdot P(r + \lambda \cdot f) \cdot A(r) \cdot A^*(r + \lambda \cdot f) \cdot dr \quad \{1.57\}$$

où $A(r)$ est de module unité mais de phase variable en fonction des différences de marche causées pas les défauts de l'optique au niveau de la pupille, et $P(r)$ est la fonction Pupille (partie I.1.2.1).

Le but de l'optique adaptative étant de rendre au front d'onde sa planéité, cela revient à mettre le terme $A(r) \cdot A^*(r - \lambda \cdot f)$ égal à un. On va introduire pour ça un terme de correction $\varphi_{OA}(r)$ sur la phase $\varphi(r)$ du front d'onde. Etant en boucle fermée, le terme de phase est un terme résiduel qu'on appellera $\varphi_{res}(r)$ On obtient ainsi :

$$A_{OA}(r) = |A(r)| \cdot \exp[i(\varphi_{res}(r) - \varphi_{OA}(r))] \quad \{1.58\}$$

Lorsque $\varphi_{OA}(r)$ est bien ajusté, on a :

$$A_{OA}(r) = |A(r)| \quad \{1.59\}$$

et la FTO s'écrit alors :

$$\tilde{P}(f) = \frac{1}{S} \int_s P(r) \cdot P(r + \lambda \cdot f) \cdot |A(r)| \cdot |A(r + \lambda \cdot f)| \cdot dr \quad \{1.60\}$$

L'intégrande est donc réel. Pour que la correction soit parfaite et qu'on retrouve une FTO équivalente à une FTO sans aberration, il faut que le terme de correction appliqué soit tout à fait adapté. En réalité, on ne parvient jamais à reconstituer un front d'onde parfait (plan) mais on s'en approche.

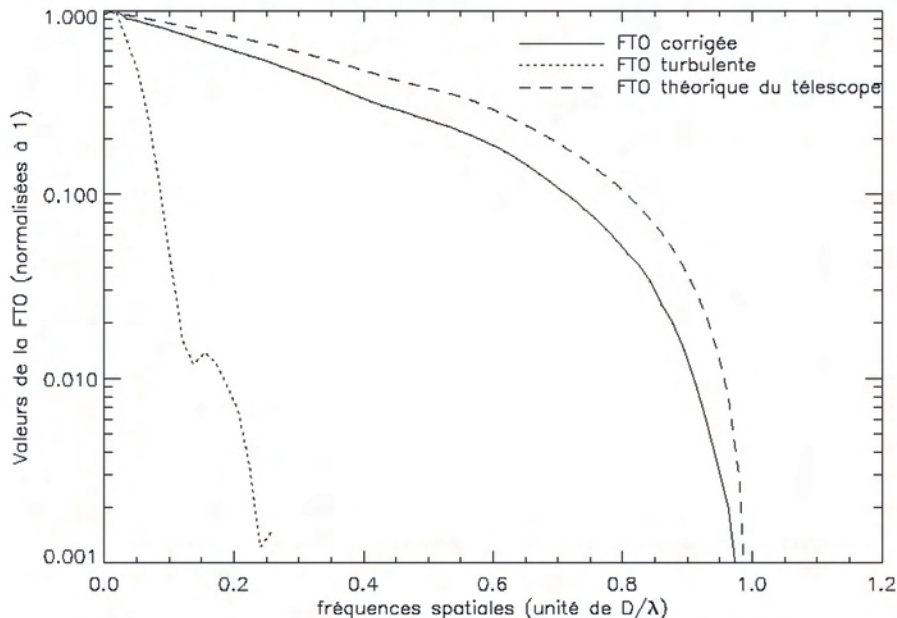


Figure 20 : Exemple de l'amélioration d'une FTO par introduction d'une optique adaptative. Source : [Rousset2003].

I.2.3. Limitations de l'optique adaptative.

I.2.3.1. Fonctionnement idéal.

Nous avons pu voir dans la description d'un système d'optique adaptative que la correction du front d'onde incident se faisait à l'aide de deux éléments : le miroir « tip-tilt » (pour corriger le basculement du front d'onde qui correspond à 87 % de la variance globale de la phase) et le miroir déformable (permettant de corriger les ordres supérieurs). Le budget d'erreur du front d'onde, dans le cas idéal où on est limité par le bruit de photon, se décompose sous la forme de deux contributions :

La variance de l'erreur de correction du tilt défini par l'expression :

$$\sigma_t^2 = \frac{8\pi \cdot h \cdot c}{3 \cdot \lambda_t \cdot \rho_t \cdot \tau_d \cdot D^2 \cdot I_t} \left(\frac{\lambda_{sci}}{\lambda_t} \right)^{12/5} \quad \{1.61\}$$

où λ_t et λ_{sci} sont respectivement les longueurs d'onde du senseur de tilt et de la voie scientifique, ρ_t est l'efficacité de la voie « tilt » (optiques et détecteurs), τ_d le délai de correction

du « tilt », D le diamètre du télescope et I_t l'irradiance du senseur de tilt (qui est généralement une photodiode quatre quadrants à avalanche car elle n'a pas de bruit de lecture et possède un rendement quantique élevé) [Foy&Pique2003].

La variance de l'erreur de correction des ordres supérieurs qui s'écrit :

$$\sigma_{os}^2 = \frac{4\pi^2}{3} \cdot \frac{\lambda_{wfs}^2}{\lambda_{sc}} \cdot \frac{h.c}{\lambda_{wfs} \cdot \rho_{wfs} \cdot \tau_d \cdot d_s^2 \cdot I_{wfs}} \quad \{1.62\}$$

où ρ_{wfs} est l'efficacité de la voie de l'analyseur de front d'onde, τ_d est le temps d'intégration de l'analyseur, d_s est le diamètre d'une sous-pupille de l'analyseur et I_{wfs} l'irradiance de l'analyseur (en W/m²).

La réalité est toute autre et il faut prendre en compte les nombreuses sources d'erreurs. On définit ainsi la variance de phase résiduelle pour caractériser la totalité des erreurs résiduelles.

I.2.3.2. Définition de la variance de phase résiduelle.

A partir de la FTO avec aberrations posée auparavant, on montre que :

$$\tilde{P}(f) = FTO_{diffraction}(f) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} D_{\varphi_{res}}(\lambda, f)\right) \quad \{1.63\}$$

où $FTO_{diffraction}$ est la fonction de transfert optique du télescope limitée par la diffraction, $D_{\varphi_{res}}(\lambda, f)$ la fonction de structure de la phase résiduelle non corrigée par l'OA. A partir de cela, il peut être montré une expression du rapport de Strehl S en fonction de la variance de phase résiduelle du front d'onde σ_{res}^2 :

$$S = \exp(-\sigma_{res}^2) \quad \{1.64\}$$

Le paramètre σ_{res}^2 est souvent utilisé pour caractériser l'efficacité d'un système d'OA. Il représente la somme de trois types d'erreurs :

- l'erreur de reconstruction de la phase σ_{rec}^2 ,
- l'erreur temporelle σ_t^2 ,
- l'erreur d'anisoplanétisme σ_θ^2 .

Elles sont majoritairement responsables de la diminution des performances d'un système d'optique adaptative.

Le terme σ_{rec}^2 représente à la fois les imperfections du système de mesure (phénomène de repliement – cas où les hautes fréquences spatiales non échantillonnées par l'ASO apparaissent comme des basses fréquences - et bruit de mesure) et à l'erreur résiduelle de sous-modélisation (erreur faite par rapport à un système parfait constitué d'un nombre infini d'actionneurs et de sous-pupilles).

Le terme σ_t^2 correspond à l'erreur du au retard de correction (retard comprenant le temps d'intégration du détecteur, le temps de calculs des signaux provenant de l'ASO, le temps de conversion des signaux en tensions à appliquer au miroir déformable et le temps de réponse de ce même miroir déformable). Il y a donc un délai entre le moment où on mesure le front d'onde et le moment où on le corrige. Comme la phase aura changé pendant ce laps de temps, la correction apportée ne sera pas tout à fait adaptée.

Le terme d'anisoplanétisme σ_θ^2 , que nous avons pu caractériser dans la partie I.1.3.6, est important car la notion même d'anisoplanétisme introduit une limitation majeure concernant la couverture du ciel. Nous verrons cela dans la partie I.2.3.3. On peut rappeler ici quelques notions utiles à la compréhension de ce problème important.

L'optique adaptative a besoin d'une étoile de référence assez brillante pour pouvoir mesurer les déformations du front d'onde. Si celle-ci n'est pas assez intense, l'information du signal de référence sera fortement perturbée par les erreurs dues aux bruits instrumentaux et la qualité de correction en sera dégradée.

De plus, pour une correction optimale, il faut que cette étoile guide soit proche de l'objet étudié (dans le cas le plus probable où l'objet étudié ne peut servir de source de référence, pour des raisons de flux principalement), c'est-à-dire à une distance angulaire θ inférieure à l'angle isoplanétique θ_0 . Si l'étoile est située trop loin, les déformations du front d'onde mesurées ne correspondront pas aux déformations subies par le front d'onde provenant de l'objet (car la turbulence atmosphérique a une distribution volumique), et l'optique adaptative n'apportera donc pas les corrections appropriées (Figure 21).

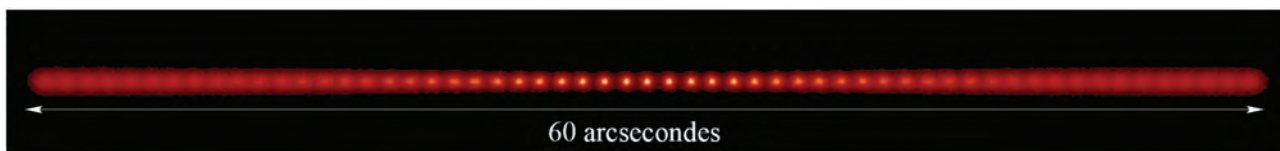


Figure 21 : Evolution de la FEP dans le cas d'une OA classique. Les étoiles sont situées toutes les secondes d'arc. La correction se fait au centre du champ et on l'applique pour toutes les directions.
Source : [Fusco2000].

I.2.3.3. Limitations liées à l'anisoplanétisme en fonction de la longueur d'onde et aux caractéristiques de la population d'étoiles sur la voûte céleste

I.2.3.3.1. L'anisoplanétisme

Cette limitation, dont nous venons de revoir le principe, est fortement dépendante de la bande spectrale étudiée. Pour caractériser ce problème, on observe l'évolution du rapport de Strehl en fonction de la distance angulaire entre la direction d'observation et l'objet de référence, et cela pour différentes longueurs d'onde (Figure 22). On constate donc que, pour un rapport de Strehl équivalent, le domaine d'isoplanétisme est largement plus petit ($2''$ à $0,5 \mu\text{m}$) dans le visible que dans l'infrarouge ($10''$ à $2,38 \mu\text{m}$). Ce constat n'est pas encourageant pour qui veut observer aux courtes longueurs d'onde. D'autre part, on note aussi l'importance d'avoir un bon seeing pour accroître la couverture du ciel. Ce point n'est pas négligeable et c'est pour cela que tous les nouveaux télescopes se construisent sur des sites où le seeing est le plus petit possible (et donc où le r_0 est le plus grand possible).

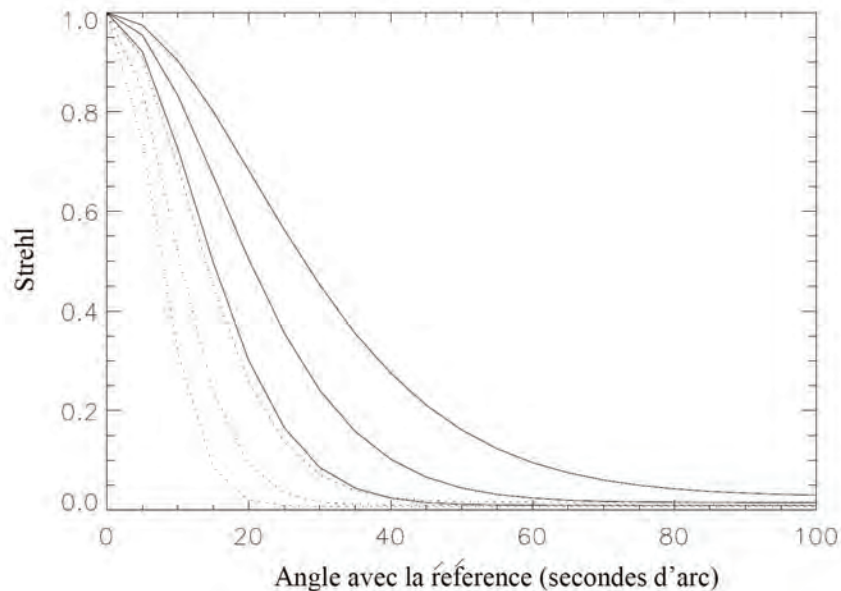


Figure 22 : Effets simulés de l'anisoplanétisme sur le rapport de Strehl pour un télescope de 8m ; les longueurs d'onde d'observations sont à 1,25 μm (bande J), 1,65 μm (bande H) et 2,2 μm (bande K) (dans le sens des rapports de Strehl plus élevés) dans le cas d'un bon seeing (traits pleins) et d'un seeing moyen (pointillés).

Source : [LeLouarn1998a].

1.2.3.3.2. Répartition des étoiles sur la voûte céleste. Mise en évidence d'inhomogénéités de densité d'étoiles selon la direction d'observation et la bande d'observation.

Il est aisé de constater que la répartition des étoiles est loin d'être homogène sur tout le ciel car du fait de la structure spirale de notre galaxie, le nombre d'étoile par surface angulaire s'écroule totalement lorsqu'on s'éloigne du plan galactique [Bahcall&Soneira1980]. On peut faire une approche statistique du problème de la couverture du ciel ; on utilise pour cela le modèle de Besançon [Robin&Crézé1986][Robin2003]. Par exemple, le modèle de galaxie annonce qu'en bande R (650 nm), les nombres d'étoiles (de magnitude < 16) par surface angulaire sont $D = 0,4 * \text{arc min}^2$, $D = 0,1 * \text{arc min}^2$ et $D = 0,05 * \text{arc min}^2$ pour les latitudes galactiques $b = 30^\circ$, $b = 60^\circ$ et $b = 90^\circ$. Ainsi, le nombre moyen d'étoiles N compris dans un domaine angulaire défini par l'angle d'isoplanétisme est égal à $N = D\pi\theta_0^2$ (on considère le θ_0 du Cerro Paranal en bande R, $\theta_0 = 3,63 \text{ arc sec}$). La position des étoiles suivant une loi de Poisson, on peut écrire que la probabilité d'avoir k étoiles dans le champ $\pi\theta_0^2$ est égal à :

$$P(\xi = k) = \frac{N^k}{k!} \exp(-N) \quad \{1.65\}$$

et la probabilité d'en avoir qu'une seule, ce qui représente finalement la couverture du ciel, s'écrit finalement :

$$\text{couverture} = 1 - P(\xi = 0) = 1 - \exp(-N) \quad \{1.66\}$$

Par conséquent, les couvertures du ciel dans la bande R, dans le cas où on utilise des étoiles de magnitude < 16 comme étoiles de références, sont respectivement de 0,45 %, 0,11 % et 0,05 % pour les latitudes galactiques $b = 30^\circ$, $b = 60^\circ$ et $b = 90^\circ$. Ce sont donc là des limitations importantes concernant le domaine d'observation (Figure 23).

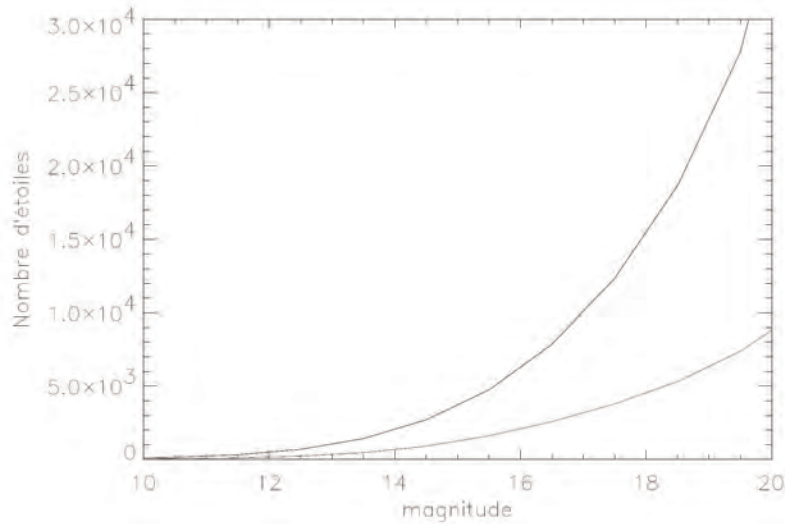


Figure 23 : Densité d'étoiles par degré carré en fonction de la magnitude, pour les bandes R et K (courbe supérieure) à longitude galactique $l=180^\circ$, latitude galactique $b=20^\circ$. On voit qu'il est plus avantageux de travailler en bande K du fait que le nombre d'étoiles pour une même magnitude est plus important que dans la bande R (facteur trois pour une magnitude de 20).
Source : [LeLouarn2000].

On constate sur la Figure 23 que la densité d'étoiles est différente selon les bandes observées. A magnitude égale, il y a donc plus d'étoiles dans la bande K que dans la bande R. Là encore, la volonté de travailler aux courtes longueurs d'onde n'est pas facilitée.

1.2.3.3. Restrictions sur les paramètres d'un système d'optique adaptative aux courtes longueurs d'onde.

Nous savons que la taille des sous-pupilles est proportionnelle au paramètre de Fried r_0 (généralement il s'agit d'un facteur 2 ou 3) et donc également proportionnelle à $\lambda^{6/5}$.

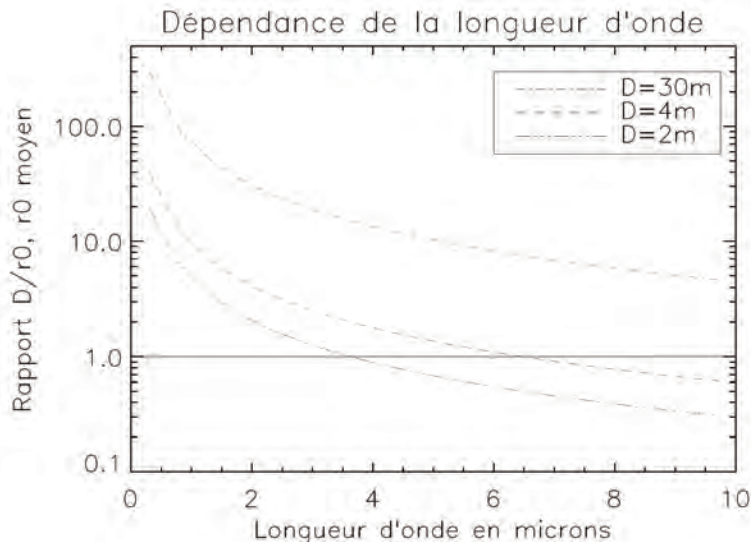


Figure 24 : Evolution du rapport D/r_0 en fonction de la longueur d'onde, pour différentes tailles de télescopes. La référence est un r_0 de 15 cm à $0,5 \mu\text{m}$.
Source : [Thomas2006].

De plus, l'autre paramètre important qu'est le temps de cohérence τ_0 de l'atmosphère varie lui aussi comme $\lambda^{6/5}$. De ces deux constats, nous pouvons remarquer que pour qu'un système

d'optique adaptative soit aussi performant dans le visible que dans l'infrarouge lorsqu'on observe aux courtes longueurs d'onde, il faut diminuer d_{sp} (puisque le nombre de sous-pupilles $N_{sp} \propto \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \sim \lambda^{-12/5}$) et augmenter sa fréquence de fonctionnement (Figure 24). Cependant, l'augmentation du nombre de modes à corriger entraîne de grosses dépenses financières qui sont un argument assez rédhibitoire. Sur la Figure 25 est estimé le rapport de Strehl en fonction de la longueur d'onde pour différents nombres d'éléments de corrections.

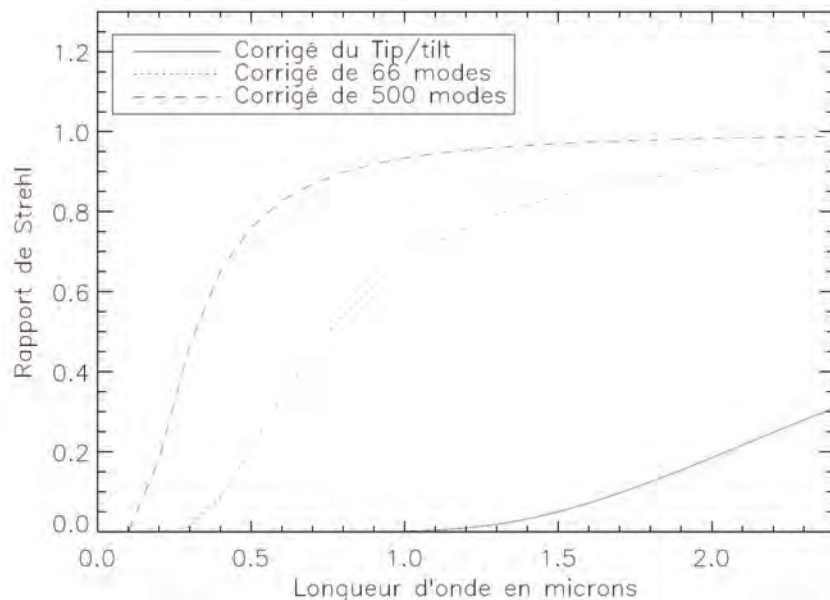


Figure 25 : Dépendance du rapport de Strehl en fonction de la longueur d'onde ($r_0(0,5 \mu m) = 0,15$ m et $D=4$ m). Elle est tracée pour des nombres d'éléments de corrections différents. On constate ici que le nombre de modes corrigés permettant d'obtenir un bon rapport de Strehl à $2 \mu m$ donnera un rapport de Strehl médiocre à $0,5 \mu m$ (c'est le cas où on corrige 66 modes ; on a alors une forte erreur de sous-modélisation lorsqu'on fonctionne dans le visible avec cette configuration). Pour un fonctionnement convenable à $0,5 \mu m$, il faut corriger un nombre très important de modes.
Source : [Thomas2006].

Par conséquent, observer dans le visible amène à réduire les sous-pupilles et donc à en augmenter le nombre. Or, comme une analyse correcte du front d'onde nécessite un nombre limite de photons (provenant de l'étoile guide) par sous-pupille et pour le temps d'intégration τ_0 , ce nombre-là sera d'autant plus grand lorsqu'on travaille à de courtes longueurs d'onde. Sur la Figure 26, on représente le nombre de photons par unité de surface et par unité de temps ($= N_{phot} / (d_{sp}^2 \cdot \tau_0)$) sur un domaine de longueur d'onde couvrant le visible et l'infrarouge, pour une direction d'observation particulière. En pointillés est donné le flux disponible et en trait plein le flux nécessaire au bon fonctionnement. Certes, comme avons pu le voir, la répartition des étoiles n'est pas homogène sur la totalité de la voûte céleste, mais le fait est que le flux disponible est quasiment toujours plus faible que le flux nécessaire. C'est pourquoi la couverture du ciel dans le visible est très faible si l'étoile guide utilisée est une étoile naturelle.

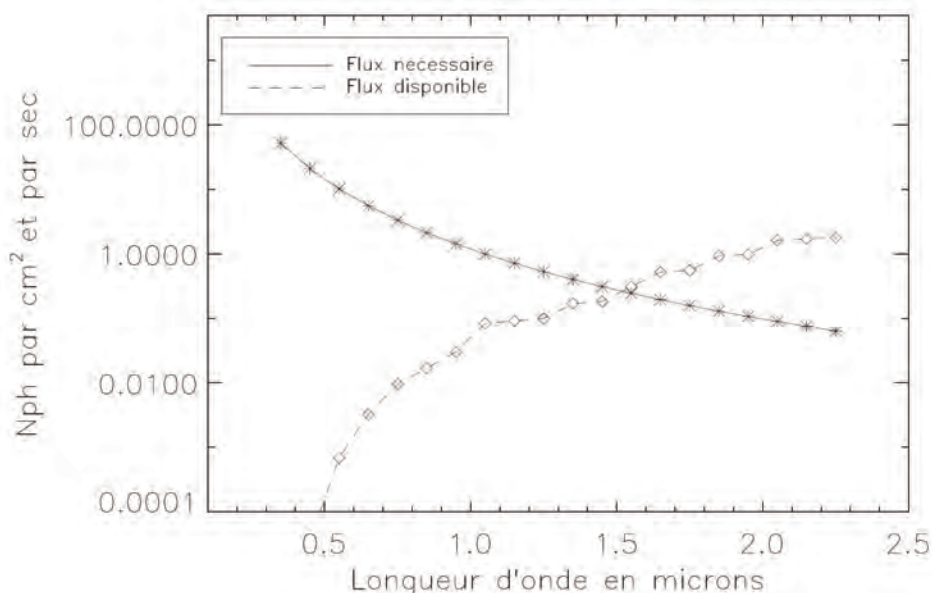


Figure 26 : Comparaison entre le flux nécessaire pour le bon fonctionnement de l'analyseur de front d'onde et le flux disponible pour une région déterminée par une latitude galactique de 0° et une longitude galactique de 30° . La magnitude de l'étoile guide correspond à la magnitude limite pour laquelle on peut trouver au moins une étoile présente dans le champ d'isoplanétisme. On constate donc qu'on ne peut pas travailler aux longueurs d'onde courtes où le flux disponible n'est pas suffisant.

Source : [Thomas2006].

1.2.3.3.4. Définition de la couverture du ciel.

Faire fonctionner l'optique adaptative dans le visible est donc un défi de taille au vu des nombreux problèmes qui y sont inhérents. Afin d'évaluer l'influence du phénomène d'anisoplanétisme couplée à la nécessité d'avoir une source de référence intense, on utilise la notion de *couverture du ciel*. Cette dernière représente la proportion de la voûte céleste pour laquelle il est possible de faire fonctionner un système d'optique adaptative. Celle-ci, comme nous venons de le voir, diffère de façon importante en fonction de la longueur d'onde d'observation. Dans le visible, malheureusement pour les astronomes, elle est loin d'être totale. La Figure 27 donne des exemples de couvertures du ciel pour les paramètres typiques du VLT.

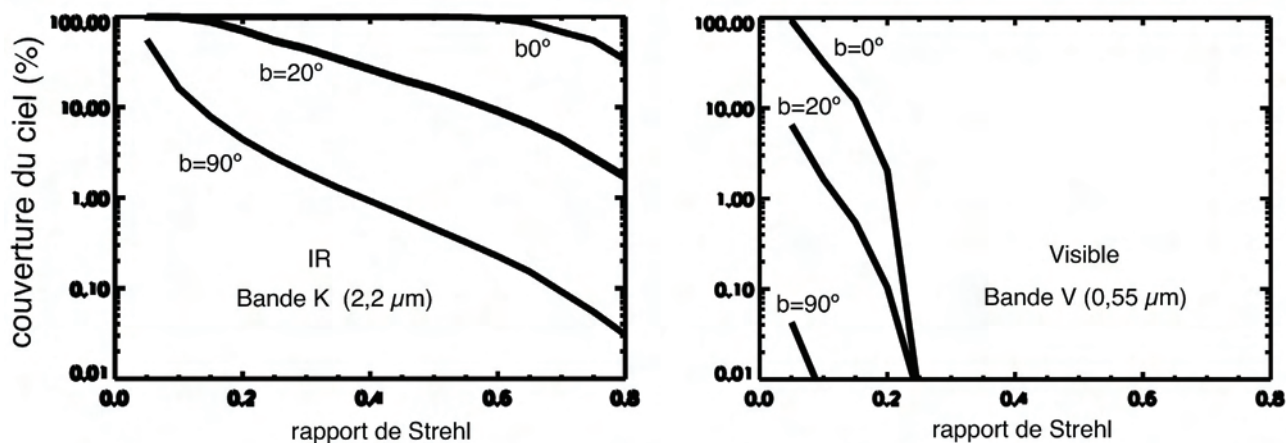


Figure 27 : Simulations de couvertures du ciel pour un télescope équivalent au VLT ($D=8$ m, $d_{sp}=0,5$ m, $r_0 \approx 0,17$ m) en bande K (à gauche) et V. On observe que la couverture du ciel dépend de la bande observée (elle est d'autant plus importante que la longueur d'onde d'observation est grande) et de la direction d'observation (meilleure couverture du ciel lorsqu'on observe dans la voie lactée, à $b = 0^\circ$, là où la densité d'étoiles est la plus importante).

Source : LeLouarn.

Cette dernière figure met clairement en évidence le problème de la couverture du ciel dans le visible puisqu'on constate implicitement que quelle que soit la direction d'observation, on a très peu de chance d'avoir une étoile de référence avec une magnitude suffisante pour faire fonctionner l'optique adaptative. L'estimation de la couverture du ciel est assez complexe ; des modèles ont été élaborés en ce sens mais ne permettent pas de la déterminer avec une grande précision ([LeLouarn1998a] [LeLouarn1998b]). Le problème vient du fait que ce chiffre dépend d'un nombre important de paramètres relatifs à la qualité du site (valeur du seeing), au télescope utilisé (diamètre), à la qualité du système d'optique adaptative (efficacité globale du système) et aux résultats escomptés (valeur du rapport de Strehl, FWHM de la FEP).

Conclusion

L'optique adaptative est un instrument fort utile dans la quête de la haute résolution angulaire. La quasi-totalité des télescopes de recherche du monde en sont désormais équipés. Cependant, et comme nous avons pu le voir tout au long de ce chapitre, la technique d'optique adaptative dite « classique », c'est-à-dire utilisant une étoile naturelle comme étoile de référence, souffre d'un problème majeur qui est qu'on ne peut l'utiliser que sur une très faible proportion de la voûte céleste [LeLouarn2002]. Le paramètre défini pour quantifier ce problème est la « couverture du ciel ». Nous avons pu constater que celle-ci est faible aux longueurs d'onde généralement étudiées, et se révèle encore diminuée lorsque le domaine d'observation tend vers des longueurs d'onde plus courtes (visible). Cela s'explique principalement par le fait que :

- d'une part, le domaine d'isoplanétisme est réduit lorsqu'on travaille aux courtes longueurs d'onde,
- d'autre part, il est préférable de diminuer la taille d'une sous-pupille - ce qui revient à en utiliser un nombre plus important ($N_{sp} \propto \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \sim \lambda^{-12/5}$), ce qui est en soit un premier problème technologique - et d'augmenter la cadence de fonctionnement (deuxième problème technologique) puisque les variables en jeu, le paramètre de Fried r_0 et la fréquence de Greenwood f_G , sont respectivement proportionnels à $\lambda^{6/5}$ et $\lambda^{-6/5}$. Il faudra ainsi utiliser des étoiles avec des magnitudes inférieures (ou des flux plus importants) pour que le rapport signal-sur-bruit sur le senseur de front d'onde soit suffisant pour lui permettre de fonctionner de façon satisfaisante,
- par ailleurs, on note qu'en travaillant vers les courtes longueurs d'onde, la densité d'étoiles pour une magnitude fixée diminue.

3. L'association « optique adaptative et étoiles laser » : vers une correction de tous les ordres de perturbations atmosphériques sur la totalité du ciel

I.3.1. Le concept d' « étoile laser » 46
I.3.2. La correction de tous les ordres de perturbations atmosphériques : intérêt du projet ELP-OA 58

I.3.1. Le concept d' « étoile laser »

Nous venons de voir que les limitations majeures de la couverture du ciel se résument principalement aux questions de magnitude de l'étoile de référence (condition imposée par le capteur de front d'onde), de la densité de ces étoiles de fortes magnitudes sur la voûte céleste et du domaine d'isoplanétisme permis.

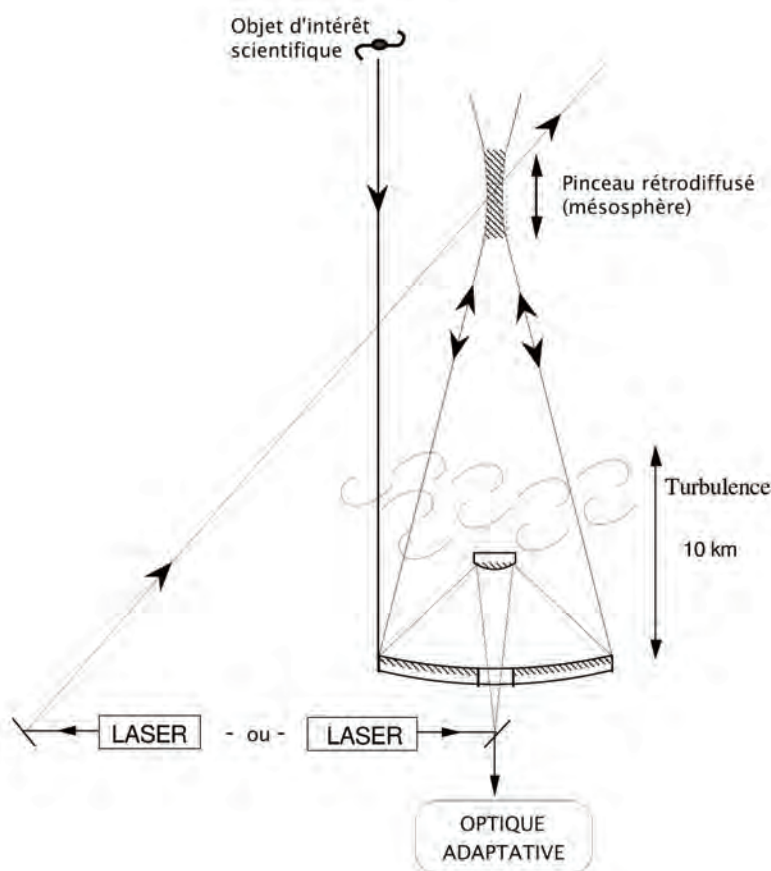


Figure 28 : Principe de fonctionnement d'une étoile laser artificielle. On tire dans l'atmosphère depuis un télescope auxiliaire ou depuis la structure même du télescope. On va ainsi créer une source de lumière distante du sol dont une partie sera rétro-diffusée dans la direction du télescope, et servira pour l'analyse du front d'onde.
Source : [Girard2005].

C'est ainsi que l'idée de l'étoile laser (communément identifiée par l'acronyme LGS pour Laser Guide Star) est apparue dans la littérature dès la fin des années 1970 et le début des années 1980 [McCall&Passner1978] [Foy&Labeyrie1985] [Thompson&Gardner1987] [Happer1994], bien que les militaires américains aient commencé à étudier le concept quelques années auparavant dans le cadre du projet « guerre des étoiles ».

Le but est d'augmenter la fraction du ciel observable par un système d'optique adaptative en créant, avec un laser, une étoile de référence artificielle brillante, à côté de l'objet astrophysique à observer (Figure 28). Celle-ci fournira assez de photons à l'analyseur de front d'onde pour lui permettre une bonne qualité de correction. L'avantage réside donc dans le fait que l'étoile laser peut être positionnée n'importe où dans le champ, et qu'elle permet ainsi au système de ne pas dépendre de la position aléatoire des étoiles naturelles [Viard2001] [Ragazzoni1996] [Ragazzoni1995]. Il existe différentes techniques utilisées pour créer une étoile laser dans le ciel. La partie suivante se propose d'en faire un rapide descriptif.

I.3.1.1. Les trois « types d'étoiles laser » envisagés au préalable

Trois types d'étoiles artificielles ont été envisagées pour servir d'étoile guide au télescope [Foy&Pique2003]. Leurs principes sont schématisés sur la Figure 29.

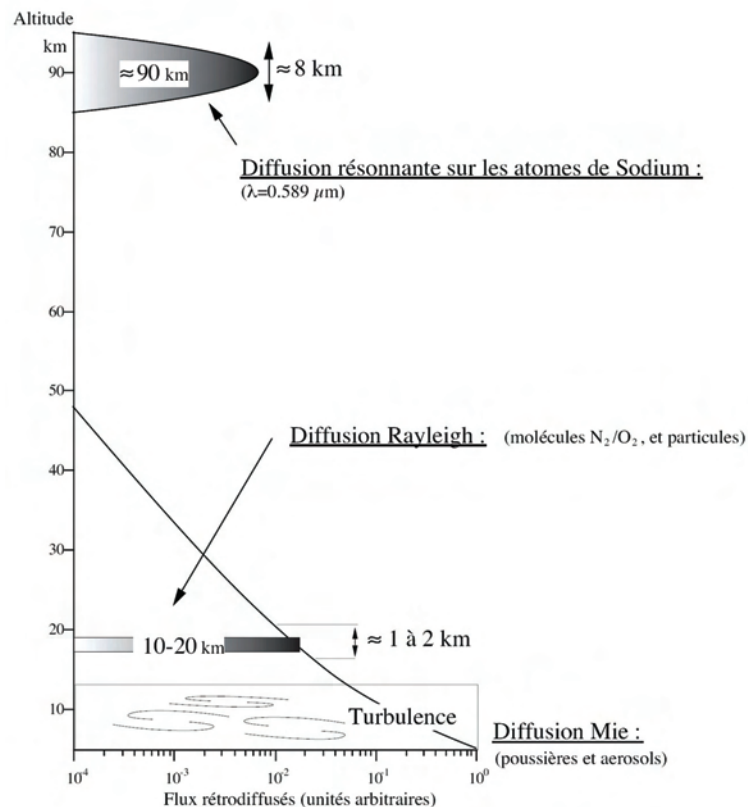


Figure 29 : Processus de rétro-diffusion dans l'atmosphère. Les flux de photons retournés en fonction de l'altitude sont donnés en unités arbitraires.
Source : [Girard2005].

1.3.1.1.1. Etoile par diffusion Mie

Est utilisé dans ce cas la diffusion due aux petites particules situées dans la basse atmosphère, et dont la taille reste grande devant la longueur d'onde du laser. Ces particules sont essentiellement des poussières (cendres volcaniques présentes dans la stratosphère [Fugate1991]), des aérosols et de la vapeur d'eau. Cela revient en quelque sorte à faire du LIDAR dans les basses couches de l'atmosphère (< 4000 m). Il est par conséquent aisé de comprendre qu'en utilisant ce procédé, il ne sera possible de corriger que la turbulence due aux couches proches du sol et qu'il ne sera pas tenu compte de la turbulence des couches de la haute atmosphère. C'est la raison pour laquelle cette solution a été rejetée.

1.3.1.1.2. Etoile par diffusion Rayleigh

On utilise ici la rétro-diffusion des molécules d'azote et d'oxygène présentes dans les 20-30 premiers kilomètres de l'atmosphère (troposphère). On opère pour cela de la façon suivante : le faisceau d'un laser pulsé est focalisé à l'altitude désirée h (20-30 kilomètres au-dessus du sol) et on récupère la lumière rétro-diffusée par les fluctuations de densité de l'air. On fonctionne en régime pulsé pour éviter la confusion entre les photons diffusés dans les hautes couches et ceux diffusés dans les basses couches ; comme il n'est pas possible de focaliser le faisceau laser à une altitude précise, le flux de retour est échantillonné dans le temps (« range gating » - type LIDAR). Le temps d'exposition correspond typiquement à une couche de 1-2 km en altitude. L'échantillonnage temporel est réalisé par un obturateur électro-optique rapide placé devant le senseur de front d'onde. Par ailleurs, la méthode du « gating » permet de sonder différentes couches ; il faut pour cela différents analyseurs de front d'onde. Ce procédé est à l'étude et pourrait avoir un grand succès.

Il est à noter que la diffusion Rayleigh est plus importante aux courtes longueurs d'onde puisque sa section efficace est proportionnelle à λ^{-4} ; cela explique d'ailleurs la couleur bleue du ciel ou bien l'extinction dans le bleu de la lumière stellaire. C'est pourquoi il est favorable de travailler avec un laser fonctionnant aux courtes longueurs d'onde afin de recueillir plus de photons. De plus, ce phénomène ne nécessite pas un laser ajusté spectralement sur une raie précise, ce qui, en d'autres termes, n'oblige pas à développer un laser particulier et donc plus coûteux. Pour une densité d'air constante, le flux de photons rétro-diffusés devrait être proportionnel à h^{-2} , mais en réalité il diminue lorsqu'on va vers des altitudes plus élevées car l'air se raréfie. Le flux de photons rétro-diffusés à une altitude h s'écrit finalement comme le produit de la section efficace σ avec le flux de photons laser $n(h)$ [Gardner1986]:

$$\sigma.n(h) = 3,6.10^{-31}.\lambda^{-4,0117}.P(h)/T(h) \text{ en } m^l.str^l \quad \{1.67\}$$

où P est la pression atmosphérique en mbar et T la température en K.

Du fait de sa section efficace importante, ce procédé permet de recueillir un grand nombre de photons. L'étoile Rayleigh (Rayleigh LGS) a été développée sur plusieurs télescopes, et pour cela, différents types de laser ont été utilisés. On pourra noter l'utilisation d'un laser à colorant au Lincoln Lab [Primmerman1991] ou bien d'un laser à vapeur de cuivre (200 W dans le vert) pour le Starfire Optical Range (SOR) [Fugate1994].

Cependant, on peut remarquer deux inconvénients inhérents à cette technique. D'une part, et c'est le problème majeur, on est limité dans ces conditions par ce qu'on appelle l'« effet de cône ». Nous

verrons précisément en quoi cela consiste dans la partie I.3.1.3.1. D'autre part, et de la même façon que pour une étoile Mie, les couches situées au-delà de l'étoile Rayleigh ne seront pas sondées, et donc pas prises en compte lors de la correction de l'optique adaptative.

On peut pourtant tirer profit de cette réalité. En effet, bien que l'utilisation d'une étoile Rayleigh n'amène qu'une faible correction de l'optique adaptative, elle améliore tout de même la FEP et ce, de façon uniforme sur un large champ de vue. C'est ce qu'on appelle la « Ground Layer Adaptive Optics » [Sharples2000] [Rigaut2001] [Tokovinin2004a]. C'est pourquoi on développe encore des systèmes utilisant des étoiles Rayleigh. L'exemple du projet GLAS (pour « Ground-layer Laser Adaptive optics System ») actuellement développé sur le télescope William Herschel de La Palma (4,2 m) en atteste. Le laser utilisé est un Yb : YAG de 30 W à 515 nm, son taux de répétition étant de 5000 Hz et sa largeur d'impulsion de 400 ns (résolution de 120 m) [Rutten2006]. Il faut noter que, par la méthode de « gating », on peut sonder différentes couches ; il faut pour cela différents analyseurs de front d'onde. Cette méthode est à l'étude et pourrait avoir un grand succès.

I.3.1.1.3. Etoile par diffusion résonante

Dans ce procédé, on cherche à exciter des atomes ou molécules présentes à haute altitude (typiquement 90 – 100 km) afin de créer notre étoile de référence. L'excitation est résonnante et se fait donc à l'aide d'un laser dont la longueur d'onde est fixée par une transition de l'espèce à exciter. Quelques études, bien qu'incomplètes puisque ne pouvant répertorier la totalité des espèces présentes dans les couches supérieures, font état de densités élevées d'atomes de sodium, de potassium et de fer comme le montre le Tableau 3 [Papen1996]. Au vu de ces chiffres, le choix s'est donc porté de façon naturelle sur l'excitation des atomes de sodium (meilleur compromis entre section efficace d'absorption et densité). La transition recherchée est la raie D₂ (à 589,0 nm) [Max1994].

Tableau 3 : Inventaire des longueurs d'onde d'excitation, des sections efficaces d'absorption et des densités de colonnes des principales espèces répertoriées dans les hautes couches de l'atmosphère : le sodium, le potassium et le fer.
Source : [Papen1996].

	Na	K	Fe
$\lambda(\text{nm})$	589	769	372
$\sigma(\text{cm}^2)$	$1.1 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$
$N(\text{cm}^2)$	$5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^{10}$

Une fois les atomes excités, ils réémettent des photons par fluorescence (émission spontanée) à cette même longueur d'onde. Nous accorderons plus d'explications à cela dans le Chapitre II relatif aux propriétés de la couche de sodium et à l'atome de sodium lui-même.

Le front d'onde de cette étoile artificielle est ensuite recueilli par le télescope puis traité par le système d'optique adaptative. Ce front d'onde ayant traversé la quasi-totalité des couches atmosphériques (ou du moins les plus turbulentes), la turbulence corrigée sera proche de la turbulence rencontrée par le front d'onde d'un objet d'intérêt astrophysique. L'étoile de sodium (« sodium LGS ») permet donc aux astronomes d'étudier avec des résolutions intéressantes des régions du ciel jusqu'alors jamais étudiées par optique adaptative.

Cette solution est la plus couramment utilisée par les grands télescopes terrestres.

I.3.1.2. Les étoiles laser adoptées sur tous les grands sites astronomiques

A ce jour, les LGS permettent d'ores et déjà de « produire » de la science sur les sites suivants : le *Starfire Optical Range Telescope* de 1,5 m [Fugate1994], le *Shane Telescope* de 3 m au Lick Observatory [Max1997], le télescope de 3,5 m du *German-Spanish Astronomical Centre Telescope* [Eckart2000] et le télescope *Keck II* de 10 m [Wizinowich2006].

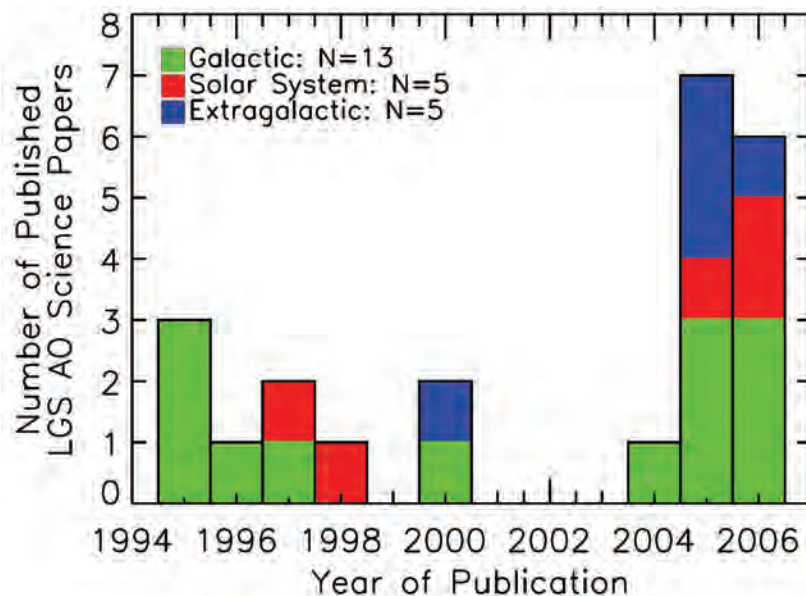


Figure 30 : Histogramme de toutes les publications répertoriées jusqu'à Mai 2006 et dont les données sont fournies par un système de LGS AO. Les différentes couleurs représentent différents pans de l'astrophysique. On note une forte hausse du nombre de publications depuis la mise en service de la LGS du Keck II. L'étoile laser est un outil désormais incontournable pour l'observation astronomique. Source : [Liu2006].

Les télescopes *Gemini-North* et le *Very Large Telescope* ont déjà installé le système et devraient d'ici peu de temps être productifs sur le plan scientifique. Dans les deux prochaines années, d'autres télescopes devraient s'équiper d'un tel système : le 5 m du Palomar, le *MMT*, *Subaru*, *Gemini-South* et *Keck I*.

La première publication d'intérêt astrophysique où une LGS a été utilisée date de 1995 (au *Starfire Optical Range*). Jusqu'en 2004, les systèmes d'étoiles laser couplées à une optique adaptative (que l'on nomme LGS AO), certes en faible nombre, n'ont amené que peu de résultats (environ 1 publication par an). Depuis la mise en service de la LGS du Keck II, on note un net regain dans la productivité scientifique puisque on compte désormais 1 publication par mois. Et avec la mise en service des LGS sur tous les grands sites, tout laisse présager une explosion du nombre de publications.

I.3.1.3. Les limitations dues à l'utilisation d'une étoile laser artificielle

I.3.1.3.1. Effet de cône

Celui-ci s'explique par le fait que, contrairement à une étoile naturelle optiquement située à l'infini, une étoile artificielle (du moins telle qu'elle est conçue de nos jours) est créée à une distance finie de la surface terrestre [Foy&Labeyrie1985] [Tallon&Foy1990] (environ 20 km pour une Rayleigh LGS

et 90 km pour une « sodium LGS »). Il apparaît alors que le volume d'atmosphère traversé par le front d'onde provenant d'une LGS représente un cône alors qu'il s'agit d'un cylindre dans le cas d'un front d'onde issu d'une source astrophysique. Cela entraîne alors des effets qui ne sont pas à négliger (Figure 31):

- la turbulence située à une altitude supérieure à l'altitude de la LGS n'est pas prise en compte (argument uniquement valable dans le cas d'une Rayleigh LGS et du au fait que l'étoile est à une distance finie ; on ne peut véritablement l'assimiler à une conséquence directe de l'effet de cône),
- la turbulence des couches situées sous l'étoile laser n'est traversée par le front d'onde de l'étoile que dans la partie conique, le volume entre le cône d'une LGS et le cylindre d'une NGS n'est donc pas sondé,
- et conséquence de ce problème, la partie réduite de la couche traversée est vue par le système comme si elle remplissait toute la pupille. Le front d'onde LGS donne donc une information dilatée de la turbulence traversée, et par conséquent tronquée. On appelle cela l'effet de zoom.

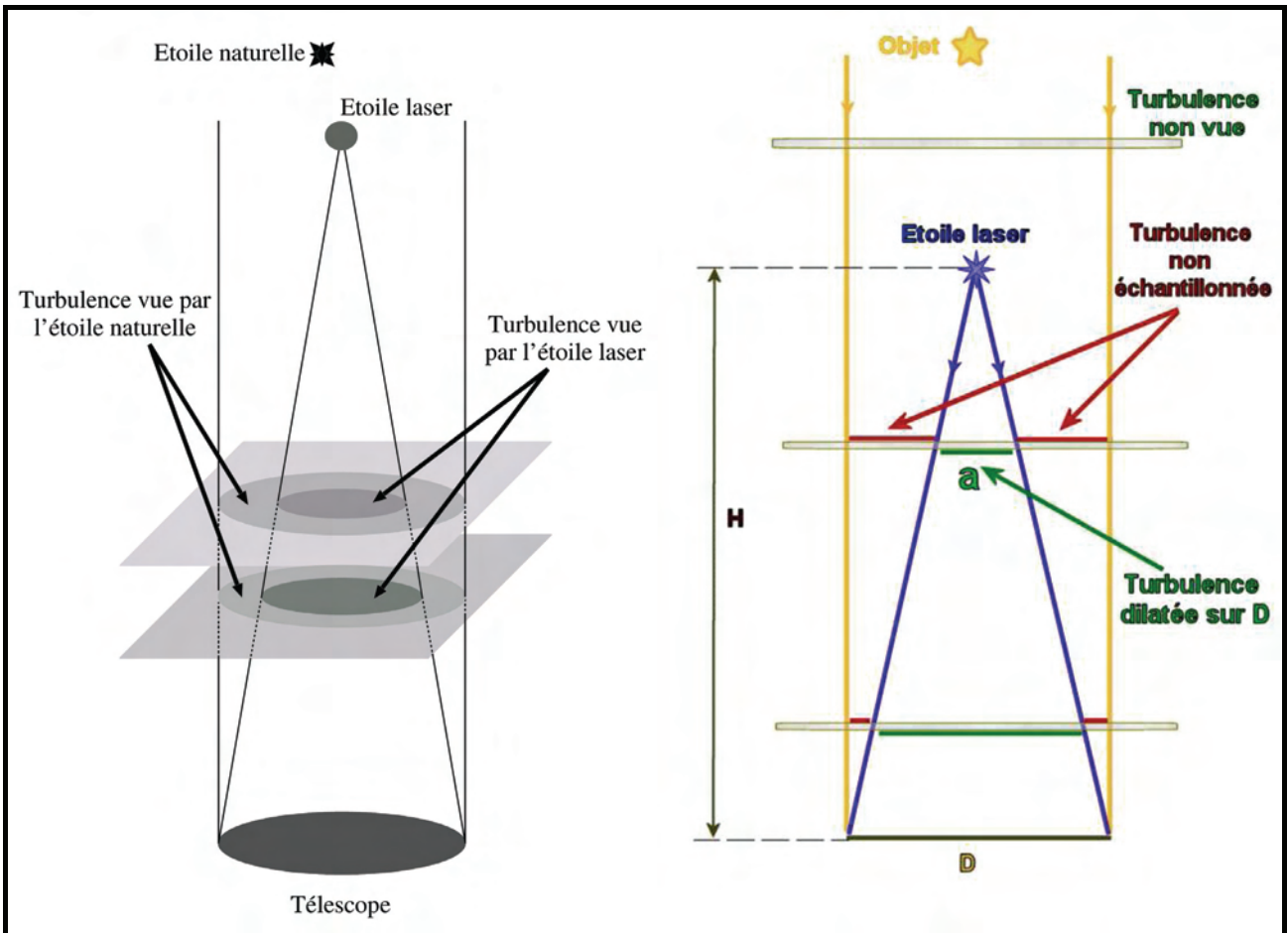


Figure 31 : Conséquences de l'effet de cône. Il implique deux effets majeurs : 1) Les bords des couches les plus élevées ne sont pas traversés par le front d'onde de la LGS, donc la turbulence n'y est pas mesurée ; 2) la surface d'onde LGS mesurée ne correspond pas à la réalité à cause de l'effet de zoom.

Par ailleurs, l'étoile artificielle n'étant pas située à l'infini, la turbulence au-dessus de l'étoile n'est pas prise en compte.

Source : [Girard2005] (à gauche), [Thomas2006] (à droite).

Le dernier point mentionné est sans nul doute le plus important. Fried et Belscher ont quantifié la variance de l'erreur de phase du $\sigma_{cône}^2$ à l'effet de cône lors d'une correction par optique

adaptative [Fried&Belscher1994]; ils ont introduit pour cela le paramètre d_0 qui caractérise l'effet de cône et dont la valeur est donnée par l'expression suivante :

$$d_0 \approx 2,91.\theta_0.H \quad \{1.68\}$$

où H est la distance entre le télescope et la LGS et θ_0 est l'angle d'isoplanétisme.

On peut alors écrire :

$$\sigma_{cone}^2 = \left(\frac{D}{d_0}\right)^{5/3} \quad \{1.69\}$$

où D est le diamètre du télescope.

La Figure 32 est une simulation traitant la question de la dégradation du rapport de Strehl due à l'effet de cône.

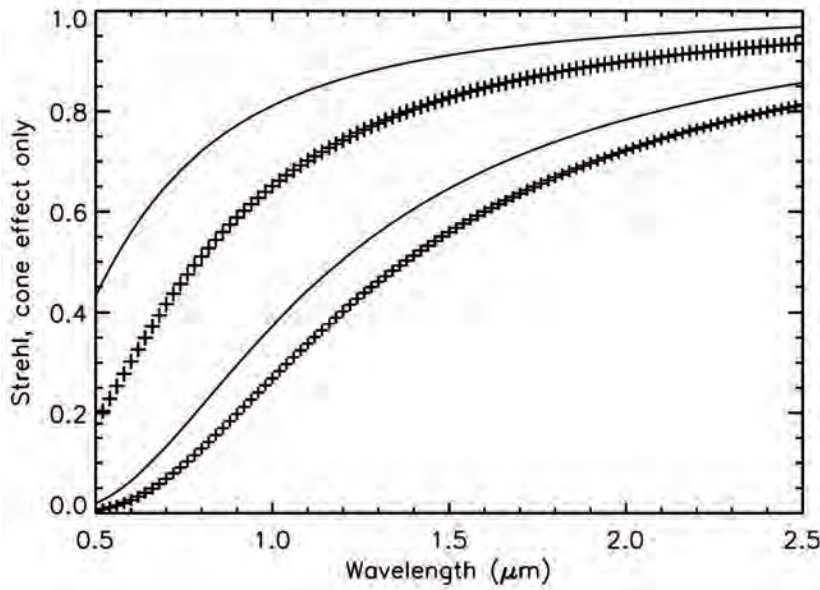


Figure 32 : Dépendances en longueur d'onde de l'effet de cône pour des télescopes de 3,6 m (solides) et 8 m (croix) ; celles-ci sont représentées pour les cas où on a de bonnes conditions atmosphériques ($r_0 = 25$ cm et $d_0 = 5$ m – courbes supérieures sur le graphique) et dans le cas standard ($r_0 = 15$ cm et $d_0 = 3$ m).

Source : [LeLouarn1998a].

On peut donc constater que le cas le plus défavorable est réalisé pour une observation avec un grand télescope et pour de courtes longueurs d'onde, soit précisément le cas qui nous intéresse le plus. Afin de remédier à ce problème sérieux, il a été développé des techniques de mesure de la turbulence optique dans son volume (stitching, butting, merging [Tyler1994] – les résultats ne sont donnés que pour des Rayleigh LGS). Cependant, les solutions envisagées font plutôt appel à un procédé de tomographie (ou 3-D mapping) tel que l'on peut en rencontrer en imagerie médicale. Plusieurs concepts ont ainsi vu le jour : l'optique adaptative multi-objet (ou MOAO pour Multi-Objects Adaptive Optics), l'optique adaptative à compensation partielle (ou GLAO pour Ground-Layer Adaptive Optics) et l'optique adaptative multi-conjuguée (ou MCAO pour Multi-Conjugate Adaptive Optics). Nous y reviendrons plus en détails au cours de cette thèse. Il est à noter que l'effet de cône est problématique dans le cas des télescopes de la génération future [Gilmozzi2001] [Andersen2001] et que des études sont ainsi menées en vue de déterminer le système le plus adapté pour sa correction [Ragazzoni2005] [Ragazzoni2006].

I.3.1.3.2. Effet du « tilt »

C'est ce qui est représenté dans le formalisme mathématique relatif aux perturbations de la phase par les modes Z_2 et Z_3 des polynômes de Zernike. Ceux-ci correspondent aux inclinaisons du front d'onde appelées « tip » et « tilt » et que les astronomes appellent plus généralement « tilt ». D'un point de vue physique, cet effet a été mis en évidence en 1987 [Pilkington1987]. Il s'explique grossièrement par le fait que, comme l'indice de réfraction de l'atmosphère est différent de celui du vide inter-stellaire, il va y avoir un phénomène global de réfraction lors du passage du front d'onde (d'un objet hors-atmosphère) dans l'atmosphère. L'indice de réfraction de l'atmosphère étant fluctuant (et aléatoire), cela amène à un bougé de l'image globale de l'objet sur le plan focal du télescope (agitation aussi appelée « image motion »). Cet effet a pu être largement observé par tous les astronomes ne disposant pas sur leur télescope d'une optique adaptative.

La question est : pourquoi ne peut-on pas corriger ce basculement du front d'onde avec une étoile artificielle? Cela vient tout simplement du fait qu'entre le moment où le faisceau laser est émis depuis le sol et le moment où le télescope recueille le signal rétro-diffusé correspondant – et à la même longueur d'onde, l'atmosphère n'a pas évolué de façon significative. En d'autres termes, le temps d'un aller-retour de la lumière « artificielle » ($\approx 0,6$ ms dans le cas d'une « sodium LGS ») est approximativement deux ordres de grandeur plus court que le temps de cohérence de tilt (≈ 100 ms). Ainsi, la lumière a suivi quasiment le même trajet optique à l'aller qu'au retour, et l'image d'une LGS paraît exemptée du bougé global. C'est ce que l'on appelle le principe du retour inverse de la lumière. Contrairement à cela, pour l'image d'une source astrophysique fixe dans l'espace, la réfraction n'a lieu qu'une seule fois et ce phénomène va varier dans le temps. On aura donc le bougé (Figure 33).

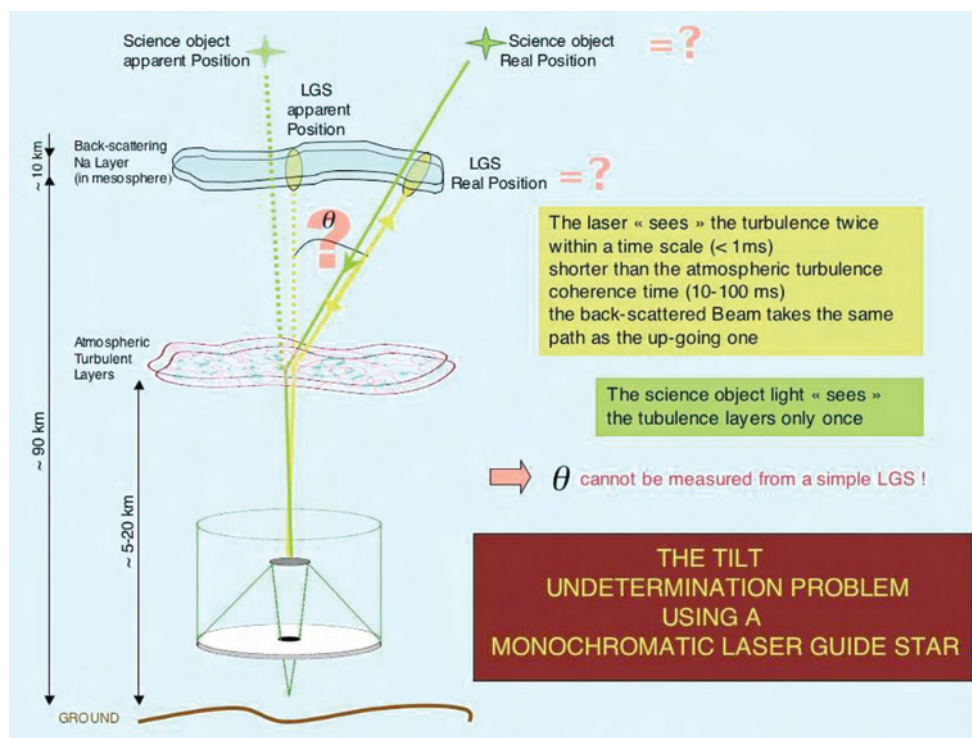


Figure 33 : Schéma explicatif du problème du « tilt » (basculement du front d'onde). On voit ici qu'une étoile laser monochromatique ne permet pas de mesurer le tilt.

Source : [Girard2005].

La LGS monochromatique n'est donc pas une solution pour la correction du tilt mais permet tout de même de corriger tous les modes plus élevés que le « tip » et le « tilt » (ordres supérieurs qui se remarquent en imagerie par l'éclatement de l'image ou « blurring »).

Il n'est pas inutile de rappeler que la correction du tilt est très importante dans la classe des télescopes de 8-10 m car il représente 87 % de la variance de phase. Pour la génération future de télescopes géants, l'effet du tilt sera bien moindre ; néanmoins, pour obtenir des images à la limite de diffraction, il nécessitera un traitement correctif.

Par ailleurs, la probabilité de trouver une NGS suffisamment intense pour permettre cette correction est très faible dans le visible ; la couverture du ciel à ces longueurs d'onde est donc très réduite. Les astronomes ont ainsi imaginé plusieurs façons pour s'affranchir de ce problème. Nous verrons cela dans la partie I.3.2.1.

I.3.1.3.3. Effet de la « plume » laser

Ce problème-ci s'explique par le fait que l'étoile artificielle créée n'est pas une sphère mais bien un cylindre dont la longueur atteint plusieurs kilomètres ; par conséquent si on observe les images obtenues par les sous-pupilles d'un analyseur de front d'onde d'un grand télescope, on va constater un allongement de l'étoile ([Papen1996] – voir la Figure 34). C'est cette élongation que l'on appelle la « plume » laser. Ainsi, si le champ du télescope est centré sur une « sodium LGS », la plume sera d'autant plus importante que l'on regarde avec des sous-pupilles éloignées de l'axe de projection du laser. Bien entendu, cet effet n'apparaît pas lorsqu'on observe une étoile naturelle.

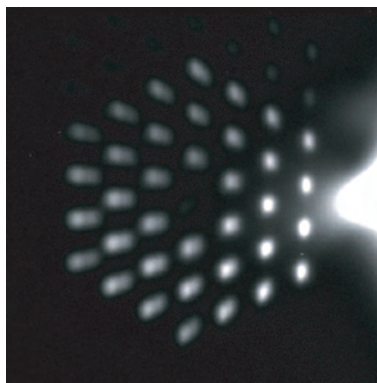


Figure 34 : Visualisation de l'effet de plume d'une « sodium LGS » sur les images des sous-pupilles de l'analyseur de front d'onde du Keck II. Le dispositif laser a été placé sur un bord du télescope (à droite). L'élongation de la plume, pour la sous-pupille la plus éloignée, est de l'ordre de 3 arcsec [Wizinowich2006]. On note que cette plume est d'autant plus allongée que la sous-pupille est éloignée de l'axe de propagation du faisceau laser.

Cet effet sera évidemment plus important que le diamètre du télescope est grand. La question se pose donc pour les télescopes de la future génération où l'élongation pourrait être plus importante que le domaine d'isoplanétisme lui-même [Ragazzoni2006].

I.3.1.3.4. Problème du « focus » pour une « sodium LGS »

Cette difficulté est entièrement liée au fait qu'il existe des variations du profil de densité de la couche de sodium (comme nous le détaillerons dans le deuxième chapitre de cette thèse). Or, cette couche a une épaisseur de plusieurs kilomètres, ce qui a pour conséquence une variation importante de l'altitude moyenne de création de l'étoile laser. La Figure 35 donne un rapide aperçu du phénomène. Ces variations conduisent alors à un problème assez conséquent : on va avoir des

erreurs de focus sur la LGS – la variation de l'altitude moyenne de la couche de sodium peut aller jusqu'à 250 m en 30 sec [Beatty1989]- pouvant affecter la correction des bas ordres de perturbations tels que le focus et l'astigmatisme. Pour que le télescope (analyseur de front d'onde et miroir déformable) puisse faire sa focalisation sur la LGS, il est nécessaire de connaître avec précision l'altitude de l'étoile ; de plus, cette précision doit être accrue lorsque le diamètre du télescope augmente (précision \sim diamètre² - la précision sur le focus est par exemple de 0,17 mm pour le Keck II [Wizinowich2006]). Cependant, l'échelle de temps des variations des effets de défocus et d'astigmatisme est de l'ordre de la minute alors que le temps de cohérence de l'atmosphère est plus proche de la dizaine de milliseconde ; la compensation par un système d'optique adaptative est donc permise [Michaille2000]. Il s'agit d'un problème important pour les télescopes actuels mais qui n'est pas critique [Ageorges&Hubin2000] ; il se révèle bien plus gênant pour les futurs télescopes géants.

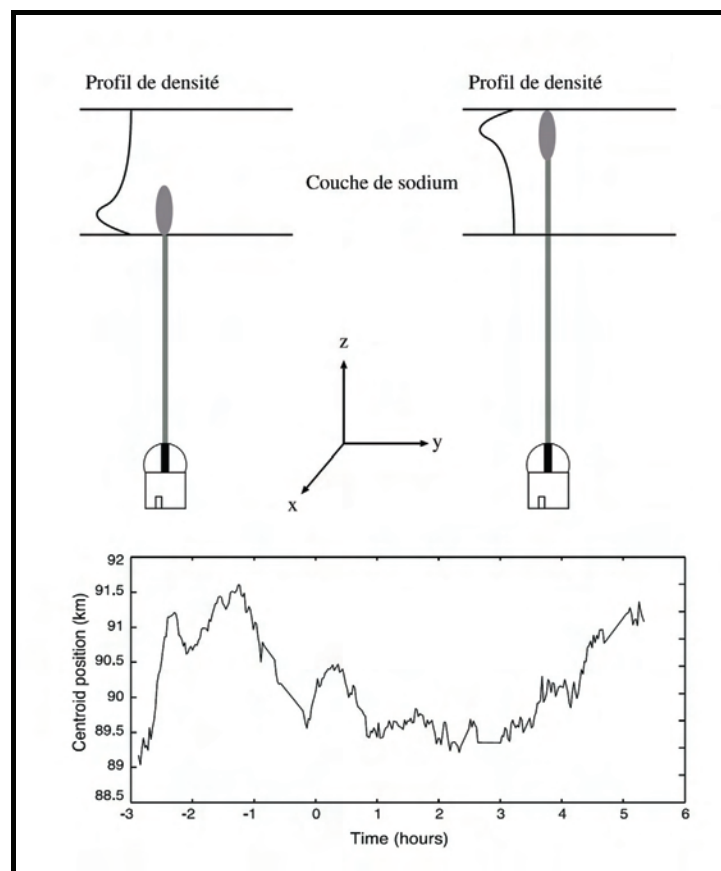


Figure 35 : Influence du profil de densité de la couche de sodium sur l'altitude moyenne de création de la « sodium LGS ». Source : En haut : [Girard2005] ; en bas : [Michaille2001].

Jusqu'à présent, et comme il est envisagé à ce jour pour ce futur pas si lointain, la focalisation des télescopes se fera à l'aide de NGS ; cependant, lorsqu'un télescope est optimisé pour observer des objets à l'infini, les images d'un objet à une distance finie sont dégradées. Ces aberrations sont d'autant plus importantes que l'altitude moyenne de la couche excitée est basse. Il existe cependant des solutions permettant de remédier à ces problèmes [Butler2001]. L'une d'elle serait de « monitorer » la couche de sodium en temps réel par la visualisation de la plume à l'aide d'un télescope auxiliaire (technique du LIDAR projeté). Il serait alors possible de mesurer en permanence l'altitude de l'étoile artificielle afin d'en référer au télescope principal pour qu'il puisse lui aussi opérer sa focalisation (Figure 36).

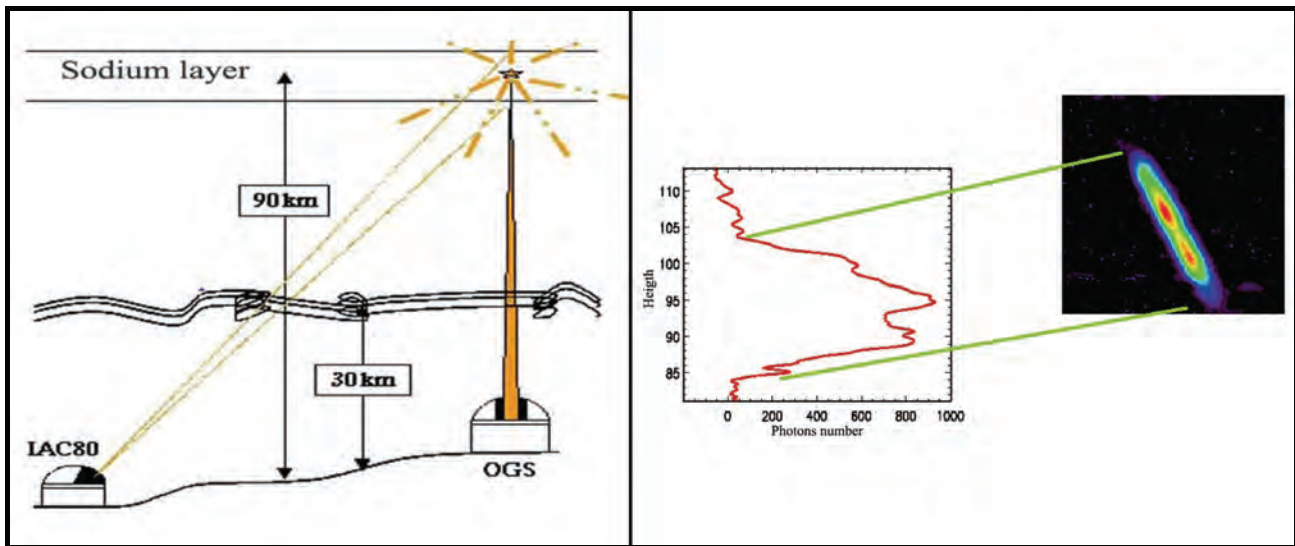


Figure 36 : Schéma explicatif du dispositif visant à déterminer l'altitude d'une « sodium LGS » à partir d'un télescope complémentaire (à gauche). A droite, on a l'image que l'on peut obtenir avec un tel système et les informations sur l'altitude qui nous concerne. La couleur rouge indique une forte concentration d'atomes de sodium (qui se traduit par un fort flux de photons rétro-diffusés) ; par conséquent, on peut remarquer qu'il y avait deux pics de forte densité atomique lors de cette observation.

Source : [Chueca2002].

Cette solution est envisagée pour l'ELT (Extremely Large Telescope). Elle a été proposée par l'équipe de J.P. Pique du Laboratoire de Spectrométrie Physique dans le cadre d'une étude au WHT. La précision sur la mesure de la position du centroïde de la couche de sodium serait alors grandement améliorée.

1.3.1.3.5. Problème de la diffusion Rayleigh pour une « sodium LGS »

Lors de la propagation du faisceau laser dans les basses couches de l'atmosphère, on assiste à de la diffusion Rayleigh et Mie (Figure 37). Ce phénomène important est une difficulté introduite dans la mesure du centre de gravité de la « sodium LGS ». Cette pollution lumineuse, bien qu'affectant les images sur l'analyseur de front d'onde, permet tout de même le fonctionnement d'une optique adaptative. Pour preuves, les deux plus importants systèmes combinés « sodium LGS+AO » (soit une étoile laser type sodium associée avec un système d'optique adaptative) du Keck II et de Gemini North fonctionnent convenablement malgré cette gêne. D'autant que ces deux systèmes utilisent des types de projection différents : le projecteur du Keck II est placé sur le côté du télescope alors qu'il est placé derrière le miroir secondaire pour Gemini North. La contribution du rayonnement Rayleigh dans ces deux cas ne sera donc pas identique.

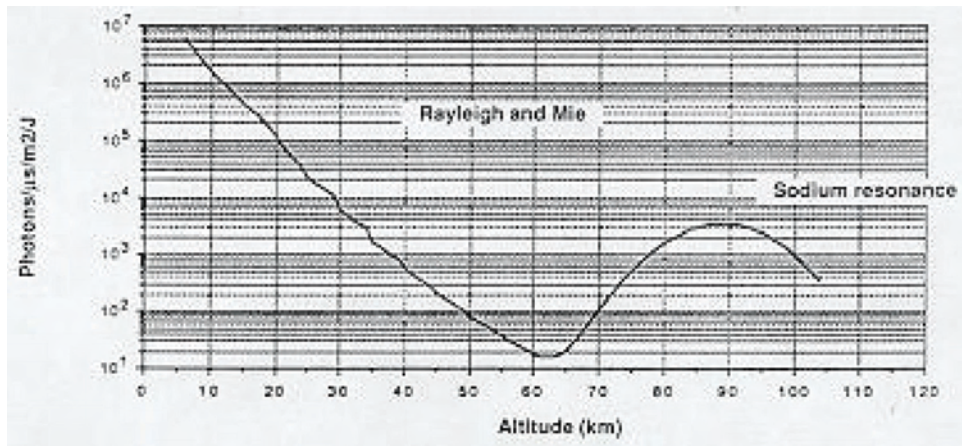


Figure 37 : Flux de photons rétro-diffusés (lors du passage d'un faisceau laser) en fonction de l'altitude. On voit ici l'importance néfaste de la diffusion aux basses couches ; le flux intégré des 20 premiers kilomètres correspond au flux de la « sodium LGS ». Source : [Séchaud1988].

Concernant Gemini North, la diffusion aux basses couches est séparée spatialement de la « sodium LGS » sur l'analyseur de front d'onde (Figure 38). Il est donc aisé de ne pas en tenir compte [d'Orgeville2005]. Pour ce qui est du Keck II (figure où le rayonnement Rayleigh est observé sur le côté droit de l'image), ce rayonnement parasite hors-axe étant séparé de la lumière provenant de la « sodium LGS », il va pouvoir être bloqué spatialement (par des « field stop ») devant l'analyseur de front d'onde [Wizinowich2006]. Ces deux méthodes ont obtenu des résultats probants.

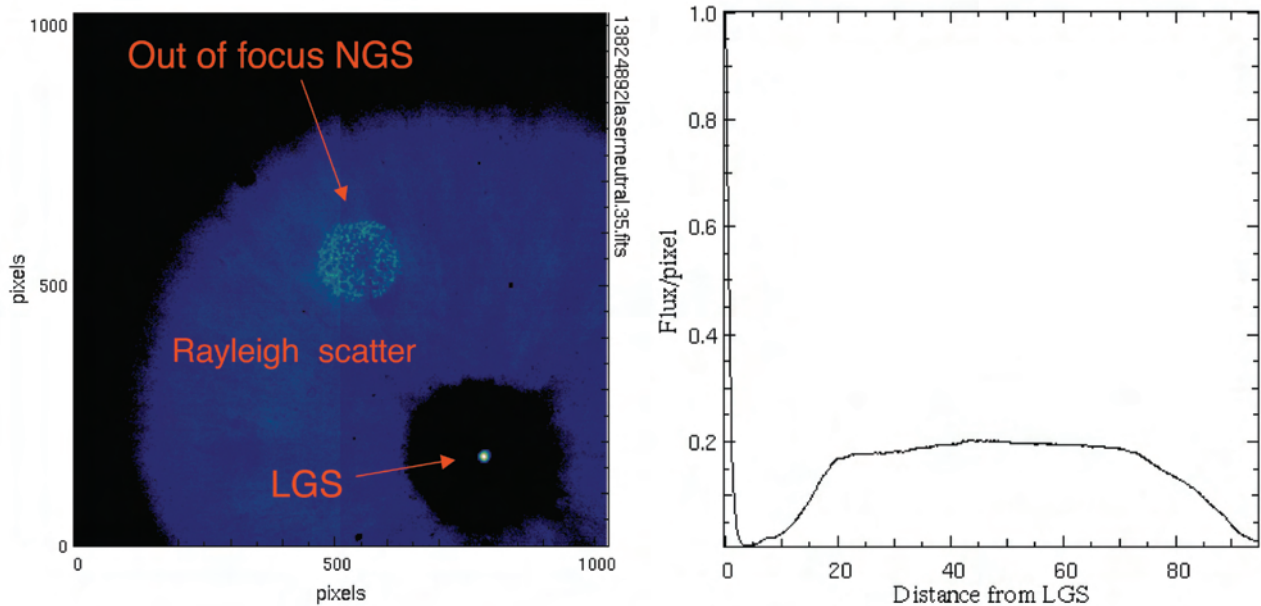


Figure 38 : A gauche : champ de vue de 2'x2' obtenu par le télescope Gemini North lors de l'installation de leur « sodium LGS ». Cette dernière est placée au centre de la diffusion Rayleigh (défocalisée). On note par ailleurs la présence de la NGS (défocalisée elle-aussi) qui sera nécessaire pour la correction du focus ainsi que du tilt. A droite : flux de photons rétro-diffusés (par pixel) sur une coupe de ce même champ de vue. Le zéro en abscisse correspond à l'emplacement de la « sodium LGS ». On remarque donc que les contributions de la LGS et du rayonnement Rayleigh peuvent être distinguées. Source : [d'Orgeville2005].

Cependant, le problème qui peut survenir provient du fait que sur une montagne comme le Mauna Kea où sont implantés un grand nombre de télescopes, si tous s'équipent de systèmes LGS, la pollution due à la diffusion Rayleigh des faisceaux laser voisins peut s'avérer importante. Des réflexions sont donc engagées à ce sujet ([Hayano2003], [d'Orgeville2005]).

Par ailleurs, concernant le fonctionnement d'une MCAO, l'utilisation éventuelle de plusieurs LGSs amène à réfléchir sur des problèmes de recouvrement entre les rayonnements Rayleigh et les étoiles créées [Gendron2005]. Une solution visant à supprimer la diffusion Rayleigh est envisagée dans cette thèse (utilisation d'un filtre polariseur - partie II.3.3) ; si elle venait à être validée sur le ciel, elle pourrait alors s'imposer comme une réponse élégante au problème du Rayleigh.

Tous ces problèmes liés à l'utilisation (et non pas à la création) d'une LGS ont été écartés (ou du moins réduits) laissant libre cours aux observations à l'aide des systèmes combinés LGS+OA. Cependant, persiste le problème du tilt qui, comme nous venons de voir, ne peut être résolu directement grâce aux LGSs telles qu'elles existent de nos jours ; en effet, leurs caractères monochromatiques impliquent la loi du retour inverse de la lumière. Ainsi, afin de corriger cet effet, plusieurs solutions ont été étudiées dont une, l'étoile laser polychromatique, est la raison d'être du projet Etoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative (ELPOA) dans lequel s'inscrit cette thèse.

I.3.2. La correction de tous les ordres de perturbations atmosphériques : intérêt du projet ELP-OA

Depuis 1992, lorsque Rigaut et Gendron ont mis en évidence la limitation sévère qu'amenait le problème du tilt en terme de couverture du ciel [Rigaut&Gendron1995] (et ce, malgré la présence d'une LGS), diverses options ont été envisagées. Voici un bref récapitulatif des méthodes étudiées ; nous nous attarderons sur le principal procédé utilisé de nos jours et consistant à associer une NGS (pour la correction du tilt) et une « sodium LGS » (pour corriger les ordres supérieurs). Pour finir, nous porterons un intérêt tout particulier à la solution « étoile laser polychromatique », en prenant en compte les résultats obtenus jusqu'à présent ainsi que les principales études y faisant référence.

I.3.2.1. Inventaire non exhaustif des méthodes visant une correction du basculement du front d'onde

I.3.2.1.1. La méthode « optique adaptative double canal » (ou dual AO)

Dans leur article de 1992, Rigaut et Gendron ont proposé l'idée d'utiliser une LGS afin de corriger les ordres élevés de perturbation et une étoile naturelle pour la mesure du tilt. L'image de cette étoile naturelle ayant ainsi l'avantage d'être corrigée des ordres supérieurs au tilt, on pourra donc repousser la magnitude limite de fonctionnement de l'optique adaptative et la couverture du ciel s'en trouvera accrue. Cependant, cette technique requiert deux systèmes d'optique adaptative [Rigaut&Gendron1995].

I.3.2.1.2. L'imagerie courte pose

Une solution est de réaliser des images courtes poses afin de « geler » le mouvement global de l'image (du au tilt). Ces images étant proches de la limite de diffraction puisque corrigées des ordres supérieurs par une LGS, elles vont pouvoir être traitées par des algorithmes de type « speckle » [Tessier1997] (re-centrées puis additionnées aux précédentes – méthode du « shift and add »).

I.3.2.1.3. La méthode de la perspective

Ragazzoni et al. [Ragazzoni1996] [Ragazzoni1995] ont réfléchi à un système utilisant deux télescopes auxiliaires (pour les deux composantes du tilt) pour obtenir la valeur du tilt de l'axe optique du télescope principal. Les deux télescopes sont placés à une distance requise du télescope principal (distance dépendant de la hauteur de la couche de sodium et de l'angle entre l'objet étudié et la NGS) permettant alors d'observer hors-axe la plume de la LGS dans le domaine d'isoplanétisme d'une NGS brillante (Figure 39).

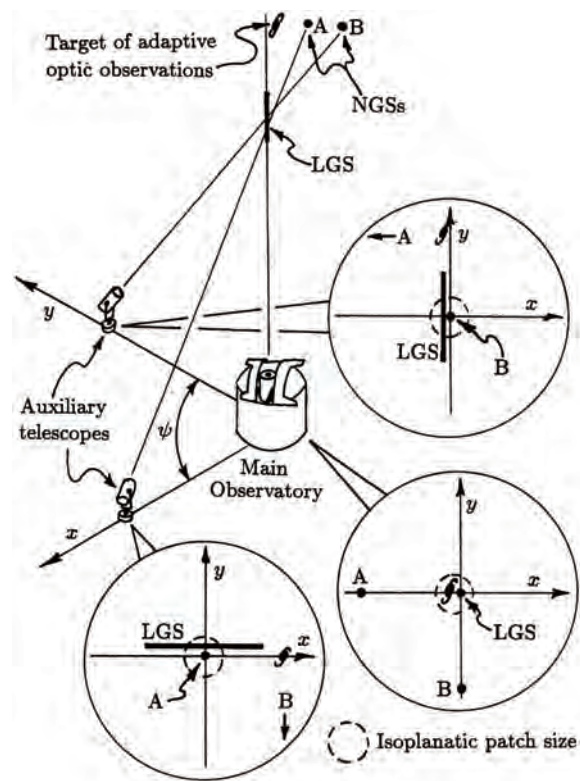


Figure 39 : Illustration explicative de la méthode de la perspective : les deux télescopes auxiliaires observent la plume LGS comprise dans le domaine d'isoplanétisme d'une NGS. Le mouvement de la plume est alors comparé au mouvement de la NGS et on arrive comme cela à déterminer la valeur du tilt.
Source : [Ragazzoni1995].

L'observation différentielle du tilt de la NGS et de la plume LGS réalisée depuis les télescopes auxiliaires (≈ 25 cm de diamètre en théorie) donne le bougé intrinsèque et, par une simple soustraction, il est alors possible de déterminer la valeur du tilt à corriger pour l'optique adaptative du télescope principal. Ce dispositif a été mis en place sur le télescope allemand de 3,5 m du Calar Alto (Espagne), et il a été obtenu un gain d'un facteur 2,5 sur le rapport de Strehl [Esposito2000] grâce à un télescope auxiliaire (mobile !) de 2,2 m de diamètre.

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite deux systèmes d'optique adaptative ainsi que deux télescopes auxiliaires ; de plus, ces deux télescopes devront être mobiles pendant les observations de façon à ce qu'il y ait à tout moment la plume LGS dans le champ d'isoplanétisme d'une NGS brillante.

1.3.2.2. La solution « Etoile laser monochromatique + Etoile naturelle »

Sans nul doute la solution la plus aisée d'un point de vue technologique (toujours afin de corriger le tilt sur la plus grande partie du ciel possible) est d'utiliser une NGS [Racine&McClure1989]. Cependant, nous avons pu constater que cette NGS devait être intense, limitant ainsi de façon drastique la couverture du ciel (partie I.2.3.3.4). L'idée ici est donc de corriger les ordres supérieurs au tilt avec une LGS afin de pouvoir utiliser des NGS initialement moins brillantes pour la seule correction du tilt. Ce faisant, on accroît de manière importante la portion observable de la voûte céleste.

1.3.2.2.1. La correction du « tip-tilt » avec une étoile naturelle

Le principe est simple : on observe l'étoile voulue ; connaissant son emplacement dans l'absolu (tel qu'il serait sans atmosphère terrestre), on regarde le mouvement de l'étoile autour de ce point. On est donc renseigné sur la correction qu'il est nécessaire d'introduire dans la boucle d'asservissement de l'optique adaptative pour éviter ce bougé. L'avantage de coupler ce système à une LGS est que la magnitude limite de la NGS, du fait que tous les ordres supérieurs sont alors corrigés, sera repoussée (la mesure du tilt se fait plein champ). Les figures suivantes mettent en évidence ce phénomène :

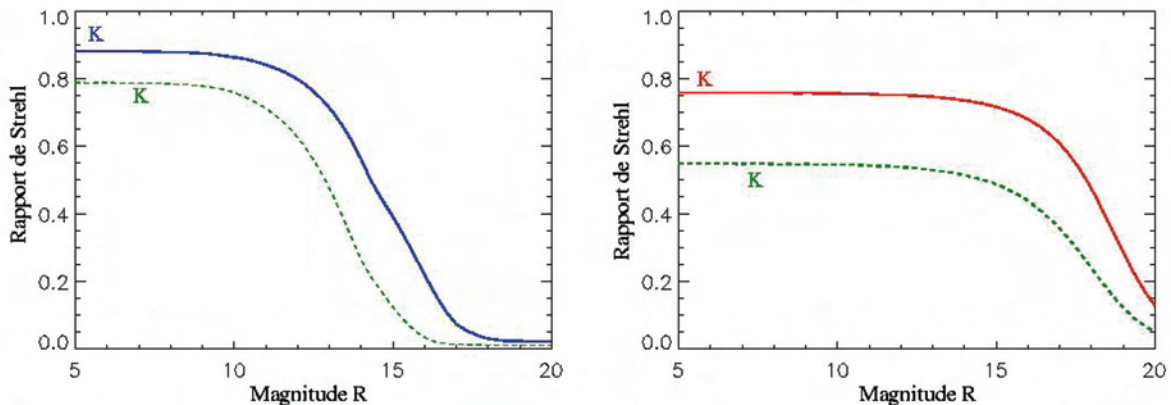


Figure 40 : Rapport de Strehl en fonction de la magnitude de l'objet astrophysique (ou une étoile voisine – NGS- si celui-ci n'est pas assez brillant) permettant la correction du tilt. Ce rapport est ici simulé pour un système NGS AO (sans LGS, à gauche) et pour un système LGS AO (avec une « sodium LGS », à droite) dans la bande K. Par ailleurs, celui-ci est représenté en traits pleins pour de bonnes conditions atmosphériques et en pointillés pour un modèle atmosphérique médian. Source : [LeLouarn1998a].

Sur la Figure 40, on constate que l'étoile laser permet d'augmenter significativement la magnitude limite de fonctionnement de l'optique adaptative (on note un gain de plus de 3 magnitudes en bande K). En contrepartie, on assiste à une perte de rapport de Strehl lors de l'utilisation d'objets de référence plus brillants, à cause de l'effet de cône (passage de 0,85 à 0,75 en bande K ; l'effet est

d'autant plus visible lorsqu'on observe aux courtes longueurs d'ondes ou dans une atmosphère plus turbulente).

I.3.2.2.2. *L'étoile laser monochromatique : une technique déjà adoptée par tous les grands télescopes*

Cette technique est la seule utilisée pour parvenir à obtenir de images proches de la limite de diffraction. De nombreux télescopes en sont équipés de nos jours (voir la partie I.3.1.2). Revenons sur les performances des quatre plus grands d'entre eux : Keck II, Gemini North, le VLT et le Subaru.

I.3.2.2.2.1. Etoile laser de l'observatoire du Keck

Premier télescope de la génération des 8-10 m à s'équiper (premiers tests en Septembre 2003 et première observation en Novembre 2004), le télescope situé sur le Mauna Kea à Hawaï utilise pleinement son système LGS AO. Les publications y référant, de plus en plus nombreuses, viennent le confirmer (partie I.3.1.2 ou pour plus de détails : [Liu2006]).

Le système se décompose en plusieurs parties (Figure 41 - [Wizinowich2006]):

- La partie « étude de la référence tip-tilt » : nommée TSS (pour *Translation Stage*), elle comprend un senseur de tip-tilt (appelé STRAP sur la figure) et un analyseur de front d'onde basse fréquence (LBWFS). Ces deux appareils ont pour but d'analyser respectivement le tilt et le focus de la LGS. Ils sont donc fixés sur un étage à 3 degrés de libertés (x, y, z) afin de les repositionner pour corriger la courbure du front d'onde (z) et pour avoir la possibilité de compenser un éventuel déplacement de l'image du à une variation de l'indice de réfraction de l'atmosphère (x, y).
- Les erreurs de tilt mesurées par l'analyseur de tilt servent alors à piloter le miroir tip-tilt (TTM pour *Tip-Tilt Mirror*). Les erreurs de focus mesurées par le LBWFS sont quant à elles utilisées pour garder l'analyseur de front d'onde de la LGS (WFS) conjugué à la couche de sodium. De plus, les erreurs de centroïdes intégrés dans le temps - mesurés par le LBWFS - servent à enlever les aberrations induites par la LGS, par l'ajustement des centroïdes sur le senseur de front d'onde de la LGS.
- La partie « étude de la LGS » : un analyseur de front d'onde (WFS) est monté sur un étage pouvant translater sur l'axe du faisceau. De cette façon, il est permis de garder cet analyseur conjugué à la couche de sodium (en utilisant les données du LBWFS). La mesure du bougé de la LGS est utilisée pour re-déterminer la direction du faisceau laser à l'aide d'un système de miroirs (malgré le principe du retour inverse de la lumière, l'image de la LGS n'est pas totalement stable). Par ailleurs, les erreurs de centroïdes (corrigés du tilt par le LBWFS) mesurées par le WFS sont envoyées au « Wavefront Controller » pour que celui-ci indique les corrections à effectuer au miroir déformable (DM).
- La partie « correction » : le miroir tip-tilt (TTM) permet de corriger le basculement du front d'onde alors que le miroir déformable (DM) corrige les ordres supérieurs (la pupille est composée de 36 segments hexagonaux). La correction du tilt de la LGS se fait par l'ajustement d'un miroir qui lui est alloué (Laser TT mirror). Si la correction

est importante, il existe la possibilité de recourir à l'emploi d'un des miroirs de pointage.

- La partie « science » : l'instrument scientifique (imageur : NIRC2, spectrographes : OSIRIS, NIRSPEC) utilise le rayonnement infra-rouge transmis par le miroir dichroïque en aval du miroir déformable (donc après corrections).

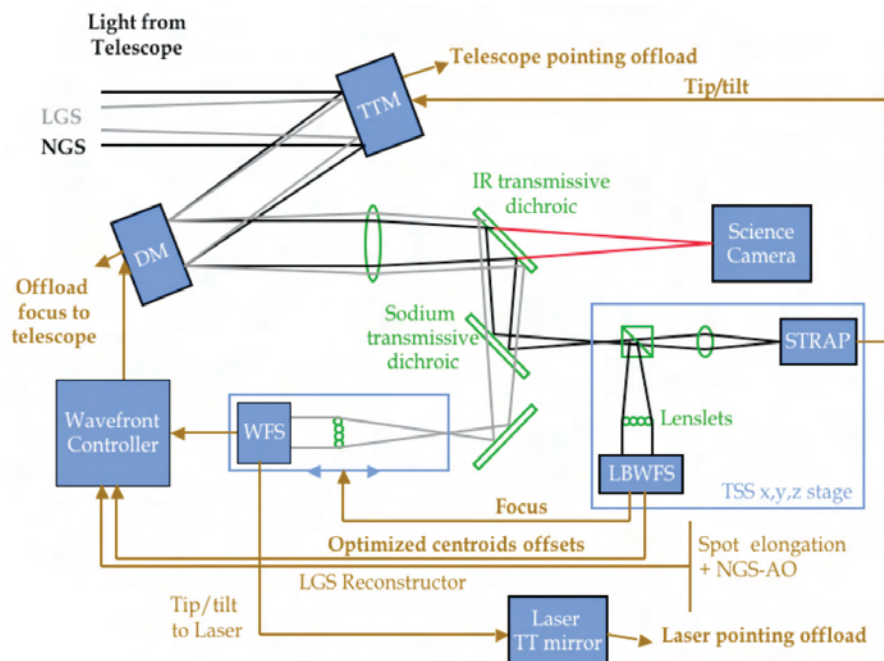


Figure 41 : Schéma explicatif du système LGS AO installé sur le télescope Keck II. Pendant une observation, cinq boucles de feedback opèrent simultanément : trois concernant l'étude de la référence « tip-tilt » (correction du tip-tilt, correction du focus et processus d'« image sharpening ») et deux relatives à la LGS (correction des ordres supérieurs au tip-tilt – avec le miroir déformable – et stabilisation spatiale du spot de la LGS – avec le miroir tip-tilt laser).
Source : [LeMignant2006a].

Les performances du système en phase de production scientifique ont d'ores et déjà été estimées (Figure 42). On pourra retenir que la NGS (utilisée dans la correction du tilt et du focus) doit être située à moins de 60'' de l'objet étudié (l'angle isokinétique pour la correction du tilt est important); ainsi, la couverture du ciel est évaluée à 70 % pour un rapport de Strehl de 10 % (correspondant à l'utilisation de NGS de magnitude < 19) dans la bande K [vanDam2006].

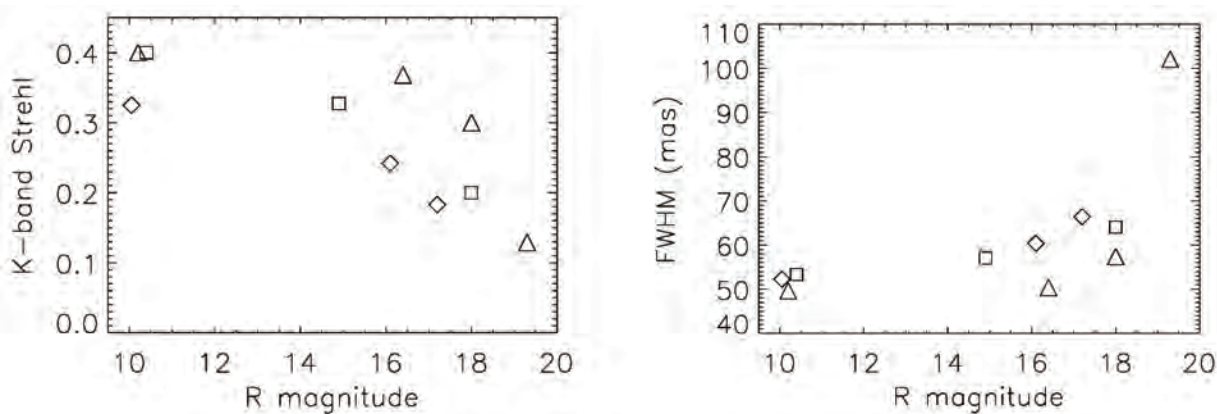


Figure 42 : Rapport de Strehl (à gauche) et FWHM (à droite) dans la bande K, en fonction de la magnitude de l'étoile tip-tilt. Les carrés, triangles et diamants représentent les données de trois différentes nuits. Le rapport de Strehl est donc de l'ordre de 30-40 % pour une étoile tip-tilt brillante (magnitude < 16) et proche de 10 % pour une étoile tip-tilt de magnitude 19.
Source : [vanDam2006].

Concernant le problème du focus (sur le WFS), il est à noter que pour éviter d'avoir un rapport de Strehl dégradé de 10 % dans la bande H, le focus doit être maintenu avec une précision de 0,17 mm. Le focus pouvant avoir une variation de l'ordre de 100 mm (valeur dépendant principalement de l'angle d'inclinaison), l'analyseur de front d'onde se déplace sur l'axe optique pour compenser ce mouvement.

Des premiers résultats du Keck II fonctionnant avec son système LGS AO, la couverture du ciel a pu être mesurée. On peut observer l'évolution de celle-ci en fonction de la latitude galactique sur la Figure 43 :

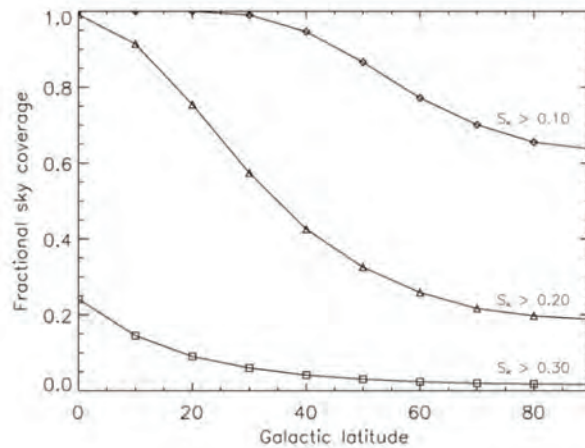


Figure 43 : Couverture du ciel (dans la bande K) en fonction de la latitude galactique pour différents rapports de Strehl. Source : [LeMignant2006a]

Bien que les résultats soient encourageants, il persiste toutefois quelques points délicats que les astronomes et ingénieurs ont pu identifiés (faible performance du LBWFS, problèmes dans la communication « homme-machine » - compatibilité entre logiciels de commande...). On peut pour cela se référer aux articles de Le Mignant [LeMignant2006a], [LeMignant2006b] et van Dam [vanDam2006]. Nous reviendrons cependant en détails sur les problèmes rencontrés lors de l'utilisation de leur système laser.

I.3.2.2.2. Etoile laser du télescope Gemini North

Le premier tir laser a eu lieu en Mai 2005 [d'Orgeville2005] et la mise à niveau du système d'optique adaptative Altair en vue de son fonctionnement avec une LGS a été réalisée durant l'année 2005. Suite au retard du à quelques problèmes concernant le projecteur laser (élément LLT pour Laser Launch Telescope), le système Altair LGS devrait finalement être opérationnel pour le second semestre 2006 [Boccas2006].

Ce système est dual (comme celui du Keck), c'est-à-dire qu'il utilise simultanément la lumière provenant de la LGS (à 589 nm) pour la boucle fermée sur le miroir déformable, et la lumière de l'étoile de référence tip-tilt (ou TTNGS pour Tip-Tilt Natural Guide Star) pour la boucle fermée sur le miroir tip-tilt (TTM) et le contrôle des dérives lentes du focus (Figure 44). Le système est très proche de celui développé par le Keck.

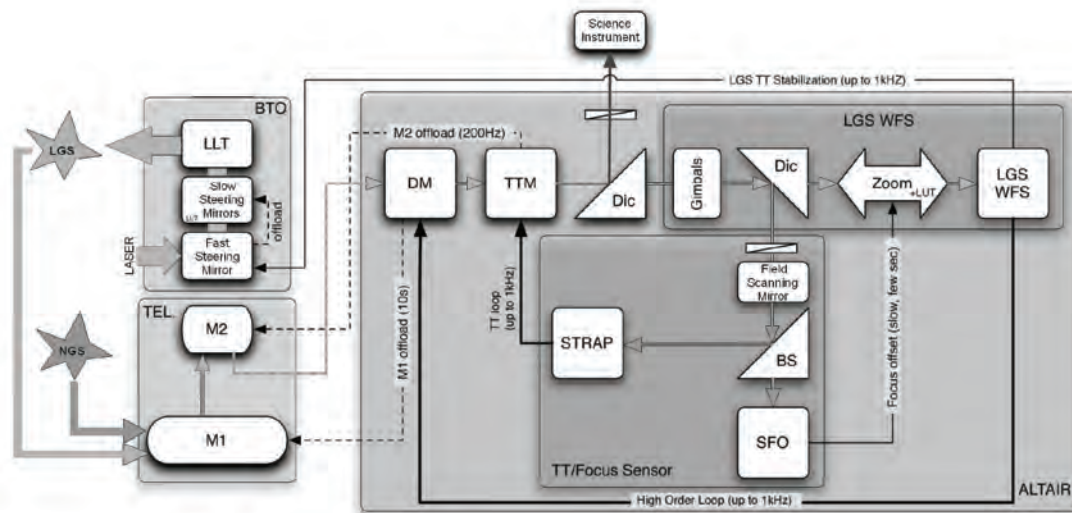


Figure 44 : Diagramme de fonctionnement du système Altair LGS du télescope Gemini North.
Source : [Boccas2006].

La voie dédiée à l'observation de la LGS comprend un étage (système optique) permettant une translation sur l'axe optique, de façon à ce qu'on focalise toujours sur l'analyseur de front d'onde (l'altitude de la LGS pouvant varier de 85 à 120 km d'altitude lorsqu'on observe au zénith, il convient d'agir en conséquence). Même si, comme nous avons pu le voir, la diffusion Rayleigh n'apparaît pas de la même façon que pour le télescope Keck II (du fait que les projecteurs sont placés différemment dans les deux cas), elle est écartée ici aussi par un « field stop » de 3,2'' placé juste devant le WFS.

La voie consacrée à la TTNGS contient quant à elle un contrôle du focus et des aberrations de bas ordres (SFO), et un contrôle du tip-tilt basé sur l'utilisation de photodiode à avalanche « quatre cadran ».

On différencie trois boucles fermées dans ce système :

- la boucle de correction du tip-tilt : les données mesurées par l'élément STRAP permettent de remonter aux corrections à appliquer sur le miroir tip-tilt (fonctionnement jusqu'à 1 kHz) ; celui-ci décharge une partie des corrections sur le miroir M2 (200 Hz). Cette boucle est totalement indépendante.
- la boucle de correction des ordres supérieurs : l'analyseur de front d'onde de la LGS envoie ses données à la fois au miroir déformable. La cadence des corrections peut atteindre 1 kHz, mais selon les conditions elle peut aussi descendre jusqu'à 200 Hz ;
- la boucle de correction du focus : lorsque l'altitude moyenne de la couche de sodium varie, une correction sur le focus de la LGS est appliquée sur le DM, ce qui a pour conséquence d'introduire un défocus sur la voie d'analyse de la TTNGS et sur la voie scientifique. Le senseur de focus (SFO) de la TTNGS envoie alors une demande pour déplacer l'élément « Zoom » de la voie LGS, ce qui amène le miroir déformable à refocaliser sur les deux voies simultanément. Par ailleurs, le tip-tilt résiduel mesuré par le WFS permet d'appliquer des corrections rapides (jusqu'à 1 kHz) sur le FSM (Field Scanning Mirror permettant de jouer avec précision sur le pointé laser).

Une description des sous-éléments LS (Laser Systems), BTO (Beam Transfer Optics) et LLT du système LGS AO du télescope Gemini North est réalisée dans l'article de d'Orgeville et al. ([d'Orgeville2002]). Par ailleurs, l'article de Boccas et al. ([Boccas2006]) rend compte des récentes évolutions du système.

I.3.2.2.2.3. Etoile laser du VLT

Un système LGS a depuis peu (Janvier 2006) été installé sur le VLT-UT4 [Bonaccini2006+]. Il est utilisé par le spectrographe 3-D SINFONI (SINGLE Far Object Near-ir Investigation) et l'imageur NAOS sur le même télescope (chaque instrument comprenant une optique adaptative) [Bonaccini2004]. Plusieurs études concernant la LGS créée ont été menées venant confirmer les attentes : pointé du « Launch Telescope », flux retourné, mesures par LIDAR, précision sur le « jitter » de la LGS (Figure 45), importance de la diffusion Rayleigh du faisceau laser ascendant [Bonaccini2006+].

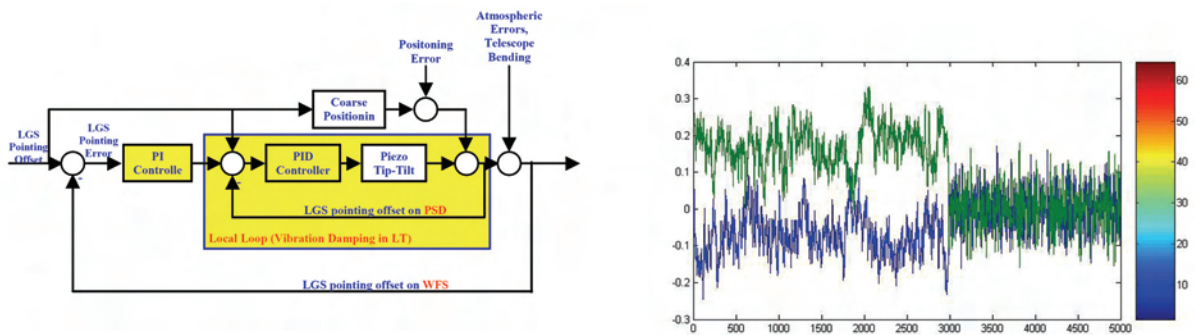


Figure 45 : Descriptif du dispositif de la boucle de « jitter » LGS (à gauche) et résultats expérimentaux entre la boucle ouverte et la boucle fermée (à droite). Le « jitter » LGS résiduel rms est inférieur à 0.09 arcsec. Source : [Bonaccini2006+].

Là encore, le système développé ressemble fortement à ceux déjà existants. Le faisceau laser de PARSEC (Paranal Artificial Reference Source for Extended Coverage) est acheminé jusqu'au projecteur (50 cm de diamètre, fixé sur le miroir secondaire du télescope) à l'aide d'une fibre cristalline photonique à cœur plein (PCF pour Photonic Crystal Fiber). On évite ainsi tous les problèmes liés à l'acheminement d'un faisceau de forte puissance dans l'enceinte de l'observatoire (bougé du faisceau du aux vibrations des optiques sur son trajet jusqu'au projecteur, conservation d'une bonne qualité de faisceau, sécurité, contamination lumineuse du dôme). Cependant, ces fibres ne permettent pas de transporter des faisceaux dont l'intensité crête est trop importante (le laser PARSEC du VLT est continu) ; c'est pourquoi l'ESO développe des fibres à cœur creux HC-PCF (Hollow Core – PCF [Holzlöhner2006a]) qui devraient permettre d'acheminer des faisceaux avec des puissances crêtes élevées, sans pour autant dégrader la qualité du faisceau. Le but étant d'obtenir après couplage avec le laser et transport du faisceau (sur 27,5 m – la volonté étant d'atteindre une atténuation inférieure à 30 dB/km à 589 nm [Holzlöhner2006b]) une transmission supérieure à 70 % (le but étant d'atteindre 82 %) [Bonaccini2004].

Les performances du système LGS AO complet n'ont pas encore été publiées. Seules des simulations permettent d'en évaluer les performances. On peut se référer pour cela à l'article de Brown où il simule les résultats de l'association LGS et SINFONI [Brown2004]. Il est par ailleurs

envisagé d'utiliser de tels systèmes (plusieurs LGS) pour le fonctionnement des nouvelles techniques d'OA (MCAO, GLAO), techniques intéressantes pour les instruments de la deuxième génération (Planet Finder, MUSE, HAWK-I) [Hubin2004].

I.3.2.2.4. Etoile laser du télescope Subaru

Le système LGS AO, bien que l'installation totale ne soit pas encore achevée (prévue pour 2007), s'inspire des systèmes existants. La partie OA comprend trois parties distinctes :

- la voie scientifique,
- les trois analyseurs de fronts d'onde comprenant un analyseur dans le visible pour les ordres élevés et deux autres pour l'analyse des bas ordres (tip-tilt et défocus lent) dans le visible et le proche infra-rouge (lorsqu'il n'y a pas de NGS suffisamment brillantes dans le visible, dans le champ d'isoplanétisme),
- un module de calibration.

Le détail du fonctionnement de l'OA utilisée est donné dans l'article de Watanabe [Watanabe2004]. Concernant la partie LGS, il convient de regarder les articles de Hayano [Hayano2004] [Hayano2006]. On peut cependant constater que, bénéficiant d'un analyseur à la fois dans le proche IR et le visible, le télescope Subaru devrait avoir une couverture du ciel plus importante que ses semblables.

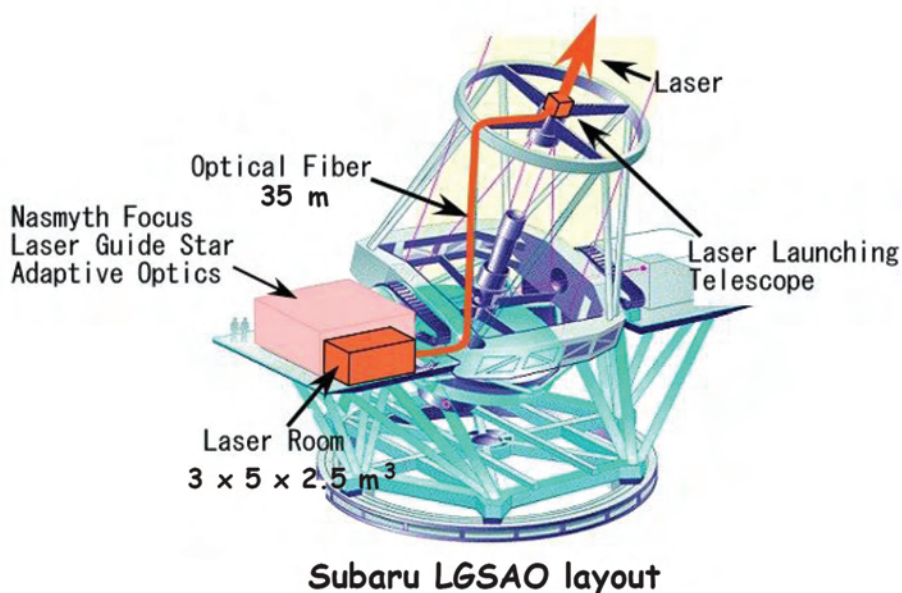


Figure 46 : Représentation du système LGS OA du télescope Subaru. On note que le projecteur est placé derrière le miroir secondaire du télescope (de la même façon que sur les télescopes Gemini North et VLT). L'acheminement du faisceau au sortir du laser se fait là aussi comme au VLT, c'est-à-dire en utilisant une fibre PCF.
Source : [Hayano2006].

I.3.2.2.3. *Une limitation importante : une faible couverture du ciel dans le visible*

La méthode consistant à associer une étoile naturelle pour la correction du tip-tilt et une LGS pour la correction des ordres supérieurs est celle utilisée par tous les grands télescopes désireux d'agrandir leurs domaines d'observation. Malheureusement, malgré le fait qu'elle amène une nette amélioration, cette technique ne permet de couvrir qu'une faible portion du ciel. En effet, si la couverture du ciel est bonne à $2,2 \mu\text{m}$ même lorsqu'on observe en direction des pôles galactiques,

elle se révèle très faible dans le visible même si on observe en direction de la voie lactée. La figure suivante met clairement en évidence cette limitation.

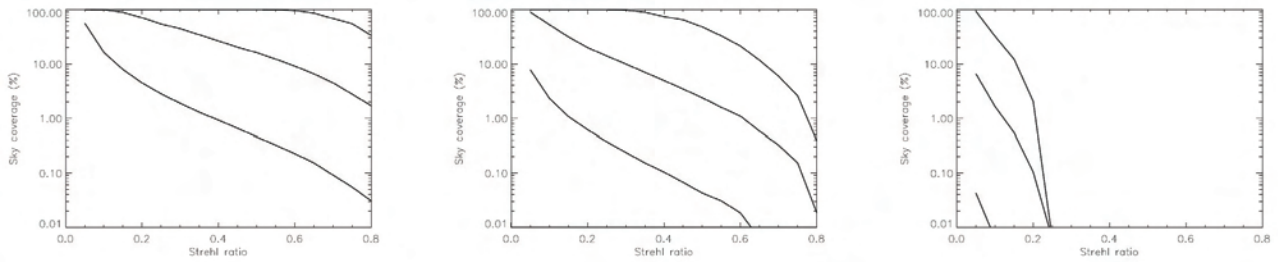


Figure 47 : Couverture du ciel en fonction du rapport de Strehl pour une LGS monochromatique. Les simulations sont réalisées pour des longueurs d'onde d'observations différentes (de gauche à droite 2,2 μm, 1,25 μm et 0,55 μm) et des latitudes galactiques différentes (de haut en bas sur chaque graphique : 0, 20 et 90°).
Source : [LeLouarn2000],[Foy&Pique2003].

I.3.2.3. La solution du projet ELP-OA, une « Etoile Laser Polychromatique » : deux alternatives étudiées

La seule solution permettant d'augmenter de façon considérable la couverture du ciel et cela, même dans le visible, est une étoile artificielle polychromatique¹ (ou PLGS pour Polychromatic Laser Guide Star). Ce concept développé par R. Foy [Foy1995] propose d'utiliser les propriétés chromatiques de l'indice de réfraction de l'air (voir la Figure 48) pour s'affranchir du problème du tilt. C'est à partir de cela qu'a été édifié le projet ELP-OA (Etoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative [Foy2000+] – voir l'introduction pour un aperçu de la répartition des tâches pour les différents laboratoires en collaboration).

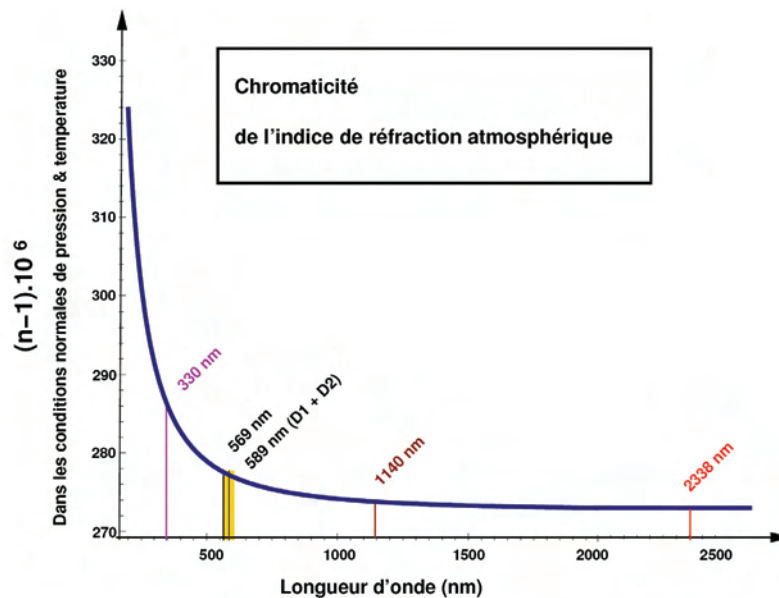


Figure 48 : Evolution de l'indice de réfraction de l'air sur un domaine de longueur d'onde allant de l'UV (pente raide) au proche IR. L'étoile artificielle envisagée émettrait aux longueurs d'onde indiquées sur le graphique : 330 nm, 569 nm (D₁), 589 nm (D₂), 1140 nm et (selon le processus d'excitation) 2338 nm.
Source : [Girard2005].

¹ Puisque dans ce cas-là, il n'apparaît plus la nécessité d'utiliser une NGS pour la correction du tilt. Cependant, la couverture du ciel ne pourra être totale car il faut corriger le focus et qu'il est nécessaire pour cela de disposer d'une NGS.

Le but de ce programme est de valider le concept sur le ciel en réalisant un démonstrateur au télescope de 1,52 m de l'OHP (Observatoire de Haute-Provence). A plus long terme, l'idée est de réaliser des images longues poses dans le visible et à la limite de diffraction sur des télescopes utilisant une OA (collaboration avec le CFHT).

1.3.2.3.1. La correction du « tip-tilt » avec une étoile laser polychromatique

1.3.2.3.1.1. Principe de fonctionnement

L'indice de réfraction atmosphérique varie avec la longueur d'onde ; une étoile artificielle (dans la mésosphère) comportant plusieurs composantes chromatiques est ainsi vue depuis le sol comme un ensemble d'étoiles angulairement très proches où chaque étoile correspond à une composante (chaque composante a un chemin optique différent - Figure 49). Comme on ne peut en déduire directement la valeur du tilt, on utilise un effet de second ordre, c'est-à-dire qu'on va mesurer un tilt différentiel (bougé relatif entre les différentes étoiles chromatiques) qui va alors permettre de remonter jusqu'à la valeur du tilt réel.

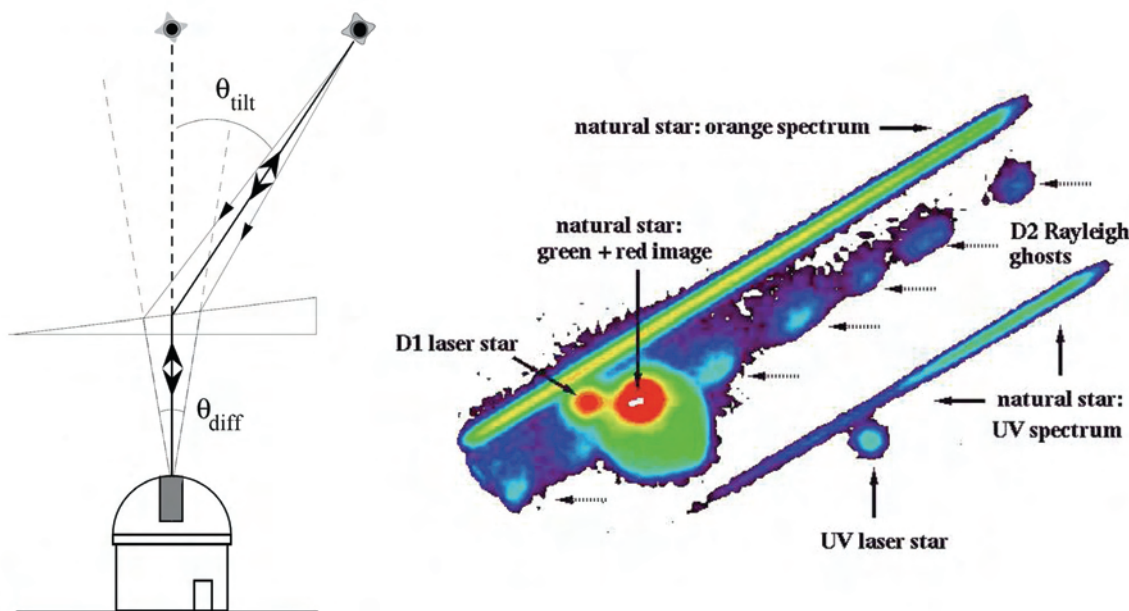


Figure 49 : Les faisceaux des différentes « couleurs » de l'étoile artificielle polychromatique vont avoir des chemins optiques distincts (schéma de gauche). On peut observer une image (à droite) de cette étoile laser polychromatique réalisée au LLNL (Californie) : on remarque ses deux composantes UV (« 330 nm spot ») et visible (« D1 spot ») ainsi que le spectre de l'étoile de référence SAO 60855 dans le jaune et l'UV. A partir de la mesure du mouvement relatif des composantes de cette étoile artificielle, il est possible de calculer la valeur réelle du tilt.
Source : [Foy&Pique2003] à gauche, [Foy2000] à droite.

La relation entre tip-tilt différentiel et tip-tilt réel découle du principe de séparabilité des variables de l'indice de réfraction n . Il est supposé ici que $n_\lambda - 1$ est égal au produit d'une fonction chromatique $f(\lambda)$ et d'une fonction « climatique » $g(P, T)$ [Filippenko1982] :

$$n(\lambda, P, T) - 1 = f(\lambda) \times g(P, T) \quad \{1.70\}$$

où λ est la longueur d'onde, P et T sont respectivement la pression et la température de l'atmosphère. En dérivant cette équation, on obtient :

$$\frac{n(\lambda_1, P, T) - n(\lambda_2, P, T)}{n(\lambda_3, P, T) - 1} = \frac{\Delta n}{n - 1} = \frac{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)}{f(\lambda_3)} \quad \{1.71\}$$

L'équation étant invariante pour tous les modes de la surface d'onde (on ne prend pas en compte ici le mode piston), on peut donc remplacer f par le tilt atmosphérique θ :

$$\frac{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}}{n_{\lambda_3} - 1} = \frac{\theta_{\lambda_1} - \theta_{\lambda_2}}{\theta_{\lambda_3}} \quad \{1.72\}$$

On tire alors de cette équation la relation entre le tilt réel et le tilt différentiel :

$$\theta_{\lambda_3} = \Delta\theta_{\lambda_1, \lambda_2} \cdot \frac{n_{\lambda_3} - 1}{\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}} \quad \{1.73\}$$

De cette relation, et au vu de la variation chromatique de l'indice de réfraction (Figure 48), le choix des longueurs d'onde de référence pour la PLGS est donc primordial. Plus le paramètre $\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}$ est grand (cela nécessite quasi-obligatoirement de disposer d'une composante UV dans la PLGS), plus le tilt différentiel sera important.

I.3.2.3.1.2. Les différents problèmes rencontrés

Evidemment dans l'étude et la conception d'un tel système, plusieurs problèmes majeurs ont été mis à jour et ne restent, pour certains, que partiellement résolus. On peut ici énumérer les points critiques du projet ELP-OA [Foy2003]:

- efficacité de l'excitation à deux photons dans la mésosphère,
- précision dans les mesures du tilt différentiel (flux nécessaires),
- correction des vibrations du télescope,
- validité du modèle permettant le calcul des rapports de Strehl attendus,
- sur quel domaine de longueur d'onde le concept est-il applicable concrètement,
- diminution de la saturation de l'absorption du sodium.

Les diverses études de faisabilité ont permis de répondre à un certain nombre de questions mais la complexité du projet étant, des zones d'ombre persistent encore. Nous nous y attarderons au cours de cette thèse.

I.3.2.3.1.3. Résultats importants sur la détermination du tip-tilt

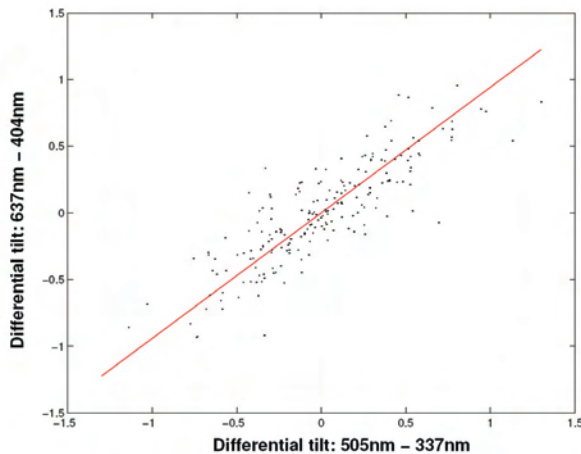
Le projet ELP-OA, lors de sa première phase (identifiée comme étant l'étude de faisabilité des divers composants du système), devait permettre de déterminer la meilleure méthode de mesure du tilt différentiel [Shöck1999]. L'expérience MaTilD (pour Manipulation de Tilt Différentiel) a d'abord été réalisée pour mettre en évidence le lien entre deux tilts différentiels et pour mettre au point une méthode permettant d'obtenir une grande précision sur la valeur de ces tilts différentiels. Suite à ses résultats encourageants, il a fallu démontrer la relation de proportionnalité entre le tilt différentiel et le tilt réel en conditions astronomiques. C'est pour cela que l'expérience ATTILA (ATmospheric Tilt Laboratory) a vu le jour. Revenons sur ces deux expériences aux rôles essentiels dans le projet ELP-OA.

Expérience MaTilD

Un des défis du projet ELP-OA était de montrer qu'on pouvait réaliser des mesures de tilts différentiels avec une très grande précision (deuxième point de la partie I.3.2.3.1.2). En effet, il faut savoir que le tilt différentiel est approximativement 25 fois plus petit que le tilt réel¹. Il doit par conséquent être mesuré avec une précision 25 fois plus importante² (équivalent à une précision de 0,03'' dans le visible). Pour réaliser cela, l'observatoire de Lyon a développé en 1999 l'expérience MaTilD [Vaillant2000] qui fut la première à montrer qu'il y a une relation de proportionnalité entre les tilts mesurés à différentes longueurs d'onde. Par ailleurs, elle est aussi la première à mettre en évidence une relation linéaire entre le tilt différentiel et le tilt réel en propagation horizontale³.

Elle consiste en l'analyse du rayonnement provenant d'une source point polychromatique (4 longueurs d'onde discrètes) située à 100 m. La propagation lumineuse se fait de façon horizontale et est soumis à une forte turbulence atmosphérique (conditions réelles). On se place dans des conditions avantageuses où on met en valeur l'effet du tilt en comparaison de l'effet d'éclatement de l'image ; on se place pour cela (expérimentalement) à $D/r_0 \approx 4$ (Fried). Par ailleurs, l'appareil d'analyse est dépourvu de toutes vibrations⁴.

Les résultats obtenus montrent un coefficient de corrélation entre les deux tilts différentiels (obtenus à partir des quatre longueurs d'onde de la source) de l'ordre de 95 % :



flux (counts)	10^4	10^5	10^6
number of simulations	100	100	500
RMS differential tilt error (pixels)			
centroid	0.311	0.0397	0.0103
$N_{\text{basis}} = 3$	0.033	0.0062	0.0055
$N_{\text{basis}} = 4$	0.032	0.0061	0.0053
$N_{\text{basis}} = 5$	0.034	0.0057	0.0049
$N_{\text{basis}} = 6$	0.037	0.0054	0.0047
$N_{\text{basis}} = 7$	0.042	0.0056	0.0047
$N_{\text{basis}} = 8$	0.046	0.0047	0.0044
$N_{\text{basis}} = 9$	0.050	0.0052	0.0044

Figure 50 : A gauche : corrélation entre deux mesures indépendantes du tilt différentiel (couples de longueurs d'onde [637,404] et [505, 337] nm) obtenues lors de l'expérience MaTilD. A droite : précision sur la mesure du tilt différentiel via les méthodes du centroïde (première ligne) et de restauration de la phase⁵ (lignes suivantes) – un pixel = moitié d'une tâche d'Airy.

Source : [Foy2003].

L'erreur sur le tilt obtenu à partir de la mesure différentielle est estimée à un disque d'Airy ($\sigma_\theta \approx \frac{\lambda}{D}$). Cependant, il a pu être testé une nouvelle méthode (algorithme de restauration de la phase [Rondeau2006]) permettant de réduire d'un facteur 3 à 10 l'erreur rms du tilt différentiel (selon le degré N_{base} de décomposition).

¹ Dans le cas où on observe le couple de longueurs d'onde [330,589] nm.

² La relation concernant la précision sur la mesure du tilt différentiel s'écrit : $\sigma_{\Delta\theta} = \sigma_\theta \cdot \Delta n / (n - 1)$.

³ Ces résultats ne sont pas exposés ici. On peut préciser tout de même que la dispersion des mesures concernant cette expérience est telle qu'elle ne permet pas de pouvoir déduire le tilt réel du tilt différentiel [Vaillant2000].

⁴ Ce qui reviendrait à introduire un tilt achromatique. Cependant une mesure du tilt différentiel, si les calculs des centroïdes sont simultanés, est par nature insensible aux tilts achromatiques et donc aux vibrations.

⁵ La restauration de la phase est la méthode développée au CRAL pour optimiser le calcul des centroïdes [Rondeau2006].

Expérience ATTILA

Cette expérience, consécutive aux résultats probants de l'expérience MaTilD, devait démontrer la déductibilité de la pente du front d'onde atmosphérique à partir de sa mesure différentielle entre deux longueurs d'onde. Un de ses premiers résultats a néanmoins été de confirmer la relation linéaire « tilt différentiel vs tilt différentiel » (comme MaTilD) mais cette fois-ci en propagation verticale. On peut constater cela sur la Figure 51 :

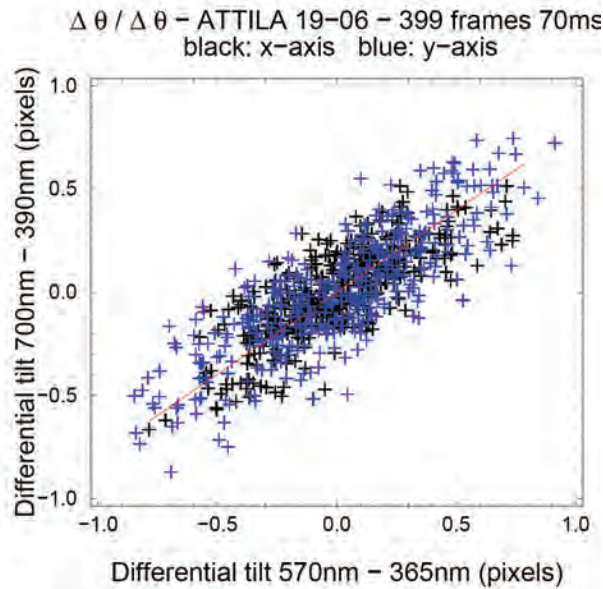


Figure 51 : Observation réalisée sur l'étoile Capella (70 ms) : tilt différentiel du couple [700,390] nm en fonction du tilt différentiel du couple [570,365] nm. On a superposé ici les mesures effectuées sur les deux axes du détecteur (croix noires et bleues). La droite rouge représente la régression linéaire orthogonale.
Source : [Girard2005].

Même si la valeur de la pente mesurée ne correspond pas tout à fait à la valeur théorique (0,8 contre 1,04), la relation linéaire est belle et bien présente.

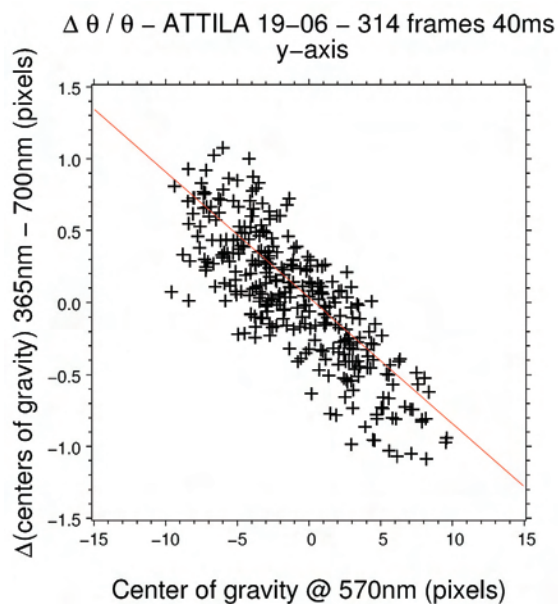


Figure 52 : Tilt différentiel du couple [700,365] nm en fonction du tilt à 570 nm. Observations effectuées sur Capella avec un temps de pose proche de 70 ms. La droite rouge représente la régression linéaire orthogonale.
Source : [Girard2005].

Cependant, le résultat essentiel obtenu avec ATTILA subsiste sans nul doute dans l'établissement du lien entre tilt différentiel et tilt réel (Figure 52 - une première, venant confirmer ainsi la théorie [Foy1995]). La difficulté majeure de cette expérience résidait dans le fait que, pour la mesure du tilt en direct (mesure du centre de gravité), l'ajout d'un tilt achromatique viendrait fausser les données. Or, celui-ci survient inévitablement sous la forme de dérives mécaniques lentes, de sauts du télescope (guidage, vent...) ou bien même des vibrations du banc de mesures. Les résultats obtenus par ATTILA lors de leurs mesures du centre de gravité de l'étoile guide sont dépourvues de toutes corrections des vibrations parasites (il n'y avait encore aucun moyen de mesure de ces vibrations¹). Toutefois, et comme cela était attendu, l'exploitation de ces mesures a rendu compte de la relation existante entre tilt différentiel et tilt réel (Figure 52). Il est clair qu'en ajoutant une correction des vibrations parasites au tilt mesuré, on obtiendrait une dispersion moindre des mesures et donc une précision accrue sur la valeur de la pente. L'équipe de l'Observatoire de Lyon a d'ailleurs remarqué que les pentes mesurées étaient de l'ordre de 2,5 à 3 fois supérieures à celles attendues en calculant l'indice de réfraction d'après les conditions d'observations (résultat que la non-corrrection des vibrations ne peut expliquer). Cette constatation n'a pas encore pu être expliquée mais n'est de toute façon aucunement un problème pour le projet ELP-OA².

En plus d'avoir montré expérimentalement qu'il existait une relation entre tilt différentiel et tilt réel, l'équipe a aussi pu réaliser une comparaison en temps réel entre le tilt déduit (du tilt différentiel) et le tilt mesuré (sans correction des vibrations parasites).

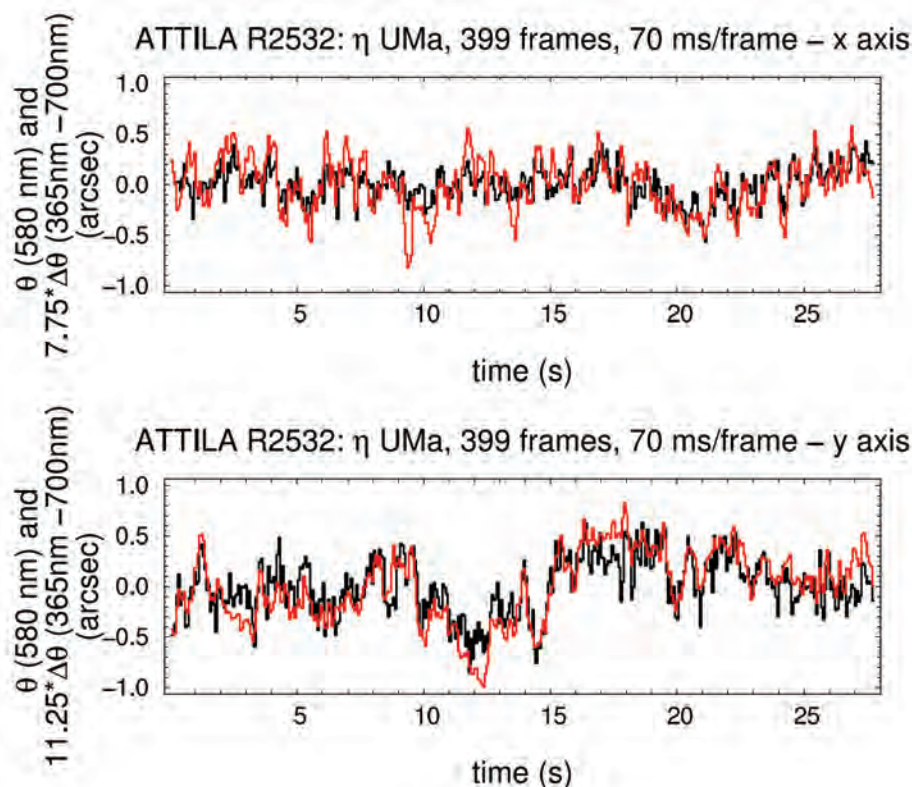


Figure 53 : Superposition du tilt réel (mesuré directement) et du tilt déduit (du tilt différentiel) en fonction du temps, sur les deux axes du détecteur (en bas et en haut). Expérience effectuée sur l'étoile *Alkaid*.
Source : [Girard2005].

¹ Depuis, l'instrument ATTILA s'est équipé de sismomètres. Nous y reviendrons dans la partie I.4.4.

² Dans le projet, on cherche à connaître le tilt réel à partir du tilt différentiel et ce, quelle que soit la loi qui les relie.

Sur la Figure 53, on notera le bon accord entre tilt mesuré (tilt atmosphérique + tilt du aux vibrations du télescope) et tilt déduit (du tilt différentiel) sur une période de 28 secondes. La prise en compte des vibrations parasites amènerait à coup sûr à une meilleure corrélation mais le résultat est déjà convaincant. De plus, toujours dans ces conditions, il a été montré que la dispersion des mesures permettait de déterminer le tilt avec une précision d'environ une tâche d'Airy (soit 80 mas à 500 nm pour le télescope de 1,52 m de l'OHP) ; cependant, les flux étaient importants ($3,8 \cdot 10^6$ photons/s/m² à 365 nm et $1,2 \cdot 10^6$ photons/s/m² à 700 nm (Tableau V.1 de [Girard2005]) en comparaison des flux que devraient permettre d'obtenir la PLGS.

Le tilt mesuré dans les conditions de l'OHP ($r_0 = 5$ cm à $\lambda = 0,5$ μ m) est proche de 8,5 tâches d'Airy ; la précision désirée pour obtenir un rapport de Strehl convenable étant approximativement 1/25 de la valeur du tilt, il faudrait que sa valeur soit inférieure à une demi-tâche d'Airy. Les améliorations apportées à ATTILA depuis ces résultats (Février 2003) devraient certes permettre d'atteindre des précisions de mesures plus satisfaisantes¹, néanmoins le flux nécessaire pour atteindre ce résultat n'a pas encore été clairement déterminé.

I.3.2.3.2. Première solution : l'excitation résonnante à deux photons

I.3.2.3.2.1. Principe de l'excitation à deux photons

Ce procédé est celui énoncé par R. Foy et al. lors de l'article original concernant la PLGS [Foy1995]. Le processus physique utilisé pour créer cette étoile est l'excitation du niveau d'énergie $4D_{5/2}$ du sodium mésosphérique, via le niveau $3P_{3/2}$, en utilisant deux lasers fixés sur les longueurs d'onde 589 et 569 nm². Consécutivement à cela, la désexcitation des atomes présents au niveau $4D_{5/2}$ vers le niveau fondamental va se produire sous la forme d'une cascade radiative. On va ainsi obtenir diverses composantes spectrales : 330, 569, 589,0 (D_2), 589.6 (D_1), 1140, 2207 et 2338 nm.

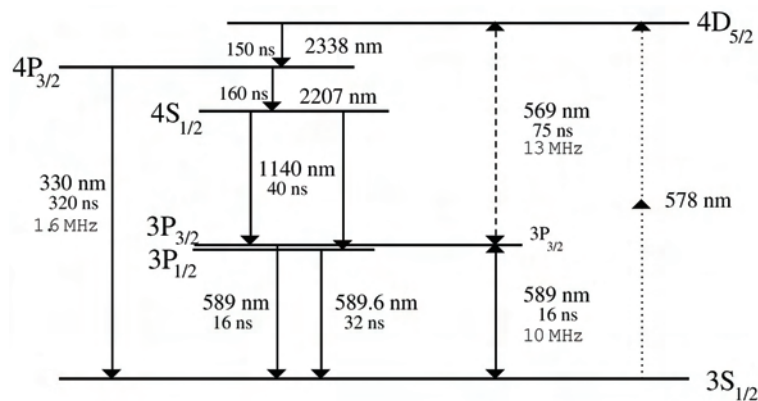


Figure 54 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium. Sont indiquées les longueurs d'onde, les durées de vie des transitions ainsi que les largeurs homogènes des transitions à 330, 589 et 569 nm. Dans ce cas, l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ se fait par la double excitation (589+569) nm.

En prenant en compte les probabilités de désexcitation, on obtient l'arborescence de la Figure 54 consécutive au dépeuplement du niveau $4D_{5/2}$ de 27 atomes.

¹ La version la plus évoluée d'ATTILA (ATTILA-III) a été testée (Novembre 2004) mais les résultats la concernant n'ont pas encore été publiés.

² Pour plus de précisions sur la structure de l'atome de sodium, se reporter au Chapitre II de cette thèse.

Tableau 4 : Nombre de photons émis à chaque longueur d'onde après désexcitation d'une population de 27 atomes du niveau d'énergie $4D_{5/2}$.
Source : [Schöck1999].

wavelength (μm)	0.330	0.569	0.5890	0.5896	1.14	2.21	2.34
photons	3	18	22	2	6	6	9

1.3.2.3.2.2. Rappel des expériences réalisées et des résultats obtenus

La première phase du projet ELP-OA a consisté en grande partie à réaliser des études de photométrie concernant la PLGS conçue par double excitation résonnante. C'est ainsi que les deux expériences PASS (pour Polychromatic Artificial Star System) ont été établies. Revenons sur les résultats qu'elles ont pu apporter.

Expérience PASS-1

Cette première expérience s'est déroulée en 1996 au LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory – Californie) [Foy2000], le site ayant déjà accueilli une expérience de faisabilité pour un système de LGS AO [Max1994]. Elle consistait à montrer que l'absorption incohérente à deux photons était bien réalisable et qu'elle pouvait fournir les flux de photons escomptés pour la correction du tilt.

Les lasers utilisés (589 et 569 nm) furent ceux du programme AVLIS (lasers à colorant R6G pompés par des lasers à vapeur de cuivre). La puissance moyenne totale était de ~ 350 W (2×175 W), les largeurs d'impulsions de 40 ns ; les lasers comportaient par ailleurs des modulateurs de phase permettant d'étendre les largeurs spectrales à 3 et 1 GHz afin d'augmenter la couverture des raies à 589 et 569 nm¹ ; les taux de répétition étudiés étaient de 4,3 et 12,9 kHz. L'observation de la PLGS était réalisée par un télescope de 50 cm et une étoile naturelle observée simultanément sur le même instrument permettait d'effectuer le calibrage photométrique (voir Figure 49, à droite).

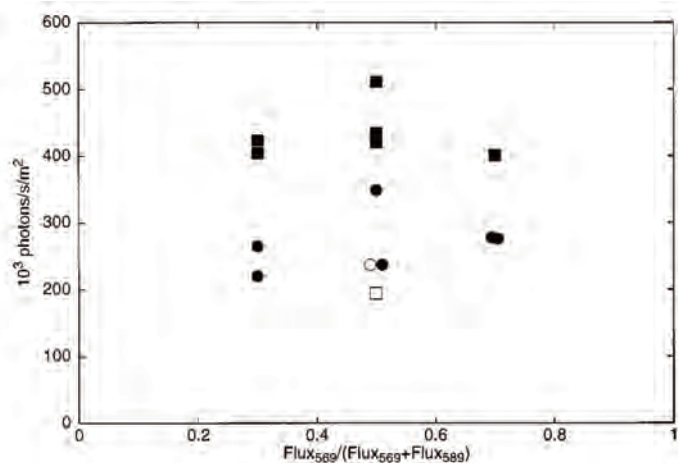


Figure 55 : Flux retourné à 330 nm en fonction du rapport des puissances laser à 589 et 569 nm. Les cercles et les carrés correspondent respectivement à une largeur de raie de 1 et 3 GHz pour la transition D_2 ; les symboles pleins correspondent à un taux de répétition de 4,3 kHz et les symboles creux à 12,9 kHz.
Source : [Foy2000].

¹ Ces caractéristiques spectrales ne sont pas celles que l'on pourrait croire. Les spectres évoqués ici ne seraient pas continus et sans trou de fréquence sur 1 ou 3 GHz, comme c'est le cas pour un laser « sans modes » du LSP (précaution due au fait que le programme ALVIS a été classé confidentiel pendant de nombreuses années). Il s'agirait en fait de lasers monomodes modulés en phase.

Le flux maximal obtenu à 330 nm fut de $4,8 \cdot 10^5$ photons/s/m² pour les caractéristiques laser suivantes : $2 \cdot 175$ W, 4.3 kHz, 50 ns (Figure 55 – [Foy2000]). Au vu du nombre de photons requis pour une bonne correction du tilt qui était prédit à ce moment-là¹, le flux mesuré était 30 fois supérieur. Mais comme nous avons pu le voir (partie I.4.1.4), cela reste à vérifier. Au-delà de cette mesure, l'expérience PASS-1 a permis de mettre en évidence un problème majeur dans la création d'une étoile artificielle sodium qui est la saturation (de l'absorption) des atomes de sodium. C'est la raison pour laquelle une collaboration a vu le jour entre les équipes de l'Observatoire de Lyon et du Laboratoire de Spectrométrie Physique, dans la volonté de développer des lasers visant à s'affranchir (ou du moins réduire) de cet effet de saturation.

Expérience PASS-2

L'expérience PASS-2 qui s'est déroulée au CEA (Commissariat à l'Energie Atomique) de Pierrelatte en 1999 se proposait de déterminer les paramètres laser amenant la PLGS à produire un flux de photons rétro-diffusés optimal. Par ailleurs, les flux étaient mesurés en fonction des conditions atmosphériques et de la densité de la couche de sodium mésosphérique de façon à ce qu'il soit possible de les comparer aux résultats des modèles de physique atomique [Shöck1999] [Shöck2000]. Pour ce faire, les expérimentateurs avaient à disposition la chaîne laser SILVA (pour Séparation Isotopique par Laser à Vapeur Atomique) utilisée originellement pour l'uranium. Elle était constituée d'oscillateurs développés par le CEA, couplés à des amplificateurs (pompés par des lasers à vapeur de cuivre) de la société CILAS. Deux types d'oscillateurs ont été testés en vue d'obtenir un flux de photons rétro-diffusés le plus important possible² [Foy2000+] [Foy2000++].

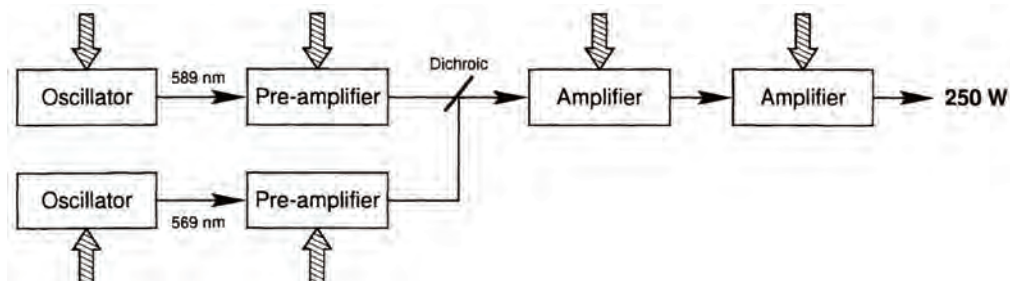


Figure 56 : Schéma de la chaîne laser utilisée pour l'expérience PASS-2.
Source : [Schöck1999].

Deux instruments auxiliaires sont utilisés pour « monitorer » la turbulence et le profil de la couche de sodium mésosphérique.

Le flux de photons maximal mesuré à 330 nm au cours de cette expérience est de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ photons/s/m². Ce résultat est obtenu pour la configuration laser suivante :

- $2 \cdot 50$ W de puissance moyenne,
- 50 ns de largeur d'impulsion,
- taux de répétition de 5 kHz,
- polarisation linéaire (parallèle entre les deux faisceaux),
- oscillateur du CEA (double modulation de phase à 180 et 325 MHz).

¹ Données de la Table 2 de [Foy1995].

² En cherchant à ce que le spectre du laser recouvre au mieux les largeurs Doppler/Hyperfine des transitions excitées. Cela est relaté dans la partie consacrée à l'atome de sodium (partie II.2.3).

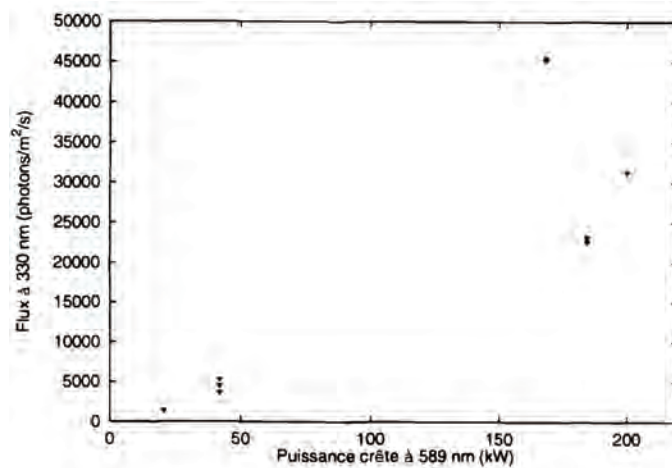


Figure 57 : Expérience PASS-2 : flux de photons rétro-diffusés à 330 nm en fonction de la puissance crête de l'impulsion laser. Ces résultats ont été obtenus avec l'oscillateur du CEA ; elles considèrent une transmission globale (atmosphère+chaîne de détection) de 1. Le point le plus haut sert de référence dans le projet ELP-OA [Foy2005]. Source : [Schöck2000].

Toutes ces mesures de flux auront permis de confronter théorie et expérience concernant le sujet. La comparaison aux valeurs calculées à partir du code BEACON (développé au CEA [Bellanger2002]) a mis en évidence un écart d'un facteur 3. On peut constater cet écart sur la figure qui suit :

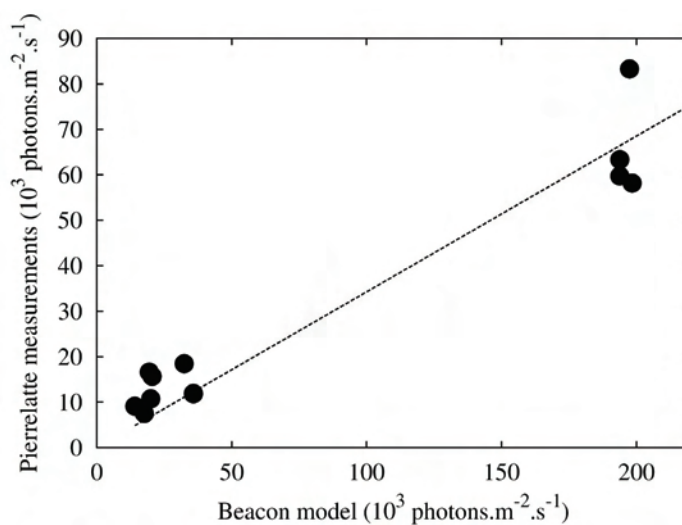


Figure 58 : Flux de photons rétro-diffusés à 330 nm. Confrontation des mesures de PASS-2 aux valeurs calculées à partir du code BEACON. On note un écart d'un facteur 3. Il est à noter que les valeurs expérimentales de cette figure ont été révisées en 2003 par rapport à celles de la Figure 57 (2000). Source : [Foy2003].

Cependant, cet écart a aussi été mesuré lors de la comparaison des données expérimentales du CEA de Saclay [Foy2003].

I.3.2.3.2.3. Problèmes inhérents à la technique

Réaliser une double excitation efficace des atomes de sodium dans la mésosphère n'est pas chose facile. En effet, il s'agit ici de coordonner deux lasers de façon très précise, et cela que ce soit sur le plan spatial, temporel ou spectral (il faut que les deux lasers excitent les mêmes classes de vitesses). Les expériences précédentes et le savoir-faire des « laseristes » témoignent en ce sens.

Ainsi, durant l'expérience PASS-2, il a pu être constaté que le recouvrement des deux faisceaux pouvait atteindre au meilleur des cas 90 % ; il apparaît dans ces conditions une diminution du flux rétro-diffusé de 20 %. Il est par ailleurs à noter que ce recouvrement est encore plus difficile à réaliser lorsqu'on observe avec un angle zénithal important, c'est-à-dire lorsque l'effet de prisme de l'atmosphère est accru. De plus, si le faisceau ne dispose pas d'OA à l'émission et que sa taille est largement supérieure à la valeur r_0 du site, on va obtenir une figure de « speckles » dans la mésosphère. Or, cette figure dépend de la longueur d'onde ; superposer deux « patterns » différents amène donc forcément à une baisse d'efficacité du processus d'excitation.

Autre problème qui n'est certes pas lié à la traversée de l'atmosphère par le faisceau : la synchronisation des deux impulsions laser. Synchroniser des impulsions à la nanoseconde est assez délicat¹ ; cela nécessite d'avoir des lasers de pompe à très faible « jitter » temporel² et des dispositifs électroniques de synchronisation (entre chaque étage³ des lasers et entre les impulsions des deux lasers) de qualité. Et comme souvent le prix est fortement lié à la qualité, deux chaînes laser de puissance à faible « jitter » temporel sont très coûteuses.

I.3.2.3.3. Deuxième solution : excitation résonnante à un seul photon

I.3.2.3.3.1. Principe de l'excitation à un seul photon

Cette solution a été publiée récemment par J.P. Pique et al. [Pique2006], bien que l'idée ait été émise dès 2004 [Pique2004]. Le principe est simple puisqu'il s'agit d'exciter directement le niveau $4P_{3/2}$ depuis le niveau fondamental $3S_{1/2}$ à l'aide d'un laser fonctionnant à 330 nm.

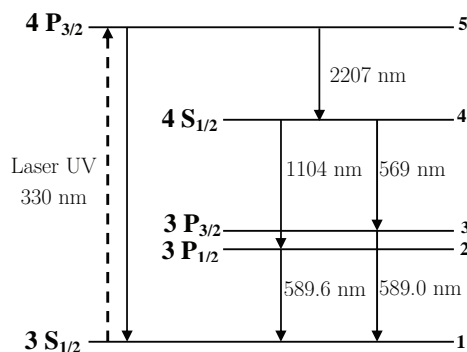


Figure 59 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium. Dans ce cas, l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ se fait par l'excitation directe à 330 nm. Après désexcitation, on obtient (comme dans l'excitation à deux photons) des composantes chromatiques dans l'IR ($2,2 \mu\text{m}$), dans le visible (D_1, D_2) et dans l'UV.

Cette solution évidente a pourtant été mise à l'écart dès l'idée originelle de la création d'une PLGS [Foy1995] pour deux raisons :

- la transition sature très vite si le laser d'excitation utilisé était monomode ; la solution « laser sans mode » n'avait pas encore été envisagée,

¹ Dans le cas où on utilise des lasers en impulsions. Pour obtenir des flux plus importants, il a été démontré que des lasers à puissance continue étaient préférables. Cependant, des lasers continus de fortes puissances aux longueurs d'onde d'excitation sont difficilement réalisables. Nous verrons cela dans la partie III.1 de cette thèse.

² Le « jitter » temporel représente le bougé temporel de l'impulsion lumineuse par rapport à son signal électronique de déclenchement.

³ Un « étage » laser correspond à un niveau de mise en forme (temporel, spectral, de puissance). Ainsi, un oscillateur ou un amplificateur sont des étages. On peut faire l'analogie avec les « étages » servant à la mise en forme d'un signal électronique.

- la diffusion Rayleigh a une section efficace proportionnelle à λ^{-4} ; ainsi, lors de la montée du faisceau laser, il y aura ~10 fois plus de diffusion à 330 nm qu'à 569 ou 589 nm pour une puissance laser identique.

Or, il convient non pas de comparer la diffusion Rayleigh pour des puissances égales à 330 nm et (569+589) nm, mais bien de comparer le rapport signal/bruit à flux de photons rétro-diffusés égal (le bruit étant ici la diffusion Rayleigh) que l'on obtiendrait avec ces deux processus¹.

I.3.2.3.3.2. Résultats théoriques

Conscients des propriétés remarquables du « laser sans mode » (saturation de l'absorption atteinte pour des puissances bien plus élevées que pour un laser monomode – efficacité d'excitation accrue), J.P. Pique et al. ont donc réalisé une étude comparative ([Pique2006]²) et ainsi pu relancer l'intérêt pour l'excitation directe à 330 nm.

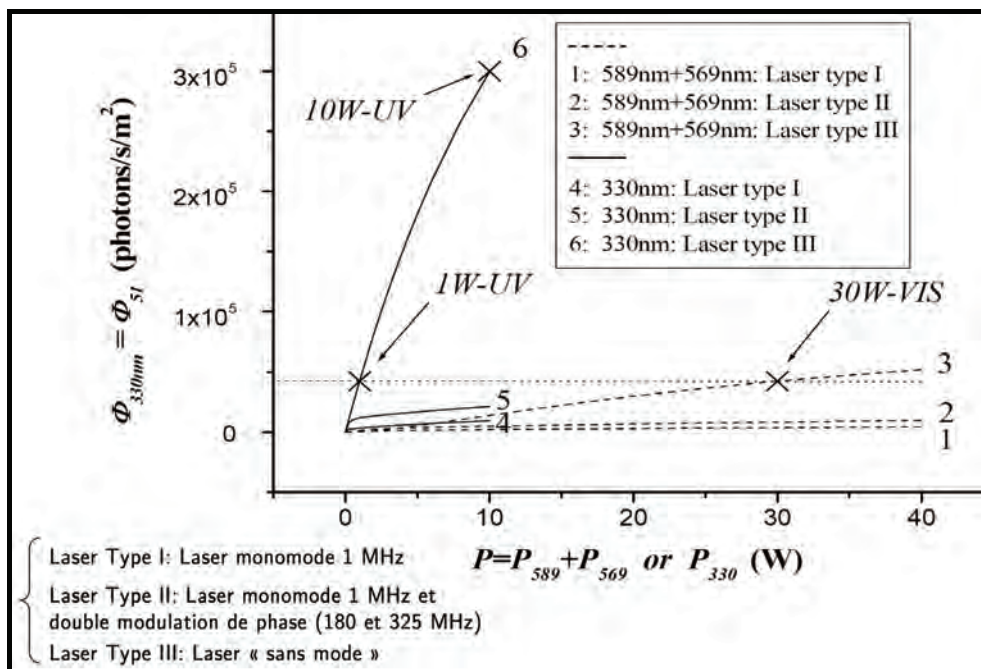


Figure 60 : Flux retournés à 330 nm pour une excitation monomode, monomode modulé en phase et « sans mode », en fonction de la puissance laser totale utilisée. Les courbes 1, 2 et 3 correspondent à la double excitation (569+589) nm alors que les courbes 4, 5 et 6 correspondent à l'excitation directe à 330 nm. On note que l'excitation directe présente une efficacité plus importante².

Source : [Pique2006].

On peut noter sur la figure ci-dessus que l'excitation directe pourrait être avantageuse dans la quête d'un flux élevé de photons à 330 nm. Ces résultats ont été obtenus avec l'ensemble des paramètres calculés dans la publication de Foy et al. [Foy1995]. Or, la valeur de ces paramètres peut fluctuer d'un auteur à l'autre et par conséquent modifier les résultats. La principale incertitude concerne la valeur de la section efficace d'absorption à 330 nm ; elle varie d'un facteur 4 selon les auteurs. Elle demande donc désormais à être vérifiée expérimentalement car il est clair que la solution d'un laser de faible puissance à 330 nm, si elle était possible, simplifierait énormément les choses.

¹ En étant limité uniquement par le bruit de photons.

² Ces résultats sont à confirmer puisque la valeur de la section efficace d'absorption du sodium à 330 nm semble surestimée.

I.3.2.4. Discussions sur les différentes solutions envisagées

Une étude comparative préalable a donc été réalisée au LSP [Pique2006], et les résultats (bien que demandant à être réévalués) ne rejettent pas la possibilité d'une excitation directe à 330 nm.

I.3.2.4.1. Efficacité des processus d'excitation

Le but ici est de voir quelle méthode nous permettrait d'obtenir le flux requis sachant qu'à ce jour, il n'est pas encore défini avec précision.

L'article du LSP [Pique2006] montre que :

- malgré une probable surévaluation de la section efficace d'absorption à 330 nm, une puissance de quelques watts à 330 nm permettrait d'égaliser le flux obtenu avec 2*20 W dans le schéma d'excitation à 2 photons ;
- pour atteindre la valeur asymptotique de $3,7 \cdot 10^5$ photons/s/m² mentionnée dans la partie I.4.1.4, quelques dizaines de watts à 330 nm (excitation directe) suffisent alors qu'il faudrait 2*200 W dans le cas de la double excitation.

En ce qui concerne le bruit dû à la diffusion Rayleigh, notons que le rapport η_R des contributions Rayleigh a pour valeur :

$$\eta_R = \frac{P_{330}}{P_{569+589}} \cdot \left(\frac{\lambda_{579}}{\lambda_{330}} \right)^4 \approx 0,25 \quad \{1.74\}$$

où P_{330} et $P_{569+589}$ sont respectivement les puissances (au sol) à 330 nm et à (569+589)nm, λ_{330} et λ_{579} étant les longueurs d'onde des lasers.

La diffusion Rayleigh pour un flux de photons retourné identique pour les deux schémas d'excitation est donc à peu près quatre fois moindre à 330 nm qu'à (569+589) nm. Elle ne peut donc être considérée comme un problème dans l'excitation à 330 nm. De plus, la diffusion Rayleigh n'est véritablement plus un problème lorsque le tir laser est réalisé dans l'ombre du miroir secondaire. En effet, et sans se préoccuper des considérations de flux, tous les télescopes équipés de LGS ont résolu ce souci en installant le projecteur laser derrière le miroir secondaire ; de cette façon, ils ont la possibilité de bloquer spatialement la contribution néfaste du rayonnement Rayleigh à l'aide de « field stop » placé devant le WFS (voir pour cela la partie I.3.1.3.5). Certes, il n'est pas à négliger que la diffusion des basses couches est 10 fois plus importante – à puissance égale - à 330 nm que dans le jaune (569-589 nm), mais il convient alors d'estimer le rapport signal/bruit en fonction des puissances utilisées (lorsqu'on est limité par le bruit de photons). Par ailleurs, une solution pour augmenter le rapport signal/bruit a été apportée¹, au cas où le rayonnement Rayleigh parasite serait trop important. Elle se base sur le fait que les photons provenant de la diffusion Rayleigh et ceux issus de la PLGS ont différentes caractéristiques de polarisation. Le gain en rapport signal/bruit est considérable [GuilletDeChatellus2006]. Nous expliciterons cette méthode dans le deuxième chapitre de cette thèse.

Par ailleurs, il est important de noter que la dimension de la TTLGS varie avec la longueur d'onde en λ^2 . Par conséquent, la TTLGS produite par excitation à 330 nm devrait être réduite d'un

¹ Fruit d'une recherche menée par notre équipe au Laboratoire de Spectrométrie Physique.

facteur 3 par rapport à la TTLGS produite par la double excitation, et cela sans que le flux produit ne soit changé (grâce à la propriété du laser sans mode qui permet d'atténuer le phénomène de saturation). Ce point n'est pas à négliger.

Comme nous venons de le dire, obtenir de forts flux à 330 nm demande des puissances laser très importantes si on utilise le procédé de double excitation (de l'ordre des puissances de l'expérience PASS-1 soit 2x200 W). Il y a de fortes chances pour qu'un laser UV (à 330 nm) produise le même résultat mais avec une puissance beaucoup plus raisonnable. Il faut savoir que créer des lasers délivrant une puissance de l'ordre de la centaine de watt à 589 ou 569 nm est difficilement réalisable de nos jours. Quelques types de laser solides parviennent à sortir de la puissance à 589 nm (addition de fréquence de 2 lasers YAG [Denman2004] ou de 2 fibres laser [Pennington2004], laser Raman [Hackenberg&Bonaccini2002], ...) mais aucun, à notre connaissance, ne permet de sortir de fortes puissances à 569 nm. Certes, les lasers de la séparation isotopique parviennent à obtenir près de 1000 W à des longueurs d'onde proches de 569 et 589 nm [Avicola1994], mais une telle installation sur un site astronomique paraîtrait démesurée (volume nécessaire énorme, énergie requise monumentale, conditions de sécurité drastiques...).

1.3.2.4.2. Considérations pratiques et pécuniaires

Si la solution de l'excitation directe à 330 nm s'avérait fructueuse, il faudrait prendre en compte les aspects de commodité et de simplicité qu'elle amènerait par rapport à la méthode de la double excitation. On peut noter ses avantages dans les deux catégories suivantes :

- la conception des lasers
- l'implémentation sur un site astronomique

En effet, s'agissant de la réalisation des lasers, il nous paraît certain que concevoir un seul « laser sans mode » à 330 nm sera bien plus aisé que deux « lasers sans mode » à 569 et 589 nm. Quatre points viennent argumenter cette orientation :

- la caractéristique spectrale requise pour un processus d'excitation optimal est difficile à obtenir dans le cas du laser à 569 nm¹ alors qu'elle est bien plus évidente à 330 nm (ou à 589 nm) ;
- la synchronisation temporelle précise entre les deux lasers (569&589 nm) que nécessite la double excitation sont des contraintes qui n'apparaissent pas dans le cas d'une excitation directe (voir partie I.3.2.3.2.3) ;
- la forte puissance requise à 569 nm implique à ce jour l'utilisation unique de colorant comme milieu amplificateur alors que des solutions « tout-solide » existent déjà à 330 et 589 nm ² ;
- le coût pour deux chaînes laser de puissance est inévitablement plus élevé que pour une seule chaîne, et cela est d'autant plus vérifié que la synchronisation temporelle précise de deux lasers admet nécessairement l'acquisition de matériels coûteux.

¹ Largeur spectrale de 1GHz bien plus difficile à obtenir que les ~3GHz requis pour les lasers à 330 et à 589 nm. Ces largeurs spectrales dépendent de la transition qu'on désire exciter. Tout cela est développé dans la partie III.1 de cette thèse.

² L'utilisation de colorant n'est pas proscrite sur les sites astronomiques (exemple du Keck II), mais les solutions « tout-solide » apporteraient des avantages non-négligeables (réduction de l'encombrement, normes de sécurité moins sévères...).

Nous voyons donc, en comparaison de l'élaboration des deux chaînes laser (569&589)nm, que par la (relative) simplicité qu'elle amènerait – diminution du temps de développement – et par son financement beaucoup moins onéreux, une chaîne « laser sans mode » à 330 nm serait une avancée bénéfique pour le projet ELP-OA et pour toutes les applications pouvant découler d'une quelconque utilisation de la PLGS.

On pourra noter que l'étape recherche & développement d'une seule chaîne laser à 589 nm (sans aucune synchronisation nécessaire, ce qui provoquerait des coûts supplémentaires) a coûté au télescope Gemini North et au Keck II la somme de ~3 millions de dollars.

Concernant l'implémentation d'une PLGS sur des sites astronomiques, il va sans dire qu'une seule chaîne laser aurait des avantages indéniables par rapport aux chaînes laser (569&589) nm :

- première évidence : le volume occupé serait ~2 fois moindre ; comme on peut l'imaginer, l'encombrement minimal est conseillé lorsqu'on souhaite implanter un instrument scientifique dans une coupole.
- deuxième point : la sécurité. Nous avons vu que (dans le cas où l'excitation directe donnerait des résultats bien meilleurs que la double excitation - cela demande à être quantifier expérimentalement), pour obtenir le flux requis pour une correction acceptable du tip-tilt, les puissances en jeu à (569&589) nm seraient bien plus importante que la puissance nécessaire à 330 nm. Or, sur un site astronomique, la sécurité est primordiale [LeMignant2006] [d'Orgeville2005]. On comprend alors aisément qu'il est préférable de gérer des puissances laser les plus faibles possibles. Dans ce cadre sécuritaire, l'intérêt se porte donc sur la solution à 330 nm.
- troisièmement, la sécurité aérienne pose moins de problèmes à 330 nm car, par exemple, les hublots des avions ne transmettent pas à cette longueur d'onde.
- la quatrième certitude concerne le prix du développement et de l'installation du système laser : comme nous venons de le voir, développer deux lasers va inévitablement revenir plus cher qu'un seul laser. Ce point n'est pas à négliger quand on s'attarde sur le prix des lasers en fonctionnement dans tous les systèmes de LGS AO.

Par ailleurs, si le flux de la PLGS dans le visible (D_1 , D_2) était suffisant, le système ne nécessiterait plus de LGS annexe (D_2) pour corriger les ordres supérieurs ; la correction de tous les ordres se ferait alors à partir de la PLGS. La seule opération additionnelle consisterait à régler le problème du focus, et cela se fera à l'aide d'une NGS.

Bien que le projet ELP-OA soit basé sur le processus d'excitation à deux photons, la réalisation d'une PLGS par excitation directe, au vu de tous ces arguments en sa faveur, paraît extrêmement plus simple qu'avec la méthode de la double excitation. La comparaison expérimentale entre l'efficacité des deux techniques n'ayant pu être accomplie à ce jour, les présents résultats et perspective ne se basent que sur des simulations. Il devient évident que seule une étude comparative pourra permettre d'orienter l'avenir de la PLGS vers l'une ou l'autre méthode. Celle-ci est envisagée dans notre équipe au Laboratoire de Spectrométrie Physique et une expérience de photométrie sur le ciel est aussi prévue (au télescope CFHT). Les résultats devraient survenir au cours de l'année 2007.

4. Etat de l'art du projet ELP-OA

I.4.1. Cahier des charges.....	82
I.4.2. L'instrument de mesure instantanée du tip-tilt : ATTILA	87
I.4.3. Choix des lasers.....	90
I.4.4. Le problème des vibrations du télescope.....	90
I.4.5. L'étoile laser polychromatique : l'intérêt croissant des grands télescopes	93

Introduction

Nous avons pu constater jusqu'à présent que, malgré les différentes expériences sur le ciel et les résultats fournis par des modèles sophistiqués développés dans le but de comprendre les phénomènes en jeu, plusieurs interrogations restent en suspens :

- Quel est le flux de photons nécessaire à 330 nm ?
- Quel est le processus le plus efficace pour obtenir ce flux de photons ?

Le premier point nécessite que le niveau de correction que l'on souhaite obtenir soit défini (rapport de Strehl). En prenant alors en compte les paramètres de la turbulence atmosphérique du site expérimental (r_0 , τ_0), ceux du spot vu depuis le télescope, ainsi que du diamètre et de l'efficacité de l'appareil de détection, et celle de l'appareil de correction (tous ces paramètres sont connus), il ne reste plus qu'à estimer la puissance laser nécessaire (à partir de systèmes existants : Keck II, Gemini North...) ou bien à l'extrapoler (si besoin) à partir d'une expérience sur le ciel. Celle-ci est prévue dans le planning du projet ELP-OA ; elle devrait se dérouler fin 2008-début 2009, en utilisant la méthode de la double excitation.

Attardons nous ici sur l'état des avancées des divers instruments composant le démonstrateur qui sera placé à l'Observatoire de Haute-Provence, et qui aura pour but de démontrer qu'il est possible de corriger le tip-tilt à partir d'une PLGS.

I.4.1. Cahier des charges

Nous faisons ici un bref exposé des paramètres qu'impose l'expérience et des conditions dans lesquelles elle doit s'opérer.

I.4.1.1. Choix des longueurs d'onde étudiées

Nous avons pu voir jusqu'à présent que pour connaître la valeur du tip-tilt réel (à une longueur d'onde donnée), il fallait une mesure du tip-tilt différentiel. Or, les composantes chromatiques accessibles sont celles fournies par la cascade radiative lors de l'excitation à deux photons : 330,

569, 589.0, 589.6, 1140, 2207 et 2338 nm (partie I.3.2.3.2.1). Il convient de se rappeler que la déduction du tilt réel s'effectue à l'aide de la formule :

$$\theta(\lambda_3) = \gamma \cdot \Delta\theta_{\lambda_1, \lambda_2} \quad \{1.75\}$$

avec $\gamma = \frac{n_{\lambda_3} - 1}{\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}}$ {1.76}. La précision requise sur la mesure différentielle dépend donc de ce

facteur γ . Par conséquent, le choix du couple de longueurs d'onde étudié pour la mesure du tilt doit se faire en fonction de ce paramètre (Tableau 5).

Tableau 5 : Calcul du coefficient γ pour chaque couple de longueurs d'onde permis par la PLGS (cas de l'excitation à deux photons).
Source : [Girard2005].

λ en nm	330	569	589	589.6	1140	2207	2338
330	0	25.6	25.8	25.8	19.7	18.6	18.5
569		0	≥ 830	≥ 830	75.2	61.0	60.5
589			0	$\simeq 0$	82.8	65.8	65.3
589.6				0	82.8	65.8	65.3
1140					0	308.8	320.6
2207						0	≥ 8400
2338							0

Au vu des résultats du tableau ci-dessus, le choix du couple [330, 2338] nm s'impose naturellement¹. Malheureusement, aucun détecteur ne peut à la fois fonctionner dans l'UV et dans l'IR. Etudier ce couple revient donc à utiliser deux détecteurs, c'est-à-dire à réaliser deux voies de traitement. La complexité qu'amène un tel système est importante (calibration des deux voies, réponses aux vibrations...). Il est néanmoins préconisé. Afin de n'utiliser qu'un seul détecteur, il est tout de même envisageable d'observer le couple [330, 589 (D_1 ou D_2)] nm qui a un facteur γ plus important.

I.4.1.2. Précision recherchée

Il est important que ce paramètre soit fixé afin de pouvoir discuter sur des questions de flux ou autres puissances laser. Ainsi, si on suppose un rapport de Strehl de 40% à 550 nm ², on peut établir la valeur du résidu de tilt à partir de l'équation suivante [Shöck2002] :

$$S_{tilt} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \pi^2 \sigma_{tilt}^2 (D_r / \lambda_c)^2} \quad \{1.77\}$$

où S_{tilt} est le rapport de Strehl, σ_{tilt}^2 est la variance de la mesure du tilt, D_r est le diamètre du télescope de réception et λ_c est la longueur d'onde à laquelle s'effectue la correction. On trouve ainsi que le tilt résiduel sur chaque axe doit être de 41 mas rms. Cette valeur étant la contribution de deux effets (erreur temporelle due au retard entre la mesure et la correction, erreur due au bruit

¹ Il est à par ailleurs à noter que le couple [330, 2207] nm accessible par l'excitation directe à 330 nm a lui aussi un très bon γ .

² Raisonnement développé par J.P. Véran (Herzberg Institute of Astrophysics, Canada) afin de donner une estimation du flux nécessaire à 330 nm [Veran2006].

de mesure), et ceux-ci s'additionnant quadratiquement, les deux erreurs ont une amplitude équivalente ≈ 29 mas rms (les systèmes d'OA sont configurés de façon à ce que les erreurs aient la même amplitude). La mesure du tilt différentiel demandant une précision 18,5 fois plus grande (dans le cas le plus favorable : couple 330-2338 nm), son erreur de mesure devra être de 1,6 mas rms, soit $\sim 2\%$ d'une tache d'Airy à cette longueur d'onde (une tache d'Airy à 550 nm ≈ 91 mas) et environ 1% de la taille d'un spot LGS. Rappelons que la dimension de la LGS mesurée par le télescope Keck II est d'environ 1.4 arcsec ; la précision sur la mesure du tilt différentiel doit donc être redoutablement précise. Nous verrons dans la partie I.4.1.4 comment se traduit cette précision en terme de flux.

I.4.1.3. Echantillonnage temporel

La valeur du temps de cohérence du tilt τ_θ calculé pour l'OHP varie entre 105 et 220 ms pour des valeurs de r_0 allant de 5 à 11 cm [Schöck2002]. Par conséquent, le temps d'intégration (temps de pose du détecteur) doit être inférieur à ce temps de cohérence afin d'obtenir une valeur instantanée du tip-tilt. Schöck et al. ont montré par modélisation que le temps d'intégration optimal (pour un $r_0 = 10$ cm) était de 35 ms. Cependant, si on veut utiliser la restauration de phase (méthode qui pourrait amener un gain proche de 10 en sensibilité de mesure), ce temps d'intégration doit nécessairement être plus petit afin de pouvoir accéder aux hautes fréquences spatiales des images (temps de Greenwood variant de 12 à 26 ms pour un r_0 allant de 5 à 11 cm).

Récemment, en vue d'avoir une estimation du flux nécessaire à l'OHP, J.P. Véran a choisi une méthode plus pragmatique [Veran2006]. Il part ainsi de la précision requise sur la mesure du tilt différentiel (29 mas rms, voir la partie I.4.1.2) pour remonter, à l'aide du programme ayant servi à la modélisation d'Altair (voir la partie I.3.2.2.2), au flux nécessaire pour chaque composante chromatique du couple (de longueurs d'onde de la PLGS) étudié. Ces calculs prévoient qu'une fréquence de trame de 55 Hz (soit un temps d'intégration de ~ 18 ms) réduirait l'erreur sur le tilt à 29 mas rms¹.

I.4.1.4. Flux requis pour ELP-OA

Cette question délicate est sujette à débat. Jusqu'à la parution de l'article de J.P. Pique et al. en 2006 [Pique2006], l'évaluation du flux à 330 nm se basait sur l'extrapolation de l'expérience PASS-1². Il est donc convenu, à ce jour, que le flux disponible dans le cadre du projet ELP-OA sera compris entre $5 \cdot 10^4$ et $2 \cdot 10^5$ photons/s/m². Cependant, il persiste de nombreuses incertitudes sur ce chiffre théorique qui s'expliquent par le fait qu'une correspondance entre le flux fourni (par la PLGS) et la précision obtenue (sur le tip-tilt) n'a encore jamais été réalisée à l'OHP, et que les études de photométrie effectuées jusqu'à présent peuvent recéler de nombreuses erreurs. Rappelons que l'expérience ATTILA a été réalisée avec des flux d'environ $3,8 \cdot 10^6$ photons/s/m² (partie I.3.2.3.1.3).

¹ Alors qu'elle est de 192 mas rms pour un tilt non-corrigé (valeur calculée).

² Expérience détaillée dans la partie I.3.2.3.2.2.

Flux basé sur les résultats expérimentaux du télescope Keck II :

Pour déterminer cette valeur, l'idée de Pique et al. a été d'utiliser les données relatives à la mesure du tilt du télescope Keck II équipé d'un système LGS en fonctionnement routinier, pour en déduire le flux qui doit être nécessairement fourni par une PLGS (dans les mêmes conditions). Le calcul est simple [Pique2006]. On prend comme référence le flux de photons nécessaire au bon fonctionnement de la partie « tip-tilt » du télescope Keck II (en accord avec les résultats préliminaires du télescope Gemini North). Comme nous pouvons le constater sur la Figure 42, le système fonctionne convenablement jusqu'à une magnitude de la TTNGS (pour Tip-Tilt Natural Guide Star) de $m_V \approx 16$ ¹. Utilisant l'équation suivante :

$$m_V = -2,5 \cdot \log_{10} \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad \{1.78\}$$

où $\Phi_0 = 1,043 * 10^{10}$ photons/s/m² (flux délivré par l'étoile Véga dans la bande V centrée sur 555 nm), on a alors le flux correspondant à une magnitude de 16 : $\Phi_{TTNGS} = 4,2 * 10^3$ photons/s/m². Cette valeur de flux n'est valable que dans le cas où on fonctionne avec une étoile naturelle, c'est-à-dire lorsqu'on mesure directement le tilt. Dans le cas d'une étoile artificielle polychromatique, ce flux va être bien plus élevé. En effet, la relation utilisée pour le calcul du tilt est la suivante :

$$\theta = \frac{n_3 - 1}{n_2 - n_1} \cdot \Delta\theta \quad \{1.79\}$$

où n_3 est l'indice de réfraction atmosphérique à la longueur d'onde d'observation ; n_2 et n_1 sont les indices aux deux longueurs d'onde servant à la mesure du tilt différentiel. Dans le cas le plus favorable où on utilise le couple [330, 2338] nm, on a alors :

$$\theta \approx 18 \cdot \Delta\theta \quad \{1.80\}$$

La précision sur la mesure de $\Delta\theta$ doit donc être 18 fois plus importante que pour la mesure de θ . Par ailleurs, il faut mesurer les centroïdes de deux étoiles (soit un facteur $\sqrt{2}$ sur le flux de chaque étoile). Par conséquent, le flux de la PLGS à 330 nm doit être (2*324) fois² plus important que le flux d'une TTNGS³ :

$$\Phi_{TTLGS} = 2 * 324 * \Phi_{TTNGS} \approx 2,8 * 10^6 \text{ photons/s/m}^2 \text{ (TTLGS pour Tip-Tilt LGS)}.$$

Ce flux correspond quasiment au flux requis pour une LGS utilisée au télescope Keck II ($1,7 * 10^6$ photons/s/m² – magnitude 9,5⁴ [Wizinowich2006]).

Il est clair que ce calcul de flux repose sur les données actuelles du télescope Keck II qui pourront s'améliorer dans le temps, et qu'il conviendra d'en tenir compte.

Flux calculé à partir d'un modèle en vigueur :

J.P. Véran, toujours dans le cadre de son étude ([Veran2006] - voir aussi les parties I.4.1.2 et I.4.1.3), montre que pour l'OHP, le nombre de photo-électrons nécessaire (sur la caméra) pour

¹ Le rapport de Strehl typique obtenu en bande K au Keck est 0.35, 0.27 et 0.1 pour des magnitudes respectives de 14, 16 et 19 [Wizinowich2006].

² $18^2=324$.

³ On ne prend pas en compte ici le gain en sensibilité (3 à 10) que pourrait amener l'algorithme de restauration de la phase développé à l'Observatoire de Lyon (voir Figure 50 – à droite).

⁴ Pour un fonctionnement au zénith, une LGS de magnitude 10,5 est suffisante [Wizinowich2006].

arriver à une erreur finale sur la position du tilt devrait être de $6,5 \cdot 10^6$ photons/s/m² (addition des deux composantes du couple étudié ; on admet ici que l'une et l'autre ont une contribution identique en terme de photo-électrons créés). En tenant compte de la perte en flux lors de la rétro-diffusion, et de la transmission globale du système de détection (l'association de ces deux contributions est évaluée à 0,08 pour le projet ELP-OA [Schöck2002]), on arrive à un flux pour la composante chromatique la moins intense de la PLGS (c'est-à-dire à 330 nm ¹) de $8,2 \cdot 10^7$ photons/s/m². Si tel était le cas, J.P. Véran estime qu'il faudrait diminuer la taille du spot à 0,2 arcsec à 0,5 μm (alors qu'elle est au mieux de 1 arcsec sans optique adaptative à l'aller et au retour) en introduisant une optique adaptative à l'émission (la limite diffraction du télescope de 50 cm préconisé pour le projet ELP-OA étant de ~0,2 arcsec à 0,5 μm) et à la réception (OA à haut ordre) car le flux requis est proportionnel au carré de la taille de ce spot. Dans ce cas, le flux théorique nécessaire serait de $3,2 \cdot 10^6$ photons/s/m². Ce chiffre est compatible avec la valeur calculée plus haut à partir des données expérimentales du télescope Keck II [Pique2006].

Flux limite théorique :

Mais il y a beaucoup plus grave. A la limite asymptotique correspondant à des puissances laser de plusieurs centaines de watts, le flux maximum s'écrit :

$$\Phi_{330}^{\max} = \frac{N * f_{rep} * n_{excitations} * r_{branchement}}{4\pi H^2} \quad \{1.81\}$$

où $N = 2 * 10^{13}$ est le nombre d'atomes en interaction avec le laser ($N = \rho S$ où $\rho = 4 * 10^{13} m^{-2}$ est la densité de colonne d'atomes de sodium et $S = 0,5 m^2$ est la taille du spot dans la mésosphère), $f_{rep} = 17 kHz$ est le taux de répétition du système laser, $n_{excitations} = 0,5$ est le nombre moyen maximal d'excitations de chaque atome durant une impulsion (c'est-à-dire pour des puissances laser infinies), H est l'altitude de la LGS (95 km) et $r_{branchement}$ est le rapport de branchement d'émission sur la transition observée :

- $r_{branchement} = 1/9$ pour l'excitation à deux photons,
- $r_{branchement} = 1/3$ pour l'excitation à un seul photon.

On a donc :

- $\Phi_{330}^{\max} = 1,7 * 10^5$ photons/s/m² pour l'excitation à deux photons,
- $\Phi_{330}^{\max} = 5 * 10^5$ photons/s/m² pour l'excitation à un seul photon.

Dans le cas de l'excitation à deux photons, pour atteindre le flux de J.P. Véran (avec OA à l'émission et à la réception), il faudrait augmenter le taux de répétition des lasers à ~300 kHz tout en maintenant la même énergie par impulsion. Ceci correspondrait à des puissances phénoménales de l'ordre de 1000 W ! Il semble donc que les flux requis ne pourront pas être atteint facilement ; néanmoins, il convient de réaliser l'expérience afin d'établir un constat et de donner des suites éventuelles au concept d'étoile laser polychromatique.

¹ Si la composante D₁ n'est pas utilisée.

I.4.1.5. Echantillonnage spatial et spectral

On rappelle brièvement ici, à titre informatif, les caractéristiques de l'appareil de détection [Girard2005]. Pouvant donner la possibilité de travailler à la fois avec la méthode du centre de gravité (CG) et de restauration de la phase (RP), l'échantillonnage angulaire est de 20 pixels linéaires par seconde d'arc, soit 2 pixels par tâche d'Airy dans le jaune (~ 579 nm).

Concernant l'échantillonnage spectral, le choix de la méthode de mesure (CG ou RP) va déterminer le choix de la bande spectrale permise. En effet, pour accéder aux hautes fréquences spatiales (images tavelées) nécessaires dans la méthode de restauration de la phase, il faut que la bande passante d'observation soit suffisamment étroite pour éviter d'avoir une superposition d'images monochromatiques qui serait responsable d'une baisse du contraste. Cela limite donc forcément le flux par pixel. Contrairement à cela, dans la méthode du centre de gravité, une bande spectrale large permet de recueillir plus de photons mais on perd alors la structure en tavelures. Par conséquent, on perd aussi de la précision sur la mesure des positions.

Le choix de la méthode dépend donc du flux de photons retournés par la PLGS.

I.4.2. L'instrument de mesure instantanée du tip-tilt : ATTILA

Dans le cadre du projet, l'instrument permettant de mesurer le tilt différentiel est ATTILA (Figure 61). Cet appareil évolutif avait comme but originel de démontrer expérimentalement qu'il existait un lien entre le tilt réel et le tilt différentiel, condition *sine qua non* pour valider le concept. Cette démonstration réalisée avec succès, il se trouve désormais en phase d'évolution et devra permettre d'effectuer la mesure du tilt différentiel avec précision à partir d'une PLGS. La quasi-intégralité des développements et résultats concernant ce dispositif se trouve dans la thèse de J. Girard [Girard2005].

I.4.2.1. Principe de fonctionnement

Jusqu'à présent, ayant à sa disposition le spectre étendu d'une étoile naturelle pour fonctionner, il était pourvu de quatre canaux d'observation à des longueurs d'onde facilitant l'expérience originelle (365, 395, 570 et 700 nm), mais qui ne correspondaient pas aux longueurs d'onde que peut fournir une PLGS.

Tableau 6 : Correspondance des valeurs de l'échantillonnage spatial à différents niveaux du système.
Source : [Girard2005].

Ciel	foyer coudé	détecteur	pixels	commentaire /correspondance
1''	210,4 μm	153,58 μm	20,75	une seconde sur le ciel.
4,75''	1 mm	0,73 mm	99	un millimètre au foyer coudé.
6,51''	1,37 mm	1 mm	135	un millimètre sur le détecteur.
12,35''	2,6 mm	1,9 mm	256	diamètre du trou au foyer coudé \rightsquigarrow champ.
48,8 mas	10,14 μm	7,4 μm	1	un pixel du détecteur.
83 mas	17,42 μm	12,71 μm	1,72	tache d'Airy ($1,22\lambda/D$ à $\lambda = 500$ nm).

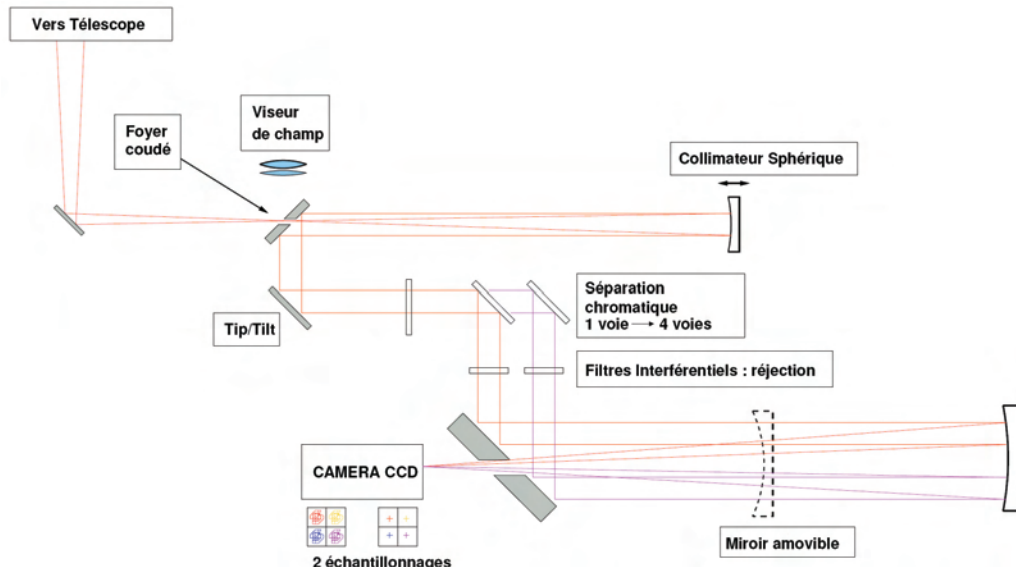


Figure 61 : Concept optique d'ATTILA tel qu'il était utilisé lors de l'étude de faisabilité visant à montrer qu'il existait une relation entre tilt réel et tilt différentiel. On obtient, grâce à ces systèmes séparés, quatre images monochromatiques séparés spatialement sur le détecteur.
 Source : [Girard2005].

Il faut donc faire évoluer ce système de façon à ce qu'il s'adapte aux longueurs d'onde requises par le projet, et en intégrant éventuellement une voie IR¹, sous peine de devoir accroître la précision requise sur la mesure de 40% (facteur γ passant de 18,5 à 25). Il est même envisagé de changer de concept optique pour revenir à une solution proche de l'instrument utilisé pour PASS-2 [Girard2005].

1.4.2.2. Couplage avec un système d'optique adaptative

Même si le but du projet n'est de corriger que le tip-tilt (seul un miroir à asservir), il a été envisagé de coupler l'instrument ATTILA à une OA (qui sera d'ailleurs peut-être nécessaire, voir la partie I.4.1.4). Cette étude, effectuée par J. Girard, utilise l'optique adaptative à courbure développée par l'Observatoire de la côte d'Azur pour l'interféromètre GI2T [Hamdani2004]. Le schéma descriptif apparaît sur la Figure 62. La réalisation d'un couplage ATTILA-OA n'est certes pas à l'ordre du jour mais il convient néanmoins de constater que cela est possible. De plus, les évolutions nécessaires d'ATTILA devront prendre en compte le fait que ce dernier peut, si besoin, être couplé avec une OA. Ce point n'est pas à négliger, notamment si l'expérience ELP-OA était amenée à être transposée sur des télescopes munis d'OA.

¹ Cette solution semble la plus appropriée car dans la situation alternative possible, la mesure dans le jaune est rendue complexe du fait qu'il est difficile de séparer spectralement les composantes D₁ et D₂ de la PLGS, très proches l'une de l'autre.

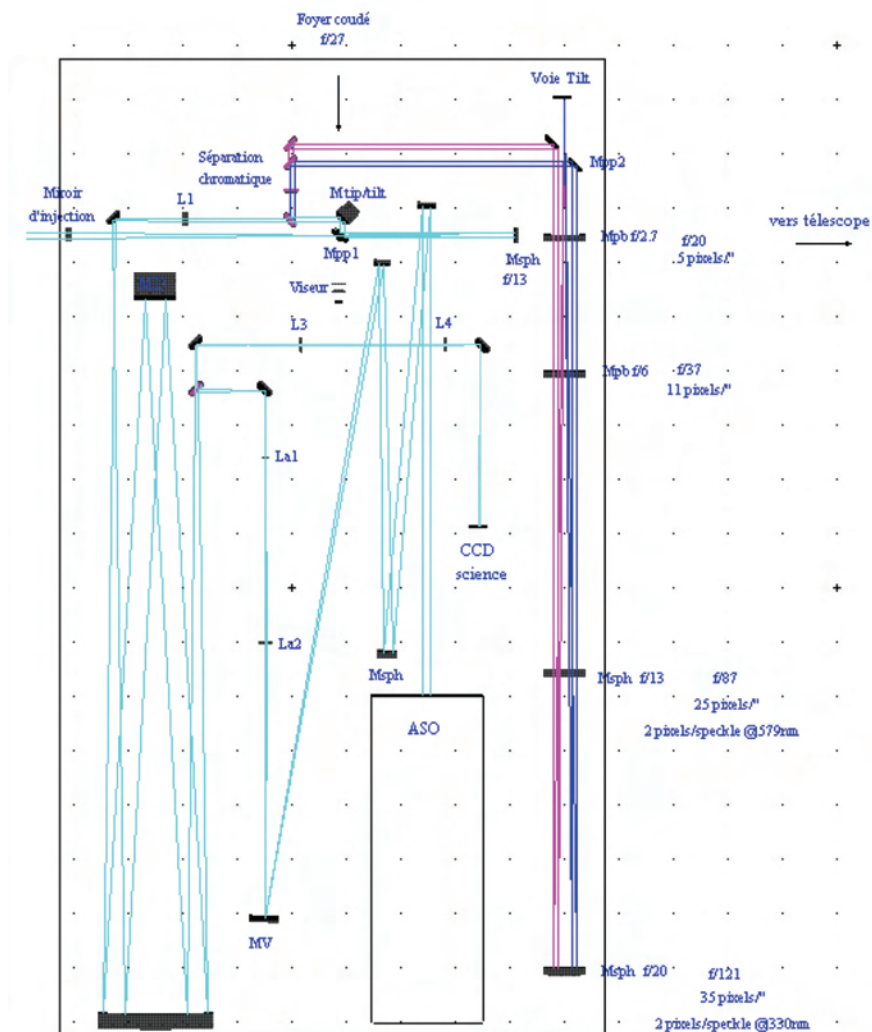


Figure 62 : Etude du couplage de l'instrument ATTILA avec le système d'optique adaptative développé par l'Observatoire de la Côte d'Azur. Dans cette configuration, les composantes à 569 et 589 nm sont séparées et servent respectivement à la mesure du tilt et à l'analyse du front d'onde (pour la correction des ordres supérieurs).
Source : [Girard2005].

I.4.2.3. Limites de l'instrument ATTILA

Comme nous avons pu le voir dans la partie I.4.2.1, l'instrument ATTILA est en phase de développement. De nombreux points sont encore à perfectionner en vue d'en obtenir des performances satisfaisantes pour le projet.

Ainsi, son concept optique devra peut-être être repensé ; il devra en tous cas intégrer une voie d'analyse dans l'IR, celle-ci permettant d'avoir le paramètre γ le plus faible permis (parmi ceux accessibles par la PLGS) et évitant d'avoir à séparer les composantes à 589.0 et 589.6 nm nécessaire pour l'analyse d'un couple [UV, Visible].

La précision d'ores et déjà accessible avec ATTILA sur la mesure du tilt différentiel est de 0,26 pixel, soit 12,7 mas rms (voir le Tableau 6). Il y a encore un facteur ~ 8 à gagner en précision pour atteindre le 1,6 mas rms estimée par J.P. Véran (partie I.4.1.2). Il faut cependant noter que ces mesures de précisions ont été réalisées sur des étoiles dont la composante chromatique la plus faible (UV) avait un flux de $\sim 4 \cdot 10^5$ photons/s/m² [Girard2005]. Avec un flux plus faible, la précision serait moindre et la correction de l'image ne serait pas celle attendue. Ainsi, les efforts entrepris en vue d'améliorer l'instrument sont à poursuivre.

Nous avons vu (partie I.4.1.4) que la question du flux nécessaire est problématique. L'estimation de J.P. Véran est de $8,2 \cdot 10^7$ photons/s/m² par composante chromatique (sans OA à l'émission et à la réception – [Veran2006]). Cette valeur est calculée à partir d'un coefficient de transmission globale de 0,08. Or, le système de détection actuel (miroirs des télescopes, système d'analyse) ne donne pas encore un aussi bon coefficient de transmission [Girard2005]. Il convient donc de travailler ce point (traitement adéquat des surfaces optiques – surtout dans l'UV-, dichroïques de meilleure qualité, rendements quantiques des détecteurs...).

De plus, il est envisagé d'améliorer le traitement des données. La méthode du centre de gravité est jusqu'à présent la méthode la plus efficace dans le traitement d'image mais des travaux sont en cours à l'Observatoire de Lyon concernant la méthode de restauration de la phase [Rondeau2006]. Elle pourrait améliorer grandement la précision de mesures (jusqu'à un gain de ~ 10); son succès serait estimable. Par ailleurs, d'autres techniques sont en cours d'étude au CFHT.

I.4.3. Choix des lasers

De récentes discussions ont porté sur la question du flux de photons nécessaires pour la correction du tip-tilt. Il paraît clair qu'un flux de $\sim 5 \cdot 10^4$ photons/s/m² [Shöck2002], tel qu'il était envisagé jusqu'alors, semble beaucoup trop faible (voir la partie I.4.1.4). Augmenter ce flux revient forcément à augmenter la puissance des lasers et leur taux de répétition. Le laser sans mode que nous développons dans cette thèse est bien adapté pour cet exercice. En effet, son aspect « sans mode » permet d'atteindre les valeurs asymptotiques plus rapidement que les lasers de type SILVA. En plus de cela, de par sa conception, il permet d'atteindre des taux de répétition dépassant les 100 kHz.

Concernant le processus d'excitation à choisir, une expérience pourra être réalisée en parallèle, visant à comparer par des tests photométriques l'efficacité des deux méthodes d'excitation proposées pour la création de PLGS. Elle peut être aussi bien réalisée en laboratoire (dans un premier temps par exemple) ou/et en conditions réelles (sur un site astronomique). S'il s'avérait que la méthode de l'excitation directe était plus intéressante que celle de la double excitation, elle pourrait être utilisée pour la création (éventuelle¹) des PLGS du futur.

I.4.4. Le problème des vibrations du télescope

L'imagerie en haute résolution angulaire nécessite que le guidage du télescope compense exactement la rotation de la Terre autour de son axe afin de ne pas rajouter d'effet de « tip-tilt » à celui déjà amené par la turbulence atmosphérique. Or, le guidage n'est jamais parfait et il persiste des écarts résiduels qui, couplés à d'autres phénomènes parasites (vent, effet de dôme, contraintes mécaniques), peuvent s'avérer assez important pour dégrader les images. En effet, l'ensemble de ces contributions peut entraîner des vibrations supérieures à la tâche de diffraction du télescope (cela

¹ Si le projet venait à démontrer qu'il est possible de corriger le tip-tilt à partir d'une PLGS.

dépend bien évidemment du télescope). Par conséquent, lorsqu'on désire corriger le tip-tilt¹, il est aussi indispensable de corriger simultanément ces effets mécaniques parasites. Il est à noter que ces vibrations sont totalement prises en compte lorsque le tip-tilt est corrigé sur une NGS ; ce n'est pas le cas de la PLGS et cela reste une énorme complication qui n'a pas encore été résolue expérimentalement. Voyons ce qui est envisagé pour cela.

I.4.4.1. Développement d'un système complet de compensation des vibrations

Pour effectuer ces mesures de vibrations dans le cadre d'une PLGS, Tokovinin a mis au point à l'Observatoire de Lyon un sismomètre pendulaire [Tokovinin2000]. Cet instrument permet de mesurer directement les vibrations angulaires (et non les vibrations longitudinales comme cela se fait sur les sismomètres classiques). Sa limite de sensibilité angulaire (bruit rms sur la mesure - valeur établie en laboratoire) est de 3 mas rms². Son domaine de fonctionnement couvre l'intervalle [0,5-30] Hz. Après avoir été testé en laboratoire, il a alors été utilisé afin de caractériser les vibrations du télescope de 1,52 m de l'OHP.

Néanmoins, son objectif final est de permettre la mesure en temps réel des corrections à apporter. Jusqu'à présent, ne disposant pas du dispositif complet de correction du tip-tilt, le choix de l'équipe de l'Observatoire de Lyon a été de corriger *a posteriori* les images du télescope. Cependant, l'expérience faite pour cela n'a pu être réalisée correctement du fait que les sismomètres ne fonctionnaient pas avec leurs sensibilités habituelles [Girard2005]. A plus long terme, les corrections mesurées devront être envoyées sur le miroir tip/tilt asservi en boucle ouverte (Figure 63). Ce dernier permettra ainsi de corriger à la fois le tip-tilt de la turbulence et celui du aux vibrations parasites.

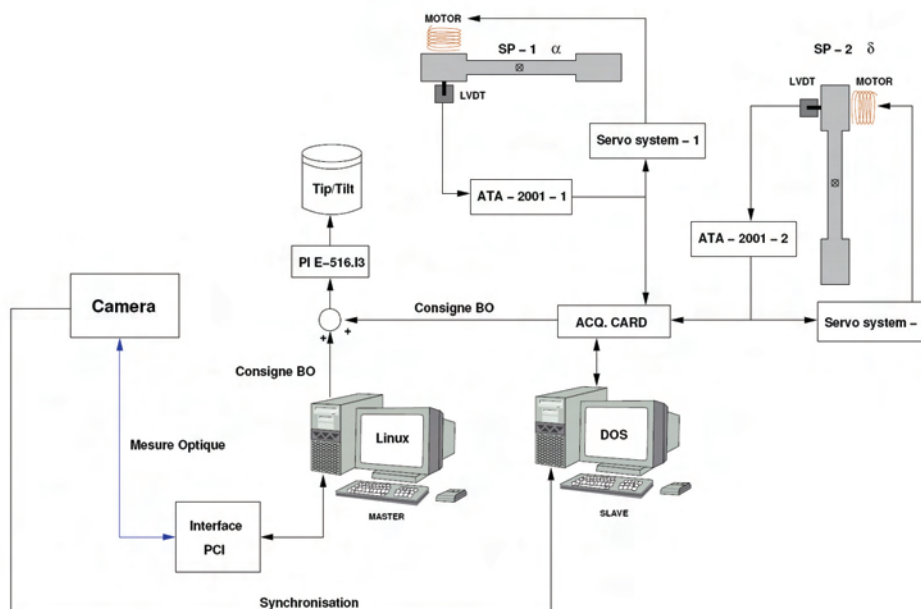


Figure 63 : Schéma de principe de contrôle du miroir Tip/Tilt du démonstrateur ELP-OA. La consigne envoyée au miroir Tip/Tilt comprend la compensation des vibrations du télescope (la mesure étant effectuée par deux sismomètres - partie droite du schéma -) et la correction du tilt atmosphérique (partie gauche). Ces deux composantes du tilt global sont corrigées en boucle ouverte.

Source : [Girard2005].

¹ A noter que la mesure du tilt différentiel n'est aucunement perturbée par ces vibrations car celles-ci amène un tilt achromatique.

² Soit $\frac{1}{4}$ de la tâche d'Airy d'un télescope de 8m de diamètre à 550 nm.

Le sismomètre pendulaire est un outil astucieux et les résultats en laboratoire montre qu'il est très performant. Toutefois, il comporte quelques difficultés d'utilisation :

- détérioration lors d'utilisations répétées,
- nombreux réglages nécessaires avant chaque utilisation (étalonnage, équilibrage du pendule).

Il est certain que les sismomètres devront être plus robustes et plus fiables dans le temps pour que la compensation des vibrations puisse se dérouler de façon convenable dans les étapes ultimes du projet ELP-OA (où, de la qualité de correction obtenue, dépendra l'avenir de la PLGS). C'est la tâche à laquelle se sont attelés les membres de l'équipe AIRI¹ du CRAL.

1.4.4.2. Le LOFI : une alternative prometteuse

Une technique appelée LOFI (pour « Laser Optical Feedback Imaging » - [Lacot1999]), développée au Laboratoire de Spectrométrie Physique, pourrait se révéler très intéressante pour la mesure des vibrations. Elle permet (entre autres) d'effectuer de l'imagerie de vibration (ou vibrométrie) et des mesures de déplacement avec une très grande précision (< 100 nm). Son principe est le suivant : un laser (mini-YAG, diode laser) émet un faisceau, dont la fréquence est décalée en sortie par un modulateur acousto-optique, qui est focalisé sur la cible. Une partie de la lumière réfléchi par l'objet au point de focalisation suit alors le trajet inverse (fonctionne pour de très faibles rétro-diffusions – jusqu'à des réflectivités de l'ordre de 10^{-13}) puis est ré-injectée dans le laser. Il apparaît alors un phénomène de battement dans le laser ; la modulation fournit alors une information d'amplitude et de phase. Cette dernière permet alors d'obtenir des informations sur le chemin optique laser-cible [Witomski2005]. On peut faire de cette façon des mesures de distance ou bien de la vibrométrie selon que la cible se déplace ou vibre.

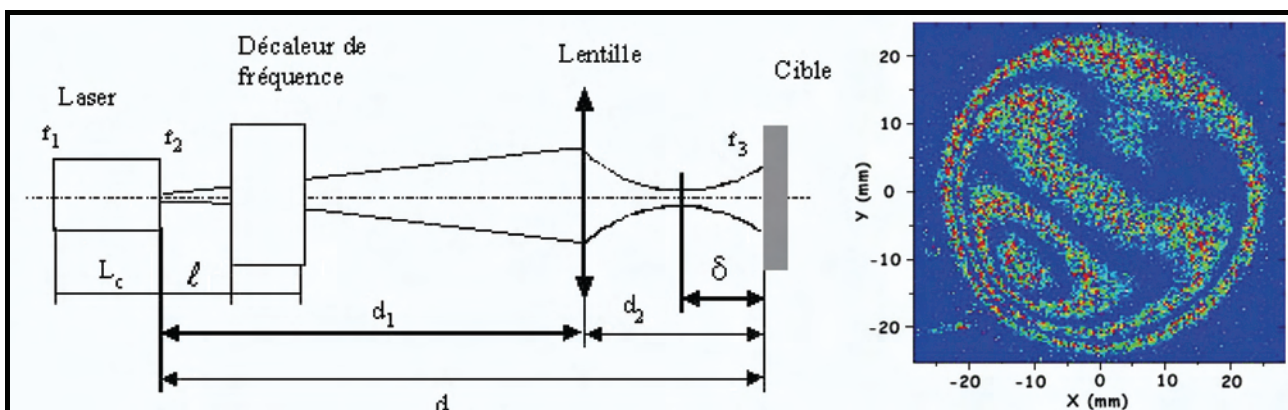


Figure 64 : Principe de la technique LOFI (à gauche) : un faisceau laser, dont la fréquence est décalée en sortie, est focalisé sur une cible ; la partie rétro-diffusée dans le laser provoque alors une modulation. L'analyse de cette modulation permet de remonter à des informations concernant l'amplitude de vibrations (image de droite – imagerie de vibration de la membrane d'un haut-parleur alimenté par un courant sinusoïdal à la fréquence de 1145 Hz).

Il est à noter que le LOFI donne des informations sur les vibrations longitudinales et non angulaires ; elles nécessiteraient donc d'être traitées en temps réel pour pouvoir appliquer les corrections adaptées sur le miroir tip-tilt. Par ailleurs, dans le cas du projet ELP-OA, il est nécessaire de réfléchir aux vibrations que l'on désire observer (bougé de la structure du télescope, du

¹ Astrophysique et Imagerie aux Résolutions Interférométriques.

miroir primaire...). La solution du LOFI est donc intéressante, bien que son adaptabilité sur le projet ELP-OA demande une étude particulière.

I.4.5. L'étoile laser polychromatique : l'intérêt croissant des grands télescopes

Par les résultats sans précédent qu'elle pourrait amener en termes de couverture du ciel, l'étoile laser polychromatique suscite de l'intérêt auprès de télescopes, aussi bien ceux de la classe des 4 m que ceux de la classe des 8-10 m. En effet, un succès du projet ELP-OA pourrait amener les sites astronomiques, ou du moins ceux désireux de travailler en haute résolution angulaire dans des régions méconnues de la voûte céleste, à s'équiper d'une telle étoile. De plus, avec le développement des procédés de tomographie envisagés pour la correction de l'effet de cône, les télescopes vont devoir s'équiper d'un nombre important d'étoiles laser. On peut penser que l'étoile polychromatique pourrait alors avoir un rôle à jouer.

I.4.5.1. Des collaborations en perspectives

A ce jour, des collaborations sont en cours avec le CFHT (suite logique d'ELP-OA) et l'ESO (principalement intéressé par le type de laser développé pour ELP-OA).

I.4.5.1.1. Le CFHT

Déjà intégré dans le plan de développement d'ELP-OA, le télescope France-Canada-Hawaii devrait être la dernière étape du projet : montrer que l'étoile laser polychromatique peut donner de bons résultats sur un site important [Veillet2006]. Son appellation sera alors VASAO pour *Visible All Sky Adaptive Optics* (Figure 65).

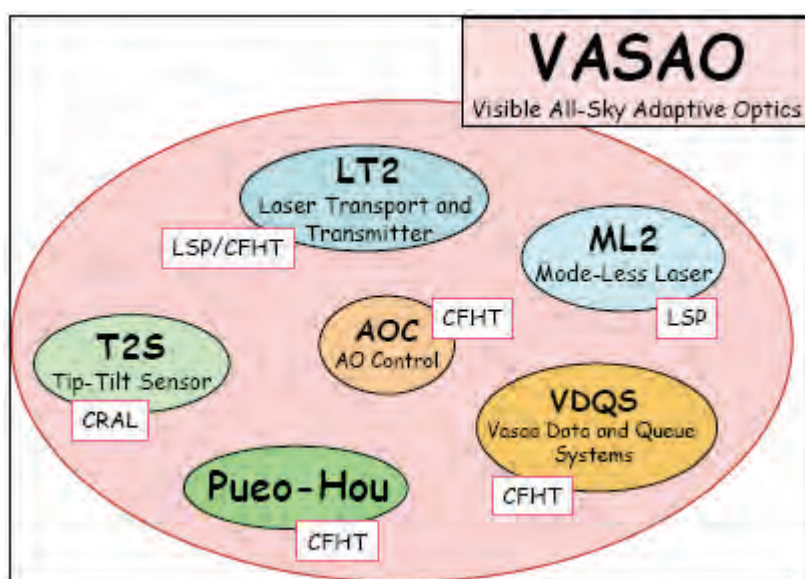


Figure 65 : Le concept VASAO tel qu'il est envisagé de nos jours. Il est la suite logique du projet ELP-OA. C'est pourquoi il en intègre deux de ses modules : le senseur tip-tilt du Cral (T2S) et les lasers sans mode du LSP (ML2).

Source : [Veillet2006].

Le système d'optique adaptative sera le couplage entre le senseur de tip-tilt développé par le CRAL (nommé T2S dans le projet), le miroir tip-tilt du CFHT et une évolution du système d'AO déjà en fonctionnement au CFHT appelé Pueo-Hou. L'étoile polychromatique sera créée à partir des lasers sans mode développés par le LSP (module ML2 du projet). Le transport du faisceau au sol (module LT2) dont la méthode reste à déterminer (miroirs ou fibre), ainsi que le projecteur, seront étudiés conjointement par le CFHT et le LSP.

I.4.5.1.2. L'ESO

Une collaboration vient de débiter avec l'European Southern Observatory (programmes FP7). Il s'agira dans ce contexte de développer un laser sans mode pulsé de 20 W à 589 nm spécifique aux projets de l'ESO. Son taux de répétition devra néanmoins être plus faible afin de pouvoir fonctionner avec une caméra développée par l'ESO. La réalisation d'une étoile polychromatique est encore optionnelle et dépendra de la réussite du projet ELP-OA.

I.4.5.2. La tomographie « gourmande » en étoiles laser

Dans la volonté d'obtenir une reconstruction de la phase dans le volume (but de la tomographie), les différentes options envisagées (*MCAO*, *GLAO*, *MOAO*) possèdent toutes des arguments de choix. Regardons en quoi consistent ces techniques.

I.4.5.2.1. La MCAO

Le principe de l'*optique adaptative multi-conjuguée* (*MCAO*) a été énoncé dès 1975 [Dicke1975]. Depuis, de nombreuses études ont porté sur le sujet ([Beckers1988] [Ellerbroek1994] [Johnston&Welsh1994]) et il est apparu qu'en cette technique résidait un outil majeur dans la correction de l'effet de cône mais aussi en vue de l'extension du champ de vue (ou *FoV* pour *Field of View*) pour lequel on obtient une correction à la limite de diffraction. Il repose sur la correction de la turbulence atmosphérique par plusieurs miroirs optiquement conjugués en altitude (Figure 66). L'analyse du volume turbulent est réalisée à partir de plusieurs étoiles de référence. Cependant, elle peut être faite selon deux approches différentes que l'on appelle « *star-oriented* » (validée expérimentalement [Ragazzoni2000]) et « *layer-oriented* » (idée proposée par Ragazzoni - [Ragazzoni2000]).

Dans l'approche dite « *star-oriented* », il y a autant d'analyseurs de front d'onde que d'étoiles de référence, et chaque analyseur est dédié à une seule étoile guide afin d'en mesurer le front d'onde qui en provient (chaque analyseur mesure la phase intégrée dans la pupille pour une direction d'analyse). A partir de ces mesures dans plusieurs directions, il faut remonter à une information dans le volume et reconstruire la phase turbulente couche à couche pour commander les miroirs déformables (DM). Concernant l'approche dite « *layer-oriented* », les différentes couches, qui sont éclairées sous différents angles (plusieurs étoiles de référence), sont isolées en conjuguant optiquement les analyseurs à ces couches. On parle de plan d'analyse.

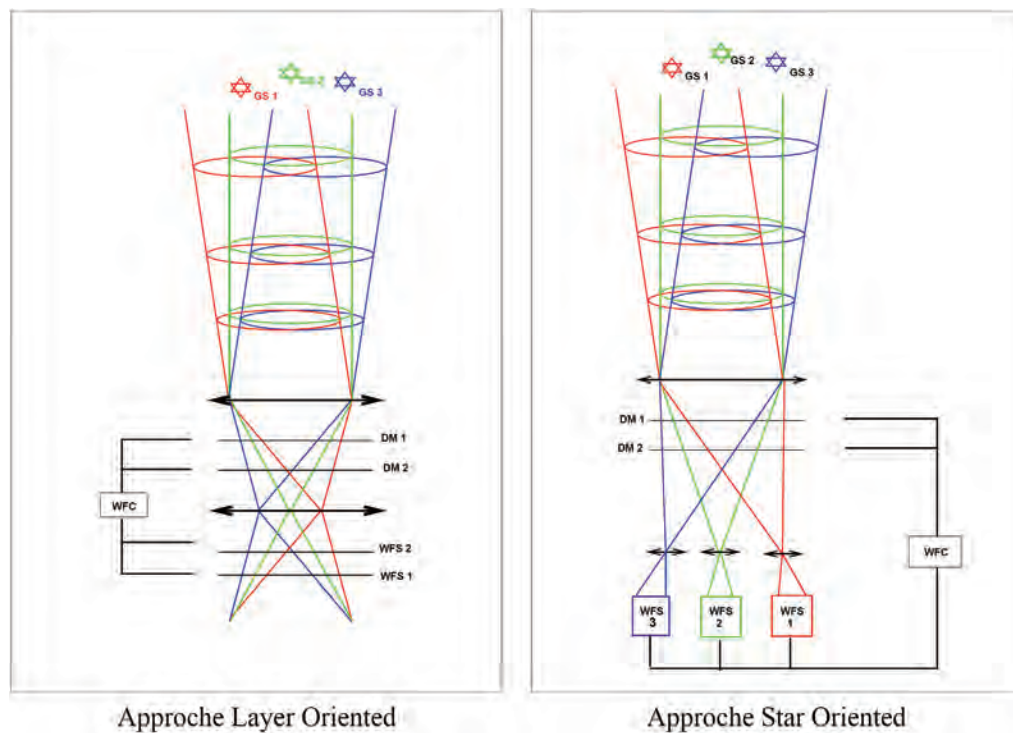


Figure 66 : Schémas explicatifs des deux méthodes envisagées pour l'optique adaptative multi-conjuguée (MCAO). A gauche la MCAO « orientée-couche », et à droite, l'approche « orientée-objet ». Source : [LeRoux2003].

Ces deux méthodes sont explicitées dans la thèse de Francois Assémat [Assémat2004] et l'article de S. Esposito [Esposito2005] détaille longuement les systèmes de MCAO. A ce jour, aucun des deux procédés ne semble encore avoir été préféré et de prochaines études devraient éclaircir la question (projet *MAD* pour *MCAO Demonstrator* [Marchetti2003] [Fusco2006]). En termes d'applications, Gemini envisage d'installer une MCAO « orientée-objet » afin d'obtenir des images à la limite de diffraction sur un champ de vue de 1 arcmin [Ellerbroek2003]. Elle nécessite 5 « *sodium LGSs* ». Ce programme vient de démarrer au télescope Gemini South.

1.4.5.2.2. La GLAO

Ce procédé, introduit par Rigaut [Rigaut 2000], propose d'opérer une correction partielle de la turbulence en ne prenant en compte que les basses couches de l'atmosphère (situées typiquement à 1-2 km d'altitude). De cette façon, on ne va pas obtenir des images à la limite de diffraction, mais on va plutôt améliorer la FEP. C'est pour cela que ce système est appelé « seeing reducers » (ou « réducteurs du seeing » en français [LeLouarn&Hubin2005]). De plus, on travaille dans un domaine de longueurs d'onde allant de l'infra-rouge au visible, chose qui n'est que peu permise pour un dispositif de MCAO limité par une faible présence dans son champ de vue de NGSs (*Natural Guide Stars*) permettant de palier au problème de basculement du front d'onde. Par ailleurs, les distorsions provenant des basses couches étant isoplanétiques, on augmente la couverture du ciel avec une GLAO.

Pour son fonctionnement, la GLAO nécessite la présence d'une ou plusieurs étoiles de référence (Figure 67). Cette quantité diffère selon les projets. De plus, doit se faire le choix du type d'étoile : naturelle ou artificielle ? Et s'il s'agit d'une étoile artificielle : *Rayleigh* ou « *sodium LGS* » ? A partir de ces deux paramètres, on assiste à l'élaboration de projets divers. Ainsi, le télescope

Magellan (GMT) de 6,5 m utilisera 8 étoiles naturelles, les systèmes SAM (pour *SOAR Adaptive Module*) [Tokovinin2004b] et GLAS (pour *Ground-Layer Adaptive optic System*) [Rutten2006] utiliseront une étoile unique de type *Rayleigh*, le projet MUSE (pour *Multi Unit Spectroscopic Explorer*) - du CRAL et de l'ESO - au VLT devrait utiliser plusieurs « *sodium LGSs* » [LeLouarn&Hubin2004] ainsi que le projet à l'étude pour le télescope Gemini-South [Ellerbroek2003].

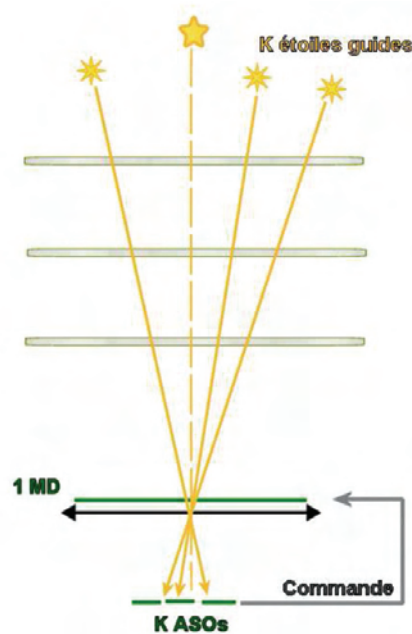


Figure 67 : Schéma de principe d'un système de type GLAO (Ground-Layer Adaptive Optics).

La correction apportée par un tel système n'est que partielle mais amène tout de même à une amélioration qui n'est pas négligeable. En se référant aux différentes études relatives à ce sujet, on constate que la majorité de la perturbation se trouve dans les basses couches atmosphériques. Les chiffres expérimentaux donnent une contribution de l'ordre de 60-65 % des perturbations totales [Tokovinin2005]. Ils dépendent bien évidemment du site étudié. En outre, comme il s'agit d'une compensation partielle, le système ne demande pas un nombre d'actionneurs important, ni d'avoir une vitesse de boucle très réactive.

1.4.5.2.3. La MOAO

L'optique adaptative multi-objet a pour but d'observer un champ de vue très large et ce en ayant une bonne couverture du ciel. Elle comporte un nombre important d'optique adaptative opérant chacune une correction sur un champ faible. On obtient ainsi un champ total corrigé très large. C'est le procédé utilisé pour le projet FALCON de l'ESO au VLT, qui a pour but d'optimiser la correction sur le champ de vue total du VLT soit 25 arcmin [Gendron2005]. Ceci est pensé pour permettre une observation simultanée de 15 à 20 objets d'intérêt scientifique à l'aide du spectrographe de champ multi-objet FALCON. Ils estiment utiliser pas moins de 20 unités intégrales de champ (ou *IFUs* pour *Integral Field Units*) comprenant des composants adaptatifs de taille réduite, et 60 analyseurs de front d'onde ! Les défis majeurs de cette technique résident dans le fait que l'instrument fonctionne en boucle ouverte et qu'un tel système doit être miniaturisé

puisque les différents composants (analyseurs de front d'onde et appareils de correction) ont des diamètres de l'ordre de 20 mm (correspondant approximativement à 30 arcsec dans le ciel).

Par ailleurs, il est à noter qu'à ce jour les développeurs de ce projet envisagent plutôt l'utilisation d'étoiles naturelles pour faire fonctionner leur système. L'utilisation de LGSs (au moins 20 selon leurs estimations) entraîneraient des problèmes annexes rendant le procédé trop complexe : effet de cône, effet de l'élongation de la LGS, pollution du rayonnement Rayleigh lors de la montée du faisceau laser...

En analysant les différentes techniques de tomographie envisagées, on voit bien que celles-ci ont besoin d'un nombre important d'étoiles laser pour fonctionner. Or, l'étoile laser polychromatique, si son concept était validé, pourrait fournir un plus indéniable à l'ensemble de ces procédés.

Conclusion

Malgré la problématique récurrente du flux de photons nécessaire pour la réussite du projet ELP-OA, ce dernier a connu une évolution importante du point de vue de l'instrumentation. Que ce soit dans le développement de la chaîne de détection, dans la prise en compte des vibrations du télescope ou dans la conception des lasers (voir le Chapitre III), on note de nettes avancées. Bien évidemment, de nombreux points sont encore à travailler. Dans le cas d'un succès de l'Etoile Laser Polychromatique, de multiples perspectives pourraient être envisagées au vu de la multitude de projets nécessitant l'utilisation d'étoiles laser. Cependant, les télescopes de la prochaine génération (ELT) semblent être moins concernés par le tip-tilt.

Références

- [Ageorges&Hubin2000]: Ageorges, N. and N. Hubin (2000). "Atmospheric sodium monitor for Laser Guide Star Adaptive Optics." *Astronomy & Astrophysics* 144: 533-540.
- [Andersen2001]: Andersen T., Owner-Pettersen M., Gontcharov A., 2001, in ESO Conf. Proc., Beyond Conventional Adaptive Optics. ESO, Garching, p. 7.
- [Assémat2004]: Assémat, F. (2004). "Apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D." 1-377.
- [Avicola1994]: Avicola, K., J. M. Brase, et al. (1994). "Sodium-layer laser-guide-star experimental results." *Journal of the Optical Society of America* 11(2): 825-832.
- [Bahcall&Soneira1980]: J. N. Bahcall et R. M. Soneira. "The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts". *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 44:73–110, Septembre 1980.
- [Beatty1989]: Beatty T.J., Collins R.L., Hostetler C.A., Sechrist C.F.Jr., 1989, *Geophys. Res. Lett.* 16, 1019.
- [Beckers1988]: J. M. Beckers. "Increasing the Size of the Isoplanatic Patch with Multiconjugate Adaptive Optics". In M. H. Ulrich, editor, *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, pages 693–703. ESO Conference and Workshop Proceedings, 1988.
- [Bellanger2002]: Bellanger, V. and A. Petit (2002). "Laser-sodium interaction for the polychromatic Laser Guide Star Project." *SPIE* 4538: 214-221.
- [Boccas2006]: Boccas, M., F. Rigaut, et al. (2006). "Laser Guide Star upgrade of Altair at Gemini North." *SPIE* 6272: 1-9.
- [Bonaccini2004]: Bonaccini Calia D., Hackenberg W., Araujo C., Guidolin I. et Alvarez I. (2004), "Laser guide star related activities at ESO", *Advancements in Adaptive Optics*, edited by Domenico Bonaccini Calia, Brent L. Ellerbroek, Roberto Ragazzoni, *Proceedings of SPIE Vol. 5490* (SPIE, Bellingham, WA, 2004).
- [Bonaccini2006]: D. Bonaccini Calia, W. Hackenberg, S. Chernikov, Y. Feng and L. Taylor (2006), "AFIRE: fiber Raman laser for laser guide star adaptive optics", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272*.
- [Bonaccini2006+]: D. Bonaccini Calia, E. Allaert, J.L. Alvarez, C. Araujo Hauck, G. Avila, E. Bendek, B. Buzzoni, M. Comin, M. Cullum, R. Davies, M. Dimmler, I. Guidolin, W. Hackenberg, S. Hippler, S. Kellner, A. van Kesteren, F. Koch, U. Neumann, T. Ott, D. Popovic, F. Pedichini, M. Quattri, J. Quentin, S. Rabien, A. Silber and M. Tapia (2006), "First Light of the ESO Laser Guide Star Facility", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272, 627207*, (2006).

- [Brown2004]: Anthony G.A. Brown, Enrico Fedrigo, Paul van der Werf, "Simulations of Adaptive Optics with a Laser Guide Star for SINFONI".
- [Butler2001]: Butler, D. J., S. Hippler, et al. (2001). "The Importance of Sodium Laser Guide Star LIDAR during Open Loop Operation at Large Telescopes." Venice 2001 Beyond Conventional Adaptive Optics Communications.
- [Chueca2002]: Chueca, S., J. J. Fuensalida, et al. "Mesospheric sodium monitoring for laser guide star." 2002.
- [Conan1995]: Conan, J.-M., G. Rousset, et al. (1995). "Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence." Optical Society of America: 1559-1571.
- [Denman2004]: Denman, C. A., P. D. Hillman, et al. (2004). "20 W CW 589 nm sodium beacon excitation source for adaptive optical telescope applications." Optical Materials 26: 507-513.
- [Dicke1975]: R. H. Dicke. "Phase-contrast detection of telescope seeing errors and their correction". Astrophys. J., 198:605–615, Juin 1975.
- [d'Orgeville2002]: d'Orgeville, C., B. Bauman, et al. (2002). "Gemini North and South Laser Guide Star Systems Requirements and Preliminary Designs." SPIE 4494: 302-317.
- [d'Orgeville2005]: d'Orgeville, C., G. Arriagada, et al. "Gemini North Laser Guide Star First Light." 2005.
- [Eckart2000]: Eckart, A., S. Hippler, et al. (2000). "ALFA: The MPIA/MPE Laser Guide Star AO System." Experimental Astronomy 10: 1-3.
- [Ellerbroek1994]: B. L. Ellerbroek. "First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes". J. Opt. Soc. Am. A, 11: 783–805, F évrier 1994.
- [Ellerbroek2003]: Ellerbroek, B. L., F. Rigaut, et al. (2003). "MCAO for Gemini-South." SPIE: 55-67.
- [Esposito2000]: Esposito S., Ragazzoni R., Riccardi A., O'Sullivan C., Ageorges N., Redfern M., Davies R., 2000, "Absolute tilt from a laser guide star: a first experiment", ExpA, 10, 135.
- [Esposito2005]: Esposito, S. (2005). "Introduction to Multi-Conjugate Adaptive Optics systems." C. R. Physique 6: 1039-1048.
- [Filippenko1982]: Filippenko A. V., 1982, "The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry", Pub. Astron. Soc. Pacific, 94, 715.
- [Foy1995]: Foy, R., A. Migus, et al. (1995). "The polychromatic artificial sodium star: A new concept for correcting the atmospheric tilt." Astronomy and Astrophysics Supplement series 111: 569-578.
- [Foy2000]: Foy, R., M. Tallon, et al. (2000). "Photometric observations of a polychromatic laser guide star." Journal of the Optical Society of America 17(12): 2236.

- [Foy2000+]: Foy, R., J.-P. Pique, et al. (2000). "Polychromatic guide star: Feasibility study." SPIE 4065: 312-323.
- [Foy2000++]: Foy, R., J.-P. Pique, et al. (2000). "ELPOA: Toward the tilt measurement from a polychromatic laser guide star." SPIE 4007: 284-296.
- [Foy2003]: Foy, R., J.-P. Pique, et al. (2003). "Feasibility study of the polychromatic laser guide star." SPIE 4839: 484-492.
- [Foy&Labeyrie1985]: Foy, R. and A. Labeyrie (1985). "Feasibility of Adaptive Telescope With Laser Probe." *Astronomy & Astrophysics* 152: 29-31.
- [Foy&Pique2003]: Foy, R. and J.-P. Pique "Lasers in Astronomy." *Handbook of Laser Technology and Applications* Ed. C E Xeb, University of Oxford, UK.
- [Fried1965]: Fried D. L., 1965, "Statistics of a geometric representation of wavefront distortion", *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1427.
- [Fried&Belscher1994]: Fried D. L. et Belsher J. F. 1994, "Analysis of fundamental limits to artificial guide star adaptive optics systems performance for astronomical imaging", *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1, 277.
- [Fugate1991]: Fugate R. Q., Fried D. L., Amer G. A., Boek B. R., Browne S. L., Roberts P., Ruane R. E., Tyler G. A., Wopat L. M., 1991, "Measurement of atmospheric wavefront distortion using scattered light from a laser-guide-star", *Nature*, 353.
- [Fugate1994]: Fugate R. Q., Ellerbroek B., Higgings C., Jelonek M., Lange W., Slavin A., Wild W., Wynia J., Spinhirne J., Boeke B., Ruane R., Moroney J., Olikier M., Swindle D., Cleis R., 1994, "Two generations of laser-guide-star adaptive-optics experiments at the Starfire Optical Range", *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, 310.
- [Fusco2000]: T. Fusco, J.-M. Conan, L. M. Mugnier, V. Michau, et G. Rousset. "Characterization of adaptive optics point spread function for anisoplanatic imaging. Application to stellar field deconvolution". *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 142:149–156, Février 2000.
- [Fusco2006]: Fusco, T., A. Blanc, et al. (2006). "Sky coverage estimation for multiconjugate adaptive optics systems: strategies and results." *mon. Not. R. Astron. Soc.*: 1-11.
- [Gardner1986]: Gardner C., Voelz D., Sechrist C., Segal A., 1986, "Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois. I - Seasonal and nocturnal variations", *J. Geophys. Res.*, 91.
- [Gendron2005]: Gendron, E., F. Assémat, et al. (2005). "FALCON: multi-object AO." *C. R. Physique* 6: 1110-1118.
- [Gilmozzi2001]: Gilmozzi R., Dierickx P., Monnet G., 2001, in Vernet E., Ragazzoni R., Esposito E., Hubin N., eds, *ESO Conf. Proc., Beyond Conventional Adaptive Optics*. ESO, Garching, p. 1.
- [Girard2005]: Girard, J. (2005). "Validation sur le ciel du concept d'étoile laser polychromatique", thèse de doctorat, Université de Lyon, 2000.

- [GuilletDeChatellus2006]: Optics Express, accepté pour publication.
- [Hackenberg&Bonaccini2002]: Hackenberg, W. and D. Bonaccini (2002). "Fiber Raman laser development for multiconjugate adaptive optics with sodium laser guide stars." SPIE 4494: 271-276.
- [Hamdani2004]: Hamdani, S. (2004). Mise au Point d'une Optique Adaptative à Correction Partielle dans le Visible: 1-193, thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis.
- [Happer1994]: Happer W., MacDonald G., Max C. E., Dyson F., 1994, "Atmospheric-turbulence compensation by resonant optical backscattering from the sodium layer in the upper atmosphere", J. Opt. Soc. Am. A, 11, 263.
- [Hardy1977]: J. W. Hardy, J. E. Lefebvre, et C. L. Koliopoulos. "Real-time atmospheric compensation". J. Opt. Soc. Am., 67:360–369, Mars 1977.
- [Hayano2003]: Hayano, Y., W. Gaessler, et al. (2003). "Rayleigh scatter measurement of Keck LGS by Subaru telescope." SPIE 4839: 452-456.
- [Hayano2004]: Yutaka Hayano, Yoshihiko Saito, Norihito Saito, Kazuyuki Akagawa, Yukiko Kamata, Tomio Kanzawa, Tomio Kurakami, Naruhisa Takato, Steve Colley, Michael Eldred, Thomas Kane, Olivier Guyon, Shin Oya, Makoto Watanabe, Masayuki Hattori, Taras Golota, Matthew Dinkins, Naoto Kobayashi, Yousuke Minowa, Miwa Goto, Nobuo Arimoto, Satoshi Wada, Hideki Takami and Masanori Iye, "Design of laser system for Subaru LGS AO", Advancements in Adaptive Optics, edited by Domenico Bonaccini Calia, Brent L. Ellerbroek, Roberto Ragazzoni, Proceedings of SPIE Vol. 5490 (SPIE, Bellingham, WA, 2004).
- [Hayano2006]: Yutaka Hayano, Yoshihiko Saito, Meguru Ito, Norihito Saito, Mayumi Kato, Kazuyuki Akagawa, Akira Takazawa, Stephen A. Colley, Matthew C. Dinkins, Michael Eldred, Taras I. Golota, Olivier Guyon, Masayuki Hattori, Shin Oya, Makoto Watanabe, Hideki Takami, Satoshi Wada and Masanori Iye, "The laser guide star facility for Subaru Telescope", Advances in Adaptive Optics II, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, Proc. of SPIE Vol. 6272, 627247, (2006).
- [Holzlöhner2006]: Holzlohner, R., S. Burger, et al. (2006). "Efficient optimization of hollow-core photonic crystal fiber design using the finite-element method." Optical Society of America: 1-8.
- [Holzlöhner2006b]: Holzlohner, R., B. Mangan, et al. (2006). "Ultra-low loss hollow-core photonic crystal fibers at 589 nm for LGS assisted AO." SPIE 6272: 1-8.
- [Hubin2004]: Hubin, N. (2004). "Adaptive Optics Status and Roadmap at ESO." SPIE 5490: 1-12.
- [Johnston&Welsh1994]: D. C. Johnston et B. M. Welsh. Analysis of multiconjugate adaptive optics. J. Opt. Soc. Am. A, 11: 394–408, Janvier 1994.
- [LeLouarn1998a]: Le Louarn, M., R. Foy, et al. (1998). "Laser guide star for 3.6- and 8m telescopes: performance and astrophysical implications." mon. Not. R. Astron. Soc. 295: 756-768.

[LeLouarn1998b]: Le Louarn, M., N. Hubin, et al. (1998). "Sky coverage and PSF shape with LGS AU on 8m telescopes." SPIE 3353: 364-371.

[LeLouarn2000]: Le Louarn M., "Etoiles laser pour les grands télescopes : effet de cône et implications astrophysiques", thèse de doctorat, Université de Lyon, 2000.

[LeLouarn2002]: Le Louarn, M. (2002). "Multi-Conjugate Adaptive Optics with laser guide stars: performance in the infrared and visible." Mon. Not. R. Astron. Soc. 334: 865-874.

[LeLouarn&Hubin2005]: Le Louarn, M. and N. Hubin (2005). "Improving the seeing with wide-field adaptive optics in the near-infrared." Mon. Not. R. Astron. Soc. 365: 1324-1332.

[LeMignant2006a]: Le Mignant, D., R. D. Campbell, et al. (2006). "LGS AO operations at the W. M. Keck Observatory." 1-13.

[LeMignant2006b]: Le Mignant, D., M. A. v. Dam, et al. (2006). "LGS AO at W. M. Keck Observatory: routine operations and remaining challenges." 1-12.

[LeRoux2003]: Le Roux, B. (2003). Commande Optimale en Optique Adaptative Classique et Multiconjuguée: 210, thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis.

[Liu2006]: Liu, M. C. (2006). "Astronomical Science with Laser Guide Star Adaptive Optics: A Brief Review, a Current Snapshot, and a Bright Future." 1-11.

[Marchetti2003]: Marchetti, E., N. Hubin, et al. (2003). "MAD the ESO multi-conjugate adaptive optics demonstrator." SPIE 4839: 317-329.

[Martin2000]: Martin, F., R. Conan, et al. (2000). "Optical parameters relevant for High Angular Resolution at Paranal from GSM instrument and surface layer contribution." astronomy and Astrophysics Supplement series 144: 39-44.

[Max1994]: Max, C. E., K. Avicola, et al. (1994). "Design, layout, and early results of a feasibility experiment for sodium-layer laser-guide-star adaptive optics." Journal of the Optical Society of America B 11(2): 813-829.

[Max1997]: C. E. Max et al., "Image improvement from a sodium-layer laser guide star adaptive optics system," Science 277, p. 1649, 1997.

[McCall&Passner1978]: McCall S.L., Passner A., Adaptive optics in astronomy, dans Adaptive optics and Short Wavelength, Addison-Wesley Pub., pp. 149-174., 1978

[Michaille2000]: Michaille, L., A. D. Cañas, et al. (2000). "A laser beacon for monitoring the mesospheric sodium layer at La Palma." Mon. Not. R. Astron. Soc. 318: 139-144.

[Michaille2001]: L. Michaille, J.B. Clifford, J.C. Dainty, T. Gregory, J.C. Quartel, F.C. Reavell, R.W. Wilson and N.J. Wooder, "Characterization of the mesospheric sodium layer at La Palma," Mon. Not. R. Astron. Soc. 328, 993-1000 (2001).

- [Noll1976]: R. J. Noll. "Zernike polynomials and atmospheric turbulence". J. Opt. Soc. Am., 66:207–211, Mars 1976.
- [Papen1996]: Papen G. C., Gardner C. S., Yu J., 1996, "Characterization of the mesospheric sodium layer", in OSA, Vol. 13, OSA conf. on Adaptive Optics. OSA, p. 96.
- [Pennington2004]: D.M. Pennington, J.W. Dawson, A. Drobshoff, Z. Liao, S. Payne, D. Bonaccini, W. Hackenberg and L. Taylor, "Compact fiber laser approach to 589 nm laser guide stars," CLEO 2, 1 (2004).
- [Perrin2006]: G. Perrin, J. Woillez, O. Lai, J. Guérin, T. Kotani, P. L. Wizinowich, D. Le Mignant, M. Hrynevych, J. Gathright, P. Léna, F. Chaffee, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, A. J. Adamson, C. Berthod, B. Brient, C. Collin, J. Crétenet, F. Dauny, C. Deléglise, P. Fédou, T. Goeltzenlichter, O. Guyon, R. Hulin, C. Marlot, M. Marteaud, B.-T. Melse, J. Nishikawa, J.-M. Reess, S. T. Ridgway, F. Rigaut, K. Roth, A. T. Tokunaga, D. Ziegler, "Interferometric Coupling of the Keck Telescopes with Single-Mode Fibers", Science, vol.311, 13 January 2006.
- [Pilkington1987]: Pilkington J., 1987, "Artificial guide stars for adaptive imaging", Nature, 330, 116.
- [Pique2004]: J.P. Pique, S. Farinotti et V. Fesquet (2004), "Laser sans mode et étoile laser", J. Phys. IV France 119, 81-87.
- [Pique2006]: J.P. Pique, I. C. Moldovan, V. Fesquet (2006), "Concept for polychromatic laser guide stars: one-photon excitation of the $4P_{3/2}$ level of a sodium atom", JOSA A, vol.23, issue 11, pp. 2817-2828.
- [Primmerman1991]: Primmerman C. A., Murphy D. V., Page D. A., Zollars B. G., Barclay H. T., 1991, "Compensation of atmospheric optical distortions using a synthetic beacon", Nature, 353.
- [Racine&McClure1989]: R. Racine and R. D. McClure, 'An image stabilization experiment at the Canada-France-Hawaii Telescope,' Publ. Astron. Soc. Pac. 101, 731-736 (1989).
- [Ragazzoni1995]: Ragazzoni, R., S. Esposito, et al. (1995). "Auxiliary telescopes for the absolute tip-tilt determination of laser guide star." Mon. Not. R. Astron. Soc. 276: 76-78.
- [Ragazzoni1996]: Ragazzoni, R. (1996). "Absolute tip-tilt determination with laser beacons." Astronomy & Astrophysics 305: 13-16.
- [Ragazzoni2000]: R. Ragazzoni. Adaptive optics for giant telescopes : Ngs vs. lgs. 57 :175, 2000.
- [Ragazzoni2005]: Ragazzoni, R., B. L. Roux, et al. (2005). "Multi-Conjugate Adaptive Optics for ELTs: constraints and limitations." C. R. Physique: 1081-1088.
- [Ragazzoni2006]: Ragazzoni, R., S. Kellner, et al. (2006). "Pseudo-infinite guide stars for multi-conjugated adaptive optics on extremely large telescopes." Mon. Not. R. Astron. Soc. 368: 1796-1802.
- [Rigaut&Gendron1995]: Rigaut F., Gendron E., 1992, "Laser guide star in adaptive optics: the tilt determination problem", Astron. Astrophys., 261, 677.

- [Rigaut2000]: Rigaut, F. J., B. L. Ellerbroek, et al. (2000). "Principles, Limitations and Performance of Multi-Conjugate Adaptive Optics." SPIE 4007: 432-442.
- [Rigaut2001]: Rigaut, F. (2001). "Ground-Conjugate Wide Field Adaptive Optics for the ELTs." Venice 2001 Beyond Conventional Adaptive Optics Communications.
- [Robin&Crézé1986]: Robin A. et Crézé M. 1986, "Stellar population in the milky way : a synthetic model", *Astron. Astrophys.* 157, 71.
- [Robin2003]: Robin A.C., Reyl C., Derrère S., Picaud S., A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way, *A&A*, Vol.409, pp. 523-540, 2003, Erratum : *A&A*, Vol. 416, p. 157, 2004.
- [Roddier1981]: F. Roddier. "The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy". *Prog. Optics*, 19:281–376, 1981.
- [Rondeau2006]: X. Rondeau, E. Thiébaud et M. Tallon (2006), "Polychromatic phase retrieval with Kolmogorov self-adapting prior constraints", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272*.
- [Rousset1990]: G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, et F. Rigaut. "First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics". *Astron. Astrophys.*, 230:L29–L32, Avril 1990.
- [Rousset2003]: Rousset, G., F. Lacombe, et al. (2003). "NAOS, the first AO system of the VLT: on-sky performance." SPIE 4839: 140-150.
- [Rousset2003] : Rousset, G. "Introduction à l'Optique Adaptative".
<http://www-luan.unice.fr/ITHD/Fichiers%20PDF/GerardRousset.pdf>.
- [Rutten2006]: Rutten, R., M. Blanken, et al. (2006). "Prospects for the GLAS Rayleigh laser beacon on the 4.2-m WHT." *New Astronomy Reviews* 49: 1-7.
- [Schöck1999]: Schöck, M., R. Foy, et al. (1999). "PASS-2: Photometry of the polychromatic laser guide star." SPIE 3762: 321-330.
- [Schöck2000]: Schöck, M., J.-P. Pique, et al. (2000). "ELPOA: Measuring the wave front tilt without a natural guide star." SPIE 4125: 41-53.
- [Schöck2002]: Schöck, M., R. Foy, et al. (2002). "Performance analysis of polychromatic laser guide stars used for wavefront tilt sensing." *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 337: 910-920.
- [Séchaud1988]: Séchaud M., Hubin N., Brixon L., Jalin L. et al. 1988, "Laser backscattered reference star for atmospheric wavefront disturbances measurement", dans ESO conference on very large telescopes and their instrumentation vol 2 .
- [Sharples2000]: Sharples, R. M., R. M. Myers, et al. (2000). "MOSAIC, A Multi-Object Spectrograph with Adaptive Image Correction." SPIE 4008: 228-237.

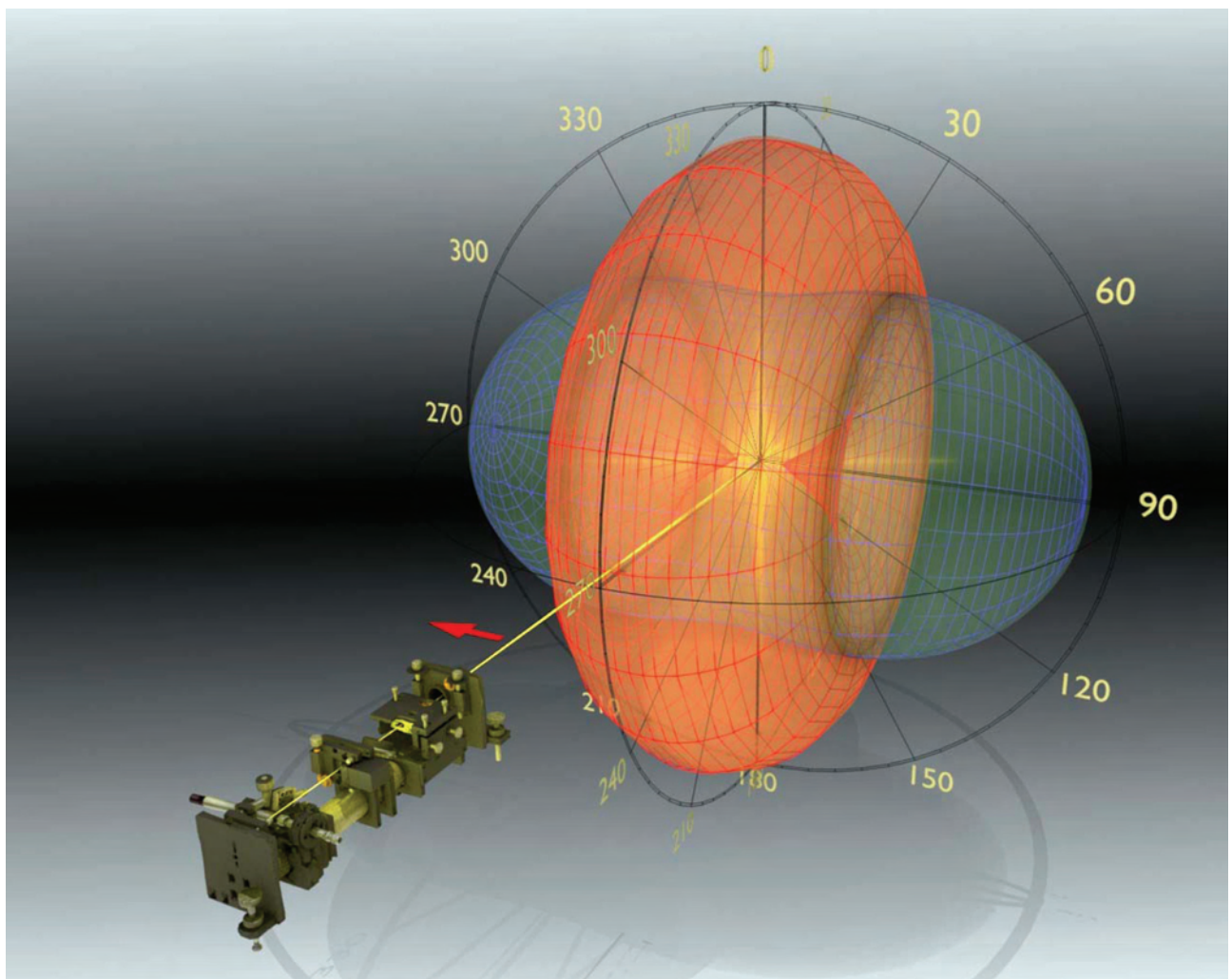
- [Tallon&Foy1990]: Tallon, M. and R. Foy (1990). "Adaptive telescope with laser probe: isoplanatism and cone effect." *Astronomy & Astrophysics* 235: 549-557.
- [Tatarski1971]: Tatarskii, V. I. 1971, "The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation" (Jerusalem : Israel Program for Scientific Translations, 1971).
- [Taylor1938]: G. I. Taylor. "The spectrum of turbulence". *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 164:476, 1938.
- [Tessier1997]: Tessier, E. (1997). *A & AS*, 125, 581.
- [Thomas2006]: Thomas, S. (2006). "Etude d'une optique adaptative pour l'astronomie dans le visible". Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis.
- [Thompson&Gardner1987]: Thompson L. A., Gardner C. A., 1987, "Experiment on laser guide stars at Mauna Kea Observatory for adaptive imaging in astronomy", *Nature*, 328, 229.
- [Tokovinin2000]: Tokovinin, A. 2000, "Pendular seismometer for correcting telescope vibrations", *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 316, 637.
- [Tokovinin2004a]: Tokovinin, A. (2004). "Seeing Improvement with Ground-Layer Adaptive Optics." *Astronomical Society of the Pacific* 116: 941-951.
- [Tokovinin2004b]: Tokovinin, A., S. Thomas, et al. (2004). "Design of ground-layer turbulence compensation with a Rayleigh beacon." *SPIE* 5490: 870-879.
- [Tokovinin2005]: Tokovinin A., Travouillon T., Model of optical turbulence profile at Cerro Pachon, *MNRAS*, submitted, 2005.
- [Tyler1994]: Tyler G. A. 1994, "Merging : a new method for tomography through random media", *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1, 409.
- [Vaillant2000]: Vaillant, J., E. Thiébaud, et al. (2000). "ELPOA: Data processing of chromatic differences of the tilt measured with a polychromatic laser guide star." *SPIE* 4007: 308-316.
- [vanDam2006]: vanDam, M. A., A. H. Bouchez, et al. (2006). "The W. M. Keck Observatory Laser Guide Star Adaptive Optics System: Performance Characterization." *Astronomical Society of the Pacific* 118: 310-318.
- [Veillet2006]: C. Veillet, O. Lai, D. Salmon and J.P. Pique (2006), "VASAO: Visible All Sky Adaptive Optics", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272*, pp.1-9.
- [Véran2006]: Rapport d'expertise ELP-OA; juin 2006.
- [Viard2001]: E. Viard. "Systèmes d'optique adaptative avec étoiles laser : du système classique aux méthodes multiconjuguées". PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001.

[VLTI]: <http://www.eso.org/projects/vlti/>

[Watanabe2004]: Makoto Watanabe, Hideki Takami, Naruhisa Takato, Stephen Colley, Michael Eldred, Thomas Kane, Olivier Guyon, Masayuki Hattori, Miwa Goto, Masanori Iye, Yutaka Hayano, Yukiko Kamata, Nobuo Arimoto, Naoto Kobayashi, and Yosuke Minowa, " Design of the Subaru laser guide star adaptive optics module", *Advancements in Adaptive Optics*, edited by Domenico Bonaccini Calia, Brent L. Ellerbroek, Roberto Ragazzoni, *Proceedings of SPIE Vol. 5490*.

[Wizinowich2006]: Wizinowich, P. L., D. Le Mignant, et al. (2006). "The W. M. Keck Observatory Laser Guide Star Adaptive Optics System: Overview." *Astronomical Society of the Pacific* 118: 1-13.

CHAPITRE II: PROPRIETES DE L'ATOME DE SODIUM MESOSPHERIQUE



1. Propriétés de la couche de sodium dans la mésosphère

II.1.1.	Description de la couche de sodium mésosphérique	110
II.1.2.	Les variations lentes.....	111
II.1.3.	Les variations rapides	111
II.1.4.	Conséquences	112

Introduction

Nous avons pu constater dans la partie I.3.1.3.4 que les variations du profil de densité de la couche de sodium amenaient à un défocus de la LGS vue depuis l'analyseur de front d'onde, et que les systèmes d'OA avaient tous adopté une solution pour contrecarrer cette réalité (partie I.3.2.2.2). Par ailleurs, l'intensité d'une LGS dépend fortement de la quantité de sodium présente dans la mésosphère ; c'est donc un point à évaluer au préalable si on désire implanter une LGS sur un site astronomique.

Dans ce qui suit, nous faisons un bref bilan des différentes études ayant permis de quantifier les évolutions saisonnières et les manifestations rapides de la densité de sodium mésosphérique.

II.1.1. Description de la couche de sodium mésosphérique

Depuis plus de 30 ans, de nombreuses études ont permis de caractériser le comportement de cette couche de sodium. L'idée la plus répandue permettant d'expliquer un regroupement des atomes de sodium au niveau de la mésosphère est qu'ils proviendraient de l'ablation des météorites pénétrant dans les hautes couches de l'atmosphère. Des conditions thermodynamiques, chimiques et photochimiques de la couche mésosphérique permettent à l'atome de sodium à l'état neutre d'être en équilibre avec les autres espèces avec une densité non négligeable. Ces atomes forment en tous cas une couche d'altitude moyenne 90-95 km, et peut s'étendre de 85 à 105 km d'altitude [d'Orgeville2002]. Le paramètre qui permet de quantifier la concentration en sodium est la densité de colonne, qui s'exprime par unité de surface (il s'agit en fait du nombre d'atomes présents dans une colonne – reliant le sol aux hautes couches de l'atmosphère - dont la base est 1 unité de surface). La densité de colonne moyenne mesurée est de $4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$; cette valeur dépend toutefois assez fortement de la latitude.

II.1.2. Les variations lentes

De nombreuses expériences ont permis de mettre en évidence une variation saisonnière des propriétés de la couche de sodium atmosphérique. Celle-ci se constate par deux phénomènes [Megie1978] [Papen1996]:

- un changement de la densité de colonne de sodium,
- une variation de l'altitude moyenne de la couche de sodium.

Ces deux évolutions amènent à réfléchir quant à l'optimisation à la fois du système d'OA et du laser d'excitation.

Il apparaît que les variations de température saisonnières affectent la chimie du sodium, impliquant ainsi que la concentration en sodium (de la couche) est plus importante en hiver qu'en été ; par ailleurs, il a été constaté qu'elle était en moyenne plus basse et plus fine aux équinoxes par rapport aux moyennes annuelles, et au contraire plus haute et plus épaisse aux solstices.

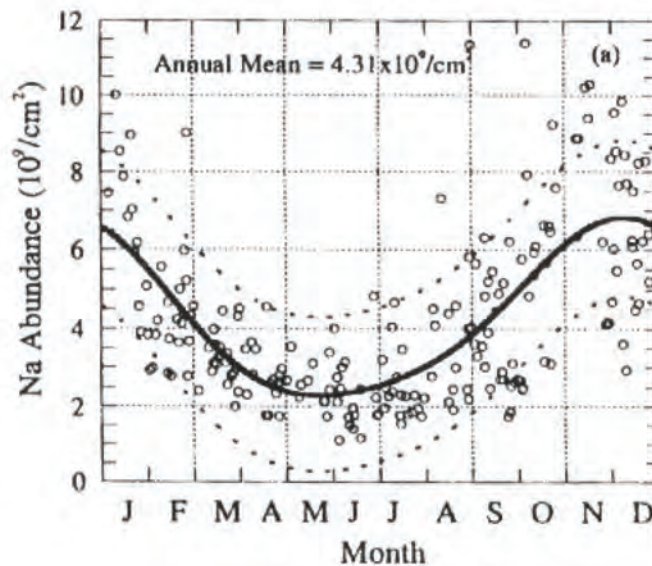


Figure 68 : Variation annuelle de la colonne de densité de sodium. Un modèle permet de rendre compte de cette évolution (trait plein).

Source : [Papen1996].

Il est donc nécessaire de prévoir une intensité laser suffisante pour conserver une LGS permettant de faire fonctionner une optique adaptative tout au long de l'année. Mais il est clair aussi que le flux retourné maximal sera limité par cette densité.

II.1.3. Les variations rapides

Des études menées sur des échelles de temps plus réduites ont permis de constater qu'il pouvait apparaître des variations rapides et intenses de concentration de sodium dans la mésosphère. Des groupements d'atomes très fins (de 0,5 à 2 km d'épaisseur, superposés à la couche moyenne de sodium) ont pu être observés. C'est que l'on appelle des « sporadiques » [Clemesha1995] ; ils sont principalement caractérisés par leur temps de vie limité (de quelques minutes à quelques heures) et

leur répartition très localisée (Figure 69). Plusieurs groupes ont mis en évidence une corrélation entre l'apparition de sporadiques et les pluies de météorites [Michaille2001].

Ces variations à court terme sont les plus problématiques pour les systèmes d'optique adaptative couplé à une LGS car elles amènent directement à un défocus de l'étoile laser (Ageorges et al. ont mesuré des variations de la position en altitude du centroïde allant jusqu'à 400 m en 1-2 mn).

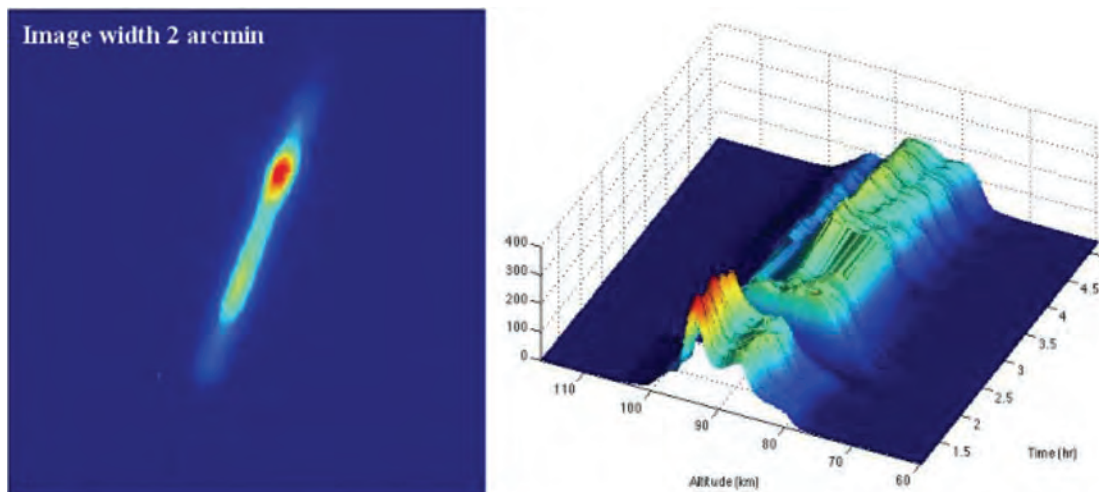


Figure 69 : Observation d'un « sporadique » dans la couche de sodium mésosphérique. A gauche, on peut voir la « plume » de la LGS vue depuis un télescope de 0,9 m à 140 m du site de lancement du laser. Le point coloré en rouge correspond à une forte densité de sodium ; on remarque qu'elle est très localisée. A droite, on observe le profil de répartition du sodium en altitude évoluer au cours du temps. On voit ainsi apparaître clairement un « sporadique » au début de l'observation, à une altitude proche de 95 km.

Source : L. Michaille.

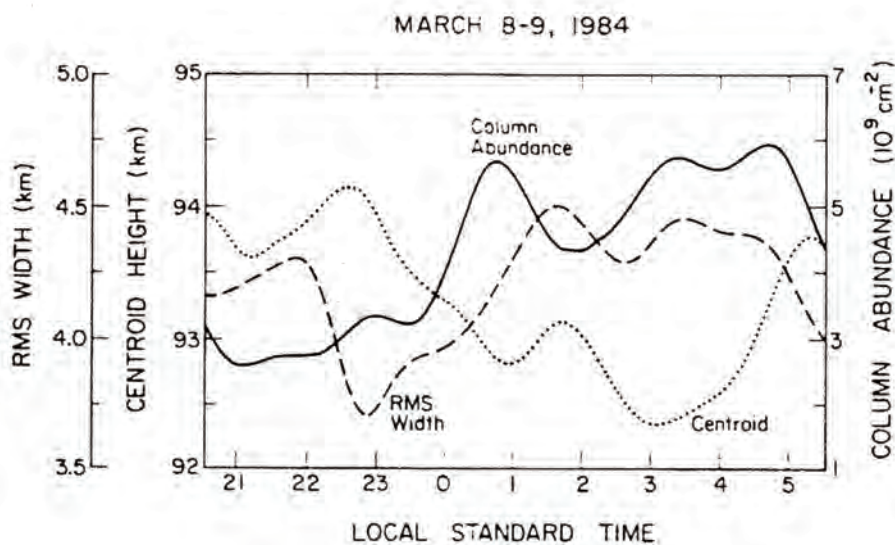


Figure 70 : Variations du centre de gravité, de la concentration et de l'épaisseur de la couche de sodium durant une nuit. On peut constater que celles-ci sont assez importantes au cours d'une nuit.

Source : [Gardner1986].

II.1.4. Conséquences

Ces fluctuations temporelles et spatiales de concentration en sodium (voir Figure 70) amène principalement à une variation de l'altitude effective de l'étoile. Du point de vue de l'instrument

OA, l'analyseur du front d'onde interprète ce changement comme une défocalisation due à l'atmosphère et commande au miroir déformable de produire en réponse une défocalisation correspondante. C'est donc une source d'erreur puisque le changement d'altitude de la couche de sodium n'est en rien corrélé avec une défocalisation sur l'image scientifique observée. Par ailleurs, pour qu'une OA fonctionne convenablement, il faut que son focus soit réglé avec une précision redoutable, et cela, d'autant plus que le diamètre du télescope est important (voir la partie I.3.1.3.4). Afin de résoudre ce problème dont l'importance apparaît cruciale dans le cas des télescopes de la nouvelle génération, plusieurs équipes ont donc proposé d'utiliser la technique LIDAR (LIght Detection And Ranging) afin de mesurer en temps réel l'altitude de la LGS, et d'en référer au système d'OA. Cependant, cela nécessite que les lasers d'excitation soient pulsés et que la durée d'impulsion soit assez courte de façon à pouvoir résoudre spatialement la fluorescence de la plume de sodium.

Ce point reste en tout cas assez critique dans tous les nouveaux projets de télescopes géants.

2. La transition D de l'atome de sodium

II.2.1.	Propriétés de la transition D	114
II.2.2.	Saturation de l'atome de sodium	117
II.2.3.	Une solution pour atténuer le phénomène de saturation : le laser sans mode	119

Introduction

Afin de comprendre comment s'opère la génération d'une LGS, il convient d'appréhender pleinement les points relatifs à la structure atomique du sodium, son allure spectrale dans la mésosphère ainsi que son processus d'excitation par un rayonnement laser. Toutes ces considérations ont ainsi permis de mettre en avant le concept technologique de laser sans mode ; il semble être l'outil approprié pour optimiser le rendement de fluorescence d'une LGS. Cette partie se propose d'expliquer pourquoi ce type de laser est performant dans la création de LGS.

II.2.1. Propriétés de la transition D

Structure de l'atome

L'atome de sodium comprend 10 électrons répartis sur deux couches et un seul électron de valence. L'état fondamental de l'atome inclut l'effet du spin nucléaire I . Pour le sodium, $I = 3/2$ et $J = \pm 1/2$ (spin de l'électron). Le moment angulaire total de l'atome est donné par $F = I \pm J$; il peut donc prendre les valeurs 1 ou 2. Le niveau fondamental est donc séparé en 2 sous-niveaux hyperfins. Ces deux sous-niveaux ont des énergies différentes à cause de l'interaction magnétique entre l'électron et les dipôles nucléaires ; leur séparation est de 1,772 GHz. Le premier état excité de l'électron de valence est un doublet de la structure fine. Cette structure fine résulte du couplage entre le moment angulaire orbital L de l'électron de valence et son moment angulaire de spin S ; le moment angulaire total de l'électron est donc donné par $J = L + S$. Pour l'état excité, $L = 1$ d'où $J = 1/2$ ou $J = 3/2$ ($S = 1/2$), ce qui donne les deux niveaux $3P_{1/2}$ et $3P_{3/2}$. Leurs énergies diffèrent de $\Delta\nu = 520 \text{ GHz}$ (0,6 nm) à cause de l'interaction magnétique entre le spin électronique et le moment orbital. Ainsi, la transition $L = 0 \rightarrow L = 1$ est séparée en deux composantes : la transition D_1 ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$) et D_2 ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$) (on a $S \leftrightarrow L = 0$, $P \leftrightarrow L = 1$). Le rapport des probabilités des transitions D_1/D_2 est de 3/5. C'est pourquoi on utilise de préférence la raie D_2 pour réaliser des étoiles laser.

L'interaction entre le moment angulaire total de l'électron J et le moment angulaire total du noyau I (spin nucléaire) engendre alors une structure hyperfine des niveaux excités. Le moment angulaire atomique total F pour le niveau $3P_{3/2}$ (transition D_2) peut ainsi prendre les valeurs 0, 1, 2 et 3 alors que pour le niveau $3P_{1/2}$ (transition D_1), F vaut 1 ou 2.

L'application du champ magnétique terrestre lève la dégénérescence des sous-niveaux hyperfins ; pour chaque niveau hyperfin, on a alors $2F+1$ sous-niveaux Zeeman m_F (dans l'intervalle $[-F ; +F]$).

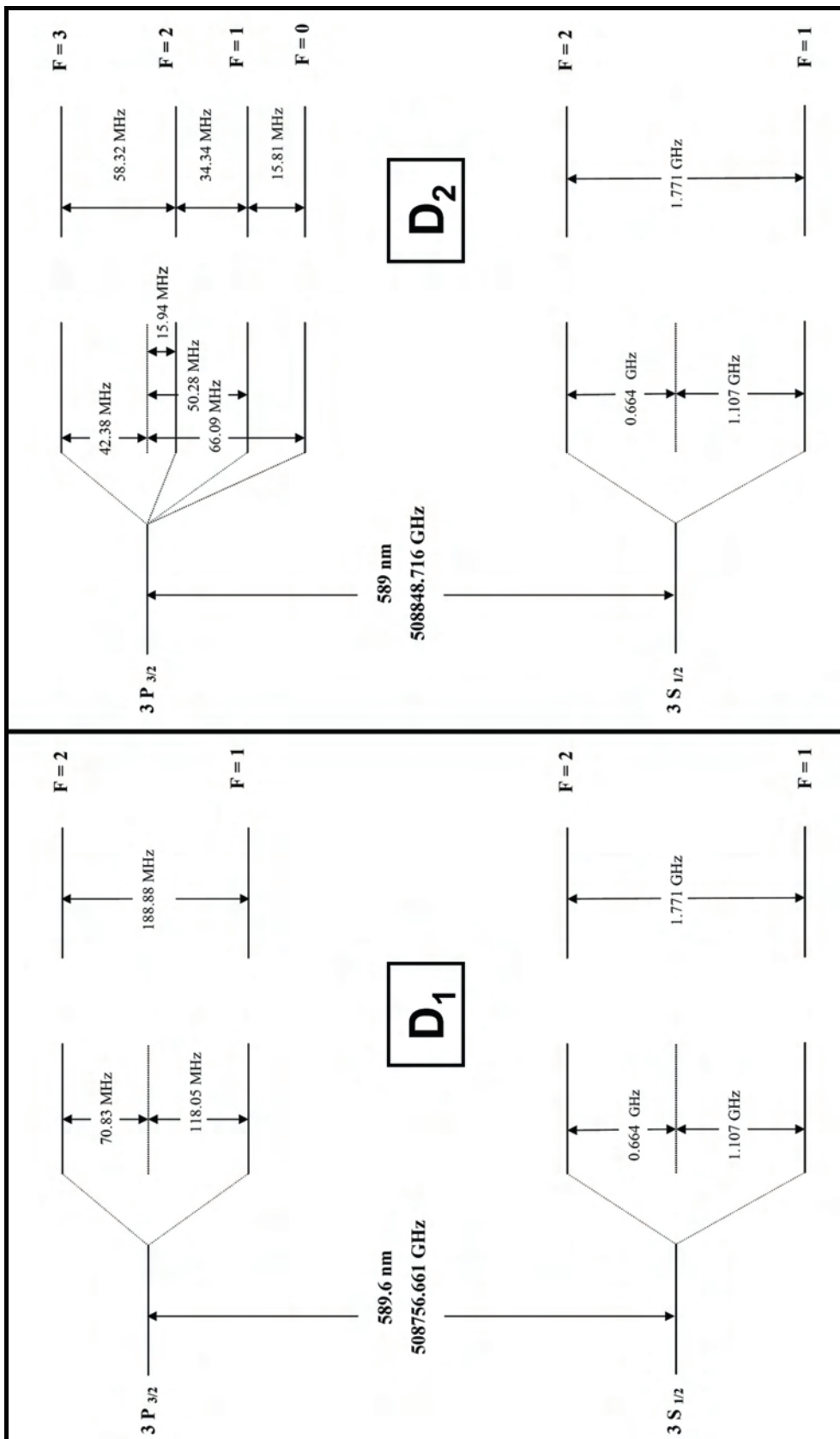


Figure 71 : Structures hyperfines des transitions D₂ (en haut) et D₁ (en bas). Les sous-niveaux Zeeman ne sont pas représentés sur ces figures.
Source : [Steck2000].

Règles de sélection et polarisation

La population de ces états atomiques dépend de la polarisation du champ électrique incident (Figure 72); si un faisceau laser est polarisé linéairement (polarisation π), on choisit l'axe de quantification parallèle au vecteur champ électrique du faisceau et les transitions permises satisfont alors la condition $\Delta m_F = 0$; si le rayonnement laser incident est polarisé circulairement, on choisit l'axe de quantification parallèle à la direction de propagation du faisceau et seule la transition avec $\Delta m_F = \pm 1$ est permise (diffère selon que le faisceau incident a une polarisation circulaire gauche σ_- ou droite σ_+).

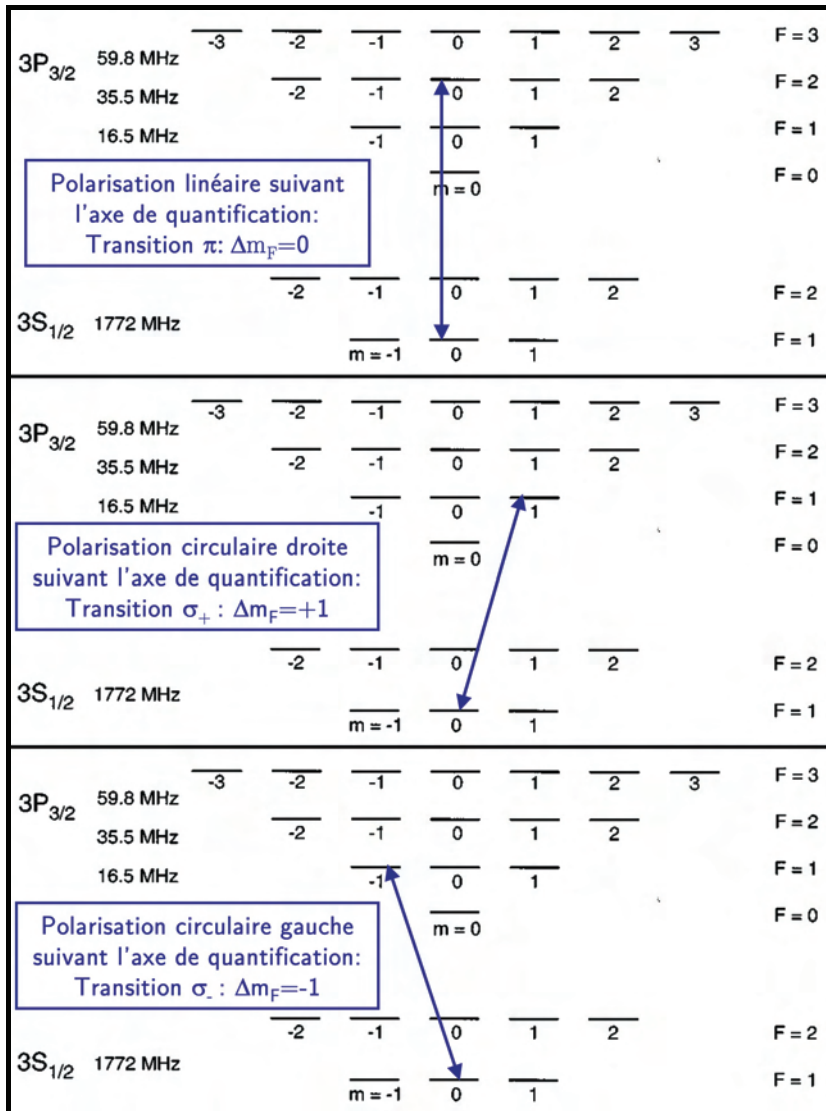


Figure 72 : Représentations des trois types de transitions (pour la transition D_2) sous les effets respectifs (de haut en bas) d'une polarisation linéaire, d'une polarisation circulaire droite et d'une polarisation circulaire gauche (relativement à l'axe de quantification).

Durée de vie de la transition D et élargissement Doppler

La durée de vie des niveaux $3P_{1/2}$ et $3P_{3/2}$ (D_1 , D_2) est $\tau = 16.1 \text{ ns}$ (définie comme le temps que met l'intensité du champ électrique pour décroître d'un facteur $1/e$). La largeur homogène FWHM de la transition D est donnée par :

$$\Delta\nu_H = 1/(2\pi\tau) = 10 \text{ MHz} \quad \{2.1\}$$

Cette largeur est à comparer avec la largeur Doppler FWHM $\Delta\nu_D$ définie par:

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 / c \sqrt{\ln(2)} \sqrt{2RT / A} \quad \{2.2\}$$

où R est la constante des gaz parfaits, A est la masse atomique ($A=23$) et ν_0 est la fréquence centrale de la raie. La largeur varie donc de 0,96 à 1,1 GHz selon la température saisonnière. Pour la transition D₂, le profil de la raie peut être vu comme deux gaussiennes de largeur FWHM proche de 1,07 GHz (pour une température de 200 K), séparées par l'écart entre les niveaux hyperfins du niveau fondamental soit 1,772 GHz (Figure 73). Les écarts hyperfins des niveaux excités sont alors négligés.

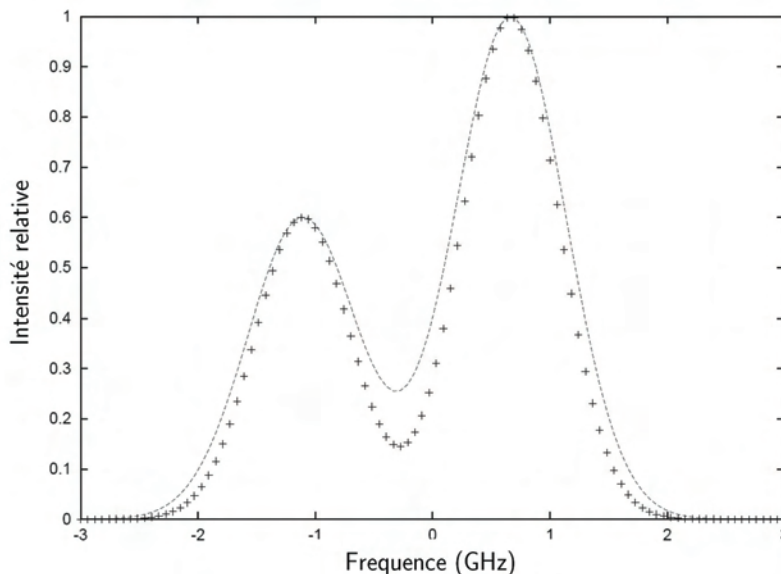


Figure 73 : Profil de la raie D₂ du sodium mésosphérique où il apparaît clairement les deux rebonds dus à la structure hyperfine du niveau fondamental. Les croix représentent le profil en hiver alors qu'en pointillés est représenté le profil en été ; cette légère différence est due au fait que l'élargissement Doppler varie avec la température. Source : [Foy&Pique2003].

II.2.2. Saturation de l'atome de sodium

Ce phénomène est à l'origine d'une limitation fondamentale dans le processus de créations d'étoiles laser par excitation résonnante. Voyons comment cela s'explique.

Lorsque l'atome de sodium est excité par un rayonnement, il vérifie la condition :

$$E_e - E_f = h\nu \quad \{2.3\}$$

où E_e et E_f sont respectivement les énergies de l'état excité et l'état fondamental et ν correspond à la fréquence du rayonnement. A l'équilibre pour un système à deux niveaux, et en l'absence de phénomène non radiatif, on a :

$$B_{f \rightarrow e} \cdot U(\nu) \cdot N_f = A_{e \rightarrow f} \cdot N_e + B_{e \rightarrow f} \cdot U(\nu) \cdot N_e \quad \{2.4\}$$

où $A_{e \rightarrow f}$ est le coefficient d'Einstein A pour l'émission spontanée (inverse de la durée de vie de l'état excité) ; $B_{f \rightarrow e} = B_{e \rightarrow f}$ (absorption et émission stimulée) est le coefficient d'Einstein B ; $U(\nu)$ est la densité du rayonnement incident en J/cm³.Hz ; N_f et N_e sont les populations

d'atomes de sodium respectivement dans l'état fondamental et dans l'état excité. On a par conséquent :

$$N_e = \frac{B.U(\nu).N_f}{B.U(\nu) + A} \quad \{2.5\}$$

Si on pose $\beta = \frac{N_e}{N_e + N_f} = \frac{N_e}{N_{total}}$ {2.6}, on a alors :

$$\beta = \frac{B.U(\nu).(1 - \alpha)}{B.U(\nu) + A} = \frac{1}{2 + \frac{A}{B.U(\nu)}} \quad \{2.7\}$$

On constate donc que pour une faible densité de puissance excitatrice $U(\nu)$, la fraction β d'atomes dans l'état excité sera $\frac{B.U(\nu)}{A}$; par conséquent, le nombre de photons issus de l'émission spontanée (par seconde) de ces atomes est $N_{total}.B.U(\nu)$ ($N_{total} = N_e + N_f$). Si, au contraire, la densité de puissance est infinie, la fraction d'atomes dans l'état excité va être limitée à $\frac{1}{2}$. L'émission stimulée, en compétition avec la fluorescence, devient alors importante ; les photons issus de ce processus sont malheureusement émis dans la mauvaise direction puisqu'ils sont stimulés par le faisceau du laser placé au sol. Il convient donc d'en tenir compte dans les calculs de flux rétro-diffusés.

On peut donc définir une densité de puissance de saturation qui correspond à la densité de puissance nécessaire pour obtenir la moitié de la limite fondamentale soit $\beta = \frac{1}{4}$. On a ainsi

$U_{sat}(\nu) = \frac{A}{2B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$. L'intensité lumineuse de saturation qui lui correspond est donc :

$I(\nu) = U(\nu).c$ (en $W.cm^{-2}.Hz^{-1}$).

Ainsi, pour une largeur de raie homogène $\Delta\nu_H$, l'intensité de saturation (en W/cm^2) s'exprime comme suit :

$$I_{sat} = \frac{A}{2B}.c = 4\pi.(hc).\Delta\nu_H / \lambda^3 \quad \{2.8\}$$

Plus précisément, lorsque l'on prend en compte les sous-niveaux hyperfins ainsi que la polarisation du champ incident, on obtient [Kibblewhite1990] [Morris1994] :

$$I_{sat} = \pi^2.(hc).\Delta\nu_H / \lambda^3 = \frac{3}{2} \cdot \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \text{ et } I_{sat} = \frac{2}{3} \pi^2.(hc).\Delta\nu_H / \lambda^3 = \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \quad \{2.9\}$$

pour des polarisations du champ incident respectivement linéaire et circulaire ; les paramètres $\sigma \left(= \frac{3\lambda^2}{2\pi} \right)$ et $\tau \left(= \frac{1}{2\pi\Delta\nu_H} \right)$ représentent respectivement la section efficace de diffusion et la durée de vie radiative de la transition.

Calculée pour la transition D₂, cette intensité de saturation vaut $I_{sat} = 94,8 W/m^2$ (ce qui correspond, dans le cas où on excite une seule classe de vitesse, à une absorption de 4 % - [Foy&Pique2003]). En dessous de la saturation de l'absorption, le nombre de photons de fluorescence évolue quasi-proportionnellement avec la puissance laser ; au-delà, elle varie à peu près comme la racine carrée de la puissance. À forte puissance laser, l'efficacité (rapport entre flux de photons rétro-diffusés sur le miroir primaire et la puissance laser excitatrice) diminue donc de façon

conséquence. Afin d'estomper le phénomène, les spécialistes laser ont donc du trouver des astuces. Le laser sans mode en fait partie.

II.2.3. Une solution pour atténuer le phénomène de saturation : le laser sans mode

Il est évident que le meilleur moyen pour ne pas saturer le sodium mésosphérique est de travailler avec un laser continu ; la saturation n'apparaît alors qu'au-delà de ~ 45 W de puissance laser (pour une LGS de 1,4 arcsec). C'est par exemple le choix fait actuellement par l'ESO pour le VLT (laser PARSEC – 12 W CW). Cependant, il n'est pas évident de concevoir des lasers continus de fortes puissances aux longueurs d'onde où nous travaillons (589 et 569 nm). C'est pourquoi, il est plus souvent fait usage de lasers pulsés (Keck II, Gemini North, Lick, Subaru). Dans ces cas-là, les impulsions étant assez courtes, les puissances crêtes se révèlent assez fortes pour qu'apparaissent l'effet de saturation. Cela a été étudié en détails [Avicola1994] [Welsh&Gardner1989]. La solution consiste alors à répartir l'énergie laser sur un grand nombre de classes de vitesse. En d'autres termes, un laser pulsé monomode ne va exciter qu'environ une seule classe de vitesse (largeur d'une classe = 10 MHz) et la saturation va intervenir pour une puissance moyenne assez faible ; si maintenant l'énergie est distribuée sur un grand nombre de classes de vitesse (la raie D_2 comprend environ 300 classes) - c'est-à-dire si la largeur spectrale du laser est importante ou si il y apparaît plusieurs modes (laser multimode, à modulation de phase) – la saturation se produira alors pour une puissance laser moyenne plus élevée et l'efficacité du processus de génération de la LGS en sera accru. Il a ainsi pu être vérifié que la double modulation de phase permettait d'obtenir au mieux un facteur 1,8 sur l'efficacité (c'est-à-dire sur l'intensité de l'étoile laser) par rapport à un laser monomode [Schöck2000]. C'est donc dans le but d'exciter la totalité des classes de vitesse qu'a été réalisé, au Laboratoire de Spectrométrie Physique, le laser sans mode (Figure 74). Son principe est développé dans les Chapitres III et IV.

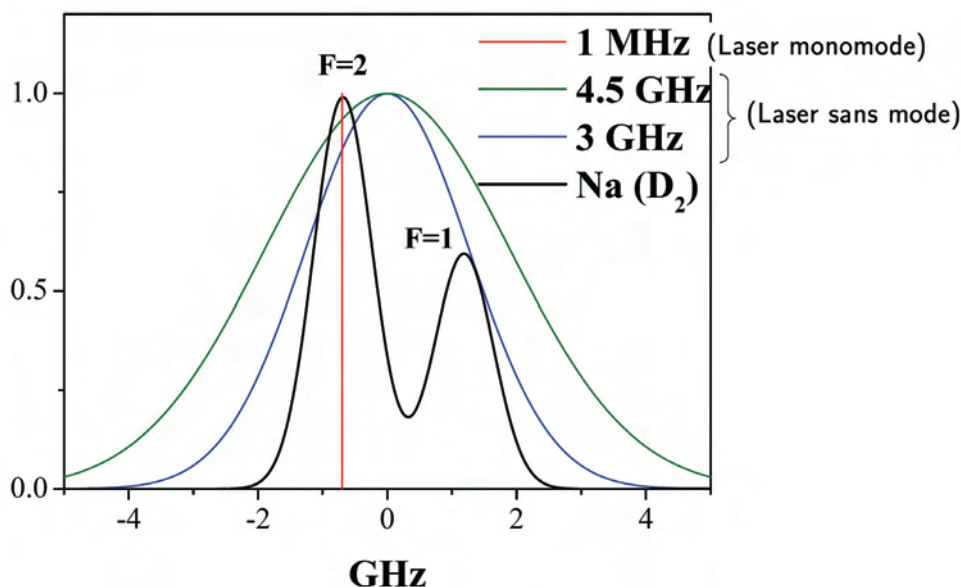


Figure 74 : Spectres de la raie Doppler-hyperfine du sodium mésosphérique, d'un laser monomode et du laser sans mode avec deux largeurs (3 et 4,5 GHz).

Une fois l'oscillateur sans mode conçu, une expérience de photométrie en laboratoire a permis de mettre en évidence un gain de 5 sur l'efficacité en comparaison d'un laser monomode avec une largeur de raie 1 MHz (laser Coherent 599-21). Cela peut être visualisé sur la Figure 75-gauche où le rapprochement est fait dans des conditions parfaitement identiques. Par ailleurs, le modèle cinétique de J.P. Pique et S. Farinotti permet de retrouver les tendances expérimentales et d'estimer les gains en efficacité par rapport

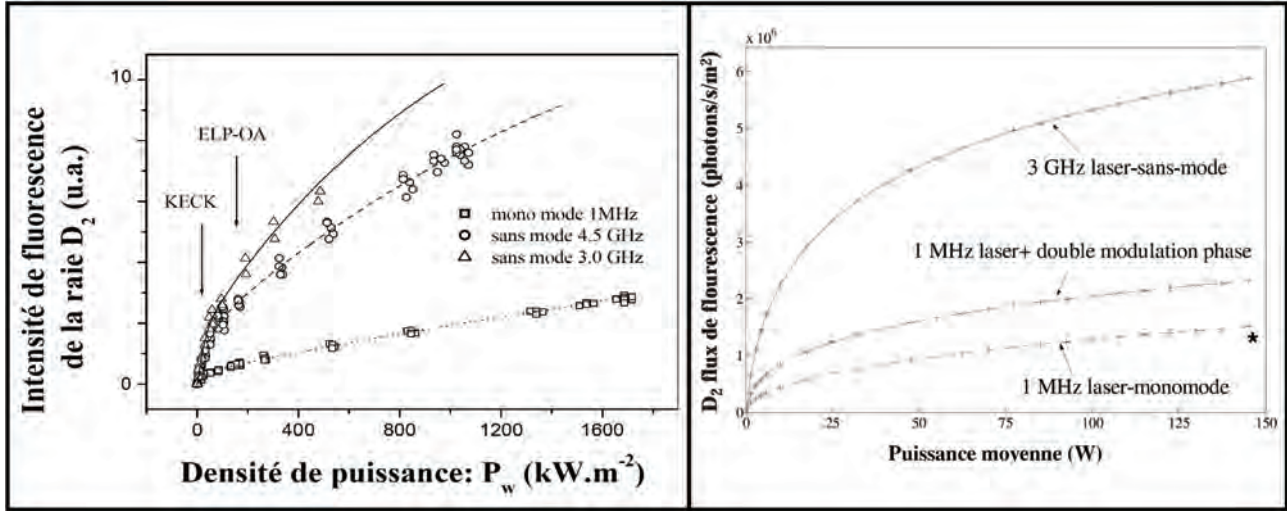


Figure 75 : Mise en évidence du gain procuré par le laser sans mode sur l'efficacité d'excitation d'une vapeur de sodium (transition D₂ uniquement) en comparaison d'un laser monomode (1 MHz) ou à double modulation de phase (100 MHz, 300 MHz - type Keck II). La figure de gauche représente les résultats expérimentaux alors que la figure de droite correspond aux résultats du modèle cinétique développé au LSP [Pique&Farinotti2003].

à un laser monomode : 1,7 pour un laser à double modulation de phase et 6 pour le laser sans mode de 3 GHz (Figure 75-droite). Pour cela, le modèle tient bien évidemment compte de la forme temporelle de l'impulsion, de sa forme spectrale et de sa forme spatiale (taux de répétition de 30 kHz, 70 ns de largeur d'impulsion, 40 cm de diamètre à 1/e² - [Pique&Farinotti2003]). De la même façon, il permet de prévoir une augmentation d'un facteur ~10 sur l'intensité de l'étoile UV (produite par double excitation avec les caractéristiques - taux de répétition, durée d'impulsion - requises pour le projet ELPOA [Pique2006]) par rapport à une excitation monomode. Il apparaît donc clairement que le laser sans mode possède un avantage certain vis-à-vis des systèmes déjà existants et qu'il peut être une solution performante dans la génération d'étoiles laser.

3. Dépolarisation hyperfine de la fluorescence du sodium mésosphérique et polarisation du rayonnement Rayleigh

II.3.1.	Exposé du problème de la diffusion Rayleigh.....	121
II.3.2.	Etude de la polarisation des différents rayonnements en jeu	121
II.3.3.	Une solution au problème du Rayleigh : un filtre polariseur	128

Introduction

Cette partie expose une méthode permettant de supprimer la diffusion parasite du Rayleigh le long de l'axe de propagation du faisceau laser. Ce résultat se base sur une série d'expériences qui ont par ailleurs été confirmées par un modèle numérique.

II.3.1. Exposé du problème de la diffusion Rayleigh

Nous avons pu voir dans la partie I.3.1.3.5 que la diffusion Rayleigh se révélait être une difficulté (bruit parasite) pour la mesure du centre de gravité d'une « sodium LGS », principalement lorsque le faisceau laser se propage hors-axe du télescope (cas du télescope Keck II). La plupart des télescopes ont résolu cette difficulté en projetant le faisceau laser derrière le miroir secondaire ; cependant, cela reste un problème dans le cadre de techniques MCAO où plusieurs étoiles sont simultanément dans le champ de vue¹. Afin de s'affranchir d'un tel problème qui pourrait s'avérer sérieux dans le cas d'une excitation laser dans l'UV² (comme cela a été proposé par J.P. Pique et al. [Pique2006]), nous avons mené une étude concernant les polarisations des deux rayonnements en jeu : diffusion résonnante et diffusion Rayleigh. Les résultats obtenus permettent d'envisager une suppression quasi-totale de la diffusion Rayleigh en opérant une discrimination entre le rayonnement Rayleigh et le signal de fluorescence.

II.3.2. Etude de la polarisation des différents rayonnements en jeu

La totalité de l'étude est réalisée pour le cas où le rayonnement d'excitation a une polarisation linéaire (faisceau du LSM à 589 nm). Afin de déterminer la polarisation d'un rayonnement, on définit le taux de polarisation ρ :

¹ Les orientations prises jusqu'à présent préconisent plutôt la génération successive des LGSs présentes dans le FoV.

² La section efficace de diffusion Rayleigh est proportionnelle à λ^{-4} ; la contribution du rayonnement Rayleigh sera donc plus importante aux courtes longueurs d'onde.

$$\rho = \frac{(I_{//} - I_{\perp})}{(I_{//} + I_{\perp})} \quad \{2.10\}$$

où $I_{//}$ et I_{\perp} sont respectivement l'intensité de la diffusion ayant une polarisation parallèle et perpendiculaire à la polarisation du laser. Ainsi, pour un rayonnement complètement dépolarisé, ρ sera égal à 0 alors qu'il sera de -1 ou 1 selon qu'il est polarisé respectivement perpendiculaire ou parallèle.

Diffusion Rayleigh

Cette diffusion présente deux composantes : une contribution non-décalée en fréquence et deux ailes Raman dues à la rotation des molécules. Ces deux contributions amène à un taux de polarisation de 98,5 % dans l'air [Young1982]. On peut donc dire que le rayonnement Rayleigh est fortement polarisé.

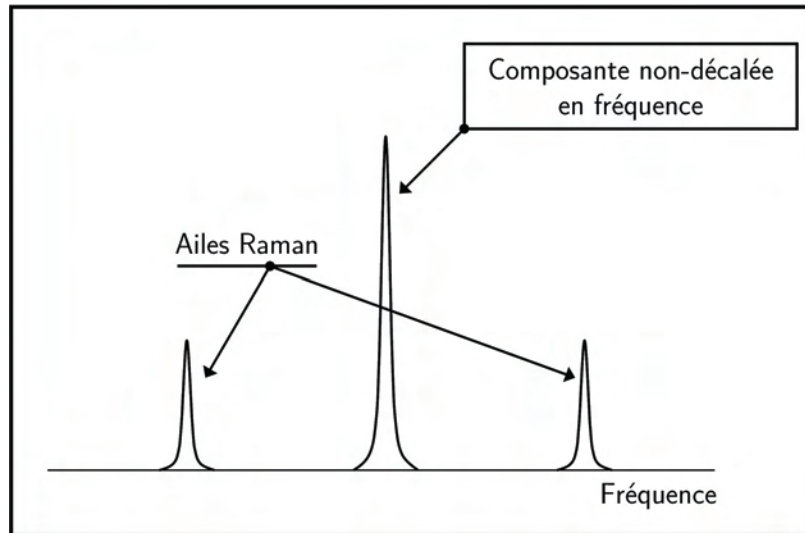


Figure 76 : Effets de la rotation des molécules de l'air. On voit apparaître les composantes Stokes et anti-Stokes (qui donnent les deux ailes Raman) ainsi qu'une composante intense à la même fréquence que le laser propagé. Le taux de dépolarisation global (addition des deux contributions) est de 1,5 %.
Source : [Young1982].

Fluorescence de la LGS

Expérimentation :

Nous avons mis en place au laboratoire de Spectrométrie Physique un protocole expérimental nous permettant de mesurer le taux de polarisation de la fluorescence du sodium lorsqu'il est excité par un laser polarisé linéairement selon (Oy) (Figure 77). Le laser utilisé est le laser sans mode (largeur spectrale ≈ 3 GHz) et peut fonctionner aussi bien en continu qu'en impulsions (17 kHz, 50 ns). Son faisceau est focalisé dans une cellule de sodium à faible pression ; la taille du spot y est de $\sim 100 \mu\text{m}$. La fluorescence est filtrée spatialement dans la direction verticale à l'aide de deux trous, puis est mesurée par un photomultiplicateur. Un polariseur placé sur le chemin optique de la fluorescence permet de sélectionner la polarisation à observer. Le choix d'observer sur l'axe (Oz) n'est pas anodin car les flux ainsi que le taux de polarisation doivent être identiques à ceux mesurés

dans la direction (Ox) (voir les diagrammes de rayonnement sur la Figure 78); or, ce cas est celui rencontré lorsque l'on observe une LGS à l'aide d'un télescope.

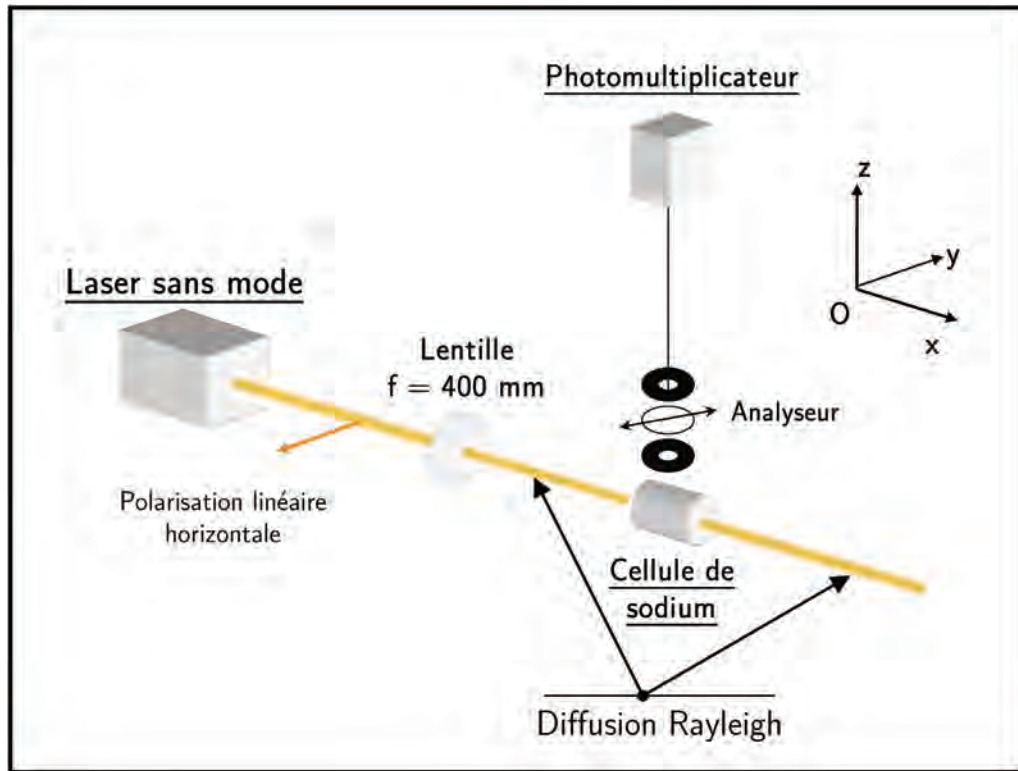


Figure 77 : Schéma de l'expérience nous permettant de mesurer le taux de polarisation de la fluorescence du sodium. Le faisceau du LSM est envoyé dans une cellule de sodium à faible pression. La fluorescence est alors mesurée par un photomultiplicateur placé sur l'axe (Oz) perpendiculaire à la polarisation du laser. Un filtre polariseur permet de sélectionner les composantes parallèle ou perpendiculaire des photons de fluorescence. Source : [GuilletteChatellus2006].

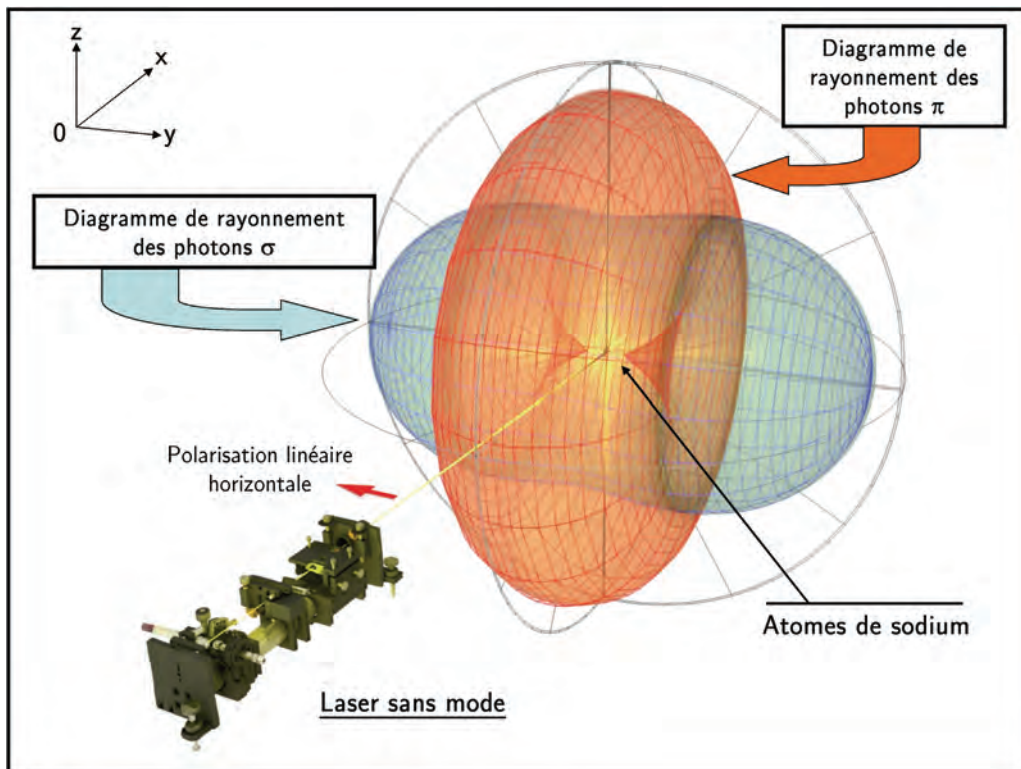


Figure 78 : Diagramme de rayonnement de la fluorescence des atomes de sodium, après excitation par un laser dont la polarisation est linéaire et horizontale. On voit que les flux ainsi que le taux de polarisation doivent être identiques selon les directions zz' et xx' . C'est pourquoi nos résultats sont applicables dans le cas où on observe une LGS avec un télescope (équivalent à la direction xx').

Modélisation :

On souhaite déterminer de façon théorique le taux de polarisation de la fluorescence dans la direction (Oz) de la transition D₂ ($J=1/2 \rightarrow J=3/2$) du sodium. La cellule de sodium est donc éclairée par le faisceau polarisé linéairement selon (Oy) (polarisation π). La fluorescence a deux composantes : une composante π et une composante σ . Le taux de polarisation est défini par :

$$\rho = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}}$$

Il importe donc pour faire ce calcul, d'évaluer le poids des contributions π et σ , et de les relier aux quantités accessibles expérimentalement, à savoir $I_{//}$ et I_{\perp} .

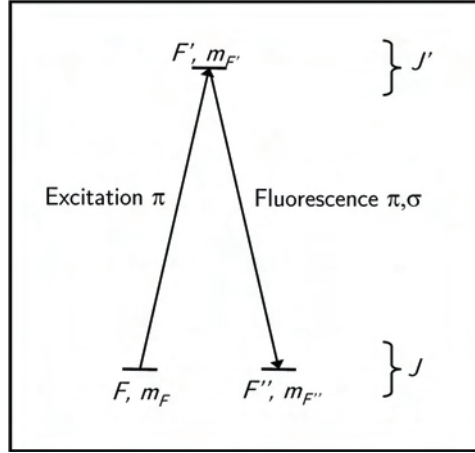


Figure 79 : Cycle d'absorption – émission spontanée dans l'atome de sodium : l'excitation se fait par un rayonnement polarisé linéairement suivant l'axe de quantification (π), alors que la fluorescence peut aussi bien être linéaire que circulaire (σ). On fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de transfert de population dans l'état excité.

La force de l'interaction entre l'onde électromagnétique et l'atome de sodium est donnée par les éléments de matrice d'interaction dipolaire $\langle F m_F | e \cdot \vec{r} | F' m_{F'} \rangle$ qui couple le sous-niveau hyperfin $|F m_F \rangle$ de l'état fondamental et le sous-niveau $|F' m_{F'} \rangle$ de l'état excité. Pour calculer ces coefficients, il est intéressant d'appliquer le théorème de Wigner-Eckart et de les exprimer sous la forme du produit d'un élément de matrice réduit et d'un coefficient de Clebsch-Gordan :

$$\langle F m_F | e r_q | F' m_{F'} \rangle = \langle F || e \vec{r} || F' \rangle \langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle \quad \{2.11\}$$

où q est un indice caractérisant la composante de \vec{r} dans la base sphérique. (Notons que le CG s'annule sauf si les sous-niveaux satisfont : $m_F = m_{F'} + q$).

Le coefficient de Clebsch-Gordan peut lui-même se réécrire en faisant intervenir un coefficient 3-j :

$$\langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle = (-1)^{F'-1+m_F} \sqrt{2F'+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & -m_F \end{pmatrix} \quad \{2.12\}$$

tandis que l'élément de matrice réduit se factorise par un coefficient 6-j :

$$\langle F || e \vec{r} || F' \rangle = \langle J || e \vec{r} || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \left\{ \begin{matrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{matrix} \right\} \quad \{2.13\}$$

L'intérêt de cette décomposition est qu'elle présente l'élément de matrice dipolaire comme le produit d'un coefficient dépendant de $F, m_F, F', m_{F'}$, par l'élément de matrice réduit $\langle J || e \vec{r} || J' \rangle$ qui est indépendant des sous-niveaux hyperfins mis en jeu.

De la même façon, la désexcitation des sous-niveaux hyperfins ($F' m_{F'}$) vers les sous-niveaux de l'état fondamental ($F'' m_{F''}$) est contrôlée par les éléments de matrice $\langle F' m_{F'} | e \cdot \vec{r} | F'' m_{F''} \rangle$.

L'intensité de la polarisation π s'écrit comme :

$$I_{\pi}^0 = \sum_{F, m_F, F', m_{F'}, F'', m_{F''}} \langle F m_F | e r_0 | F' m_{F'} \rangle^2 \langle F' m_{F'} | e r_0 | F'' m_{F''} \rangle^2 \quad \{2.14\}$$

Le premier terme correspond à la probabilité de peupler le sous-niveau excité $|F' m_{F'}\rangle$ par l'onde excitatrice polarisée π à partir du sous-niveau fondamental $|F m_F\rangle$. Le second terme décrit la probabilité de désexcitation de $|F' m_{F'}\rangle$ vers $|F'' m_{F''}\rangle$ en émettant un photon π (soit avec $m_{F'} = m_{F''}$). La somme porte sur tous les sous-niveaux $|F m_F\rangle$ et $|F' m_{F'}\rangle$ susceptibles d'être couplés par l'onde laser. Au niveau de l'état excité, l'élargissement Doppler est plus important que la différence d'énergie des niveaux hyperfins F' . Par conséquent, on considère que tous les niveaux hyperfins de l'état excité sont couplés par l'onde laser (l'écart maximal de la structure hyperfine de l'état excité est de 158 MHz). En revanche, la différence d'énergie des sous-niveaux $F=1$ et $F=2$ de l'état fondamental est importante (1772 MHz). On traitera donc les cas où l'un ou l'autre des niveaux hyperfins (ou les deux) sont couplés par le laser à l'état excité.

De la même façon, l'intensité de la polarisation σ vaut :

$$I_{\sigma}^0 = \sum_{F, m_F, F', m_{F'}, F'', m_{F''}} \langle F m_F | e r_0 | F' m_{F'} \rangle^2 \langle F' m_{F'} | e r_{-1} | F'' m_{F''} \rangle^2 + \langle F m_F | e r_0 | F' m_{F'} \rangle^2 \langle F' m_{F'} | e r_{+1} | F'' m_{F''} \rangle^2 \quad \{2.15\}$$

Les deux termes qui interviennent dans la somme décrivent respectivement les contributions σ^- ($q=-1$) et σ^+ ($q=+1$).

Le signal de fluorescence détecté dans la direction (Oz) présente deux contributions : l'une linéairement polarisée selon (Oy), correspondant aux photons π , et l'autre polarisée selon (Ox), qui correspond aux photons σ . Notons que ces photons σ sont polarisés circulairement s'ils sont détectés dans la direction de (Oy). Il faut aussi prendre en compte l'aspect géométrique du rayonnement de fluorescence. Le diagramme de rayonnement des photons π a son maximum dans toute direction du plan (Ozx). La contribution des photons π détectés selon (Oz) vaut donc I_{π}^0 . En revanche, l'émission des photons σ est préférentielle dans la direction (Oy) : l'intensité émise selon (Oy) vaut I_{σ}^0 , et est divisée par un facteur deux selon (Oz).

En conséquence, $I_{//} = I_{\pi}^0$ et $I_{\perp} = I_{\sigma}^0/2$.

Le taux de polarisation vaut donc :

$$\rho = \frac{2I_{\pi}^0 - I_{\sigma}^0}{2I_{\pi}^0 + I_{\sigma}^0} \quad \{2.16\}$$

Ainsi, pour la raie D₂, on a:

Pour $F = 1$:	$I_{\pi}^0 = 0.1944$	$I_{\sigma}^0 = 0.3056$	$P = 11\%$
Pour $F = 2$:	$I_{\pi}^0 = 0.3700$	$I_{\sigma}^0 = 0.4633$	$P = 23\%$

Dans le cas où les deux raies sont excitées avec la même intensité, $P = 17\%$.

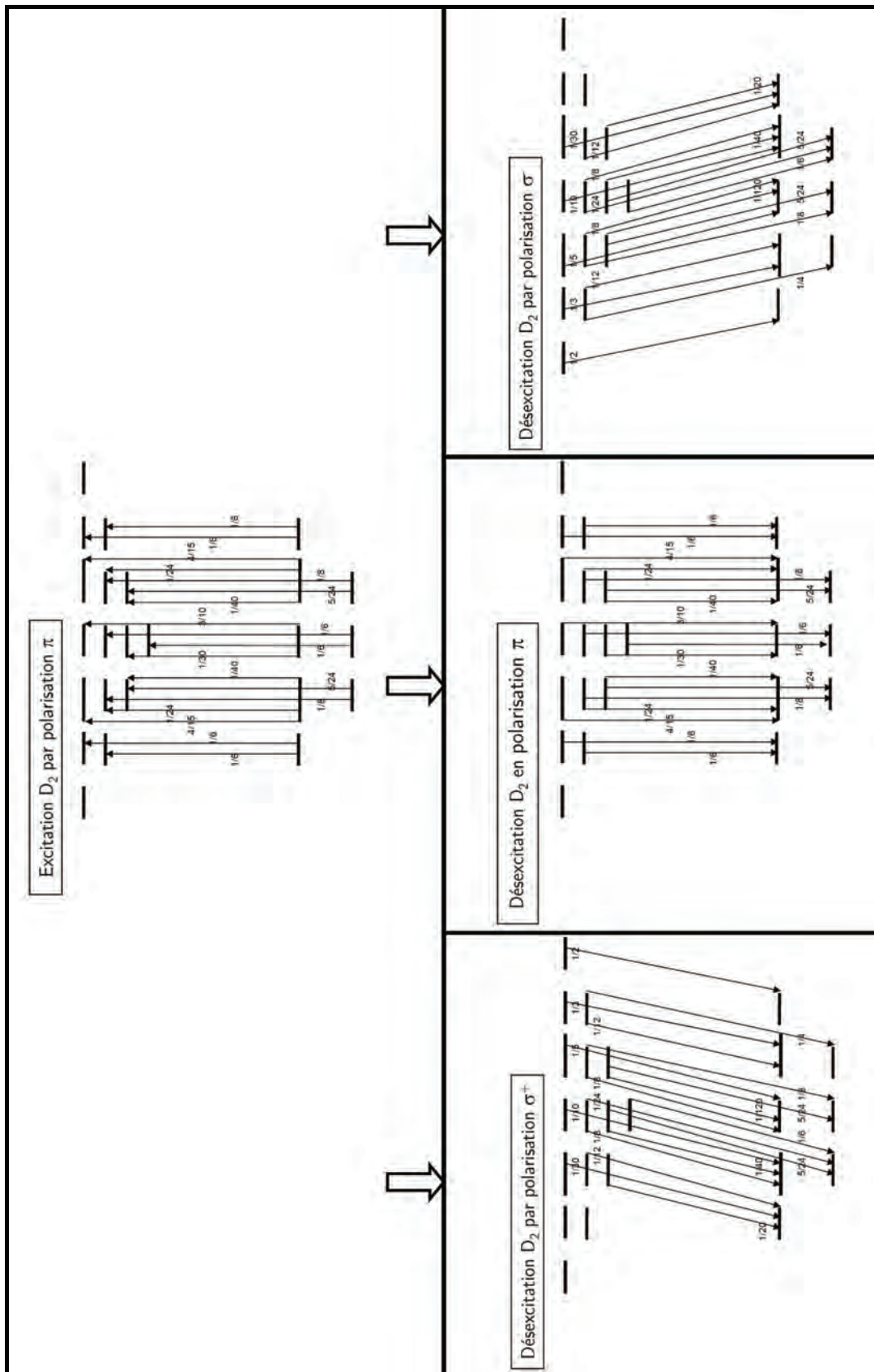


Figure 80 : Transitions permises (pour le sodium) lors de l'excitation π et des désexcitation π , σ^+ et σ^- ; les valeurs numériques indiquées correspondent aux carrés des éléments de matrice dipolaire, divisés par $\langle J || e^r || J \rangle^2$.

Résultats :

Nous avons tout d'abord mené l'étude consistant à scanner la raie D_2 par notre laser large bande (~ 3 GHz). Cette expérience nous a permis de constater que le taux de polarisation est inférieur à

25 % lorsque l'on se trouve à la résonance (c'est-à-dire lorsqu'il y a superposition des profils spectraux du sodium et du laser), et augmente lorsque l'on s'en éloigne (Figure 81). On constate par ailleurs que, lorsque le décalage est négatif (cas où les transitions depuis le niveau $F_g = 2$ sont favorisées), le taux de polarisation est sensiblement supérieur que pour un décalage positif (transitions depuis $F_g = 1$). C'est ce que nous avait prédit le modèle.

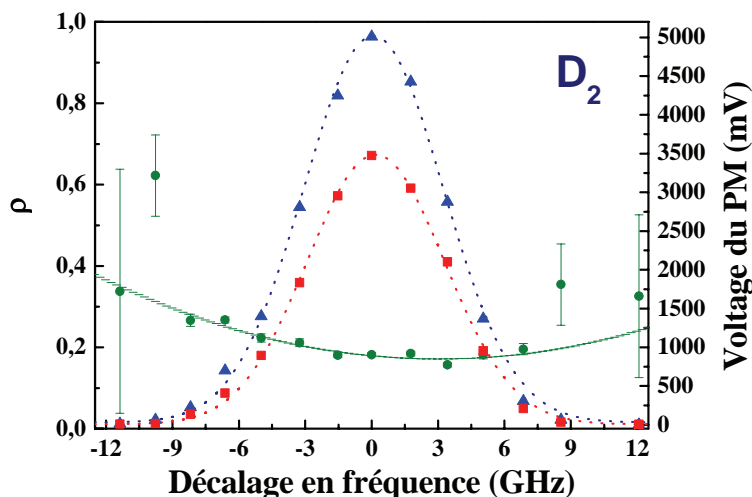


Figure 81 : Signaux de fluorescence normalisés, pour des polarisations parallèle (triangles bleus) et perpendiculaire (carrés rouges) à la polarisation du laser. Les « fits » correspondants (en pointillés) représentent le produit de convolution de la raie D_2 avec la raie du laser d'excitation. Les points en vert représentent quant à eux le taux de polarisation de la fluorescence.

Suite à cela, nous avons désiré étudier comment le taux de polarisation variait en fonction de l'intensité laser.

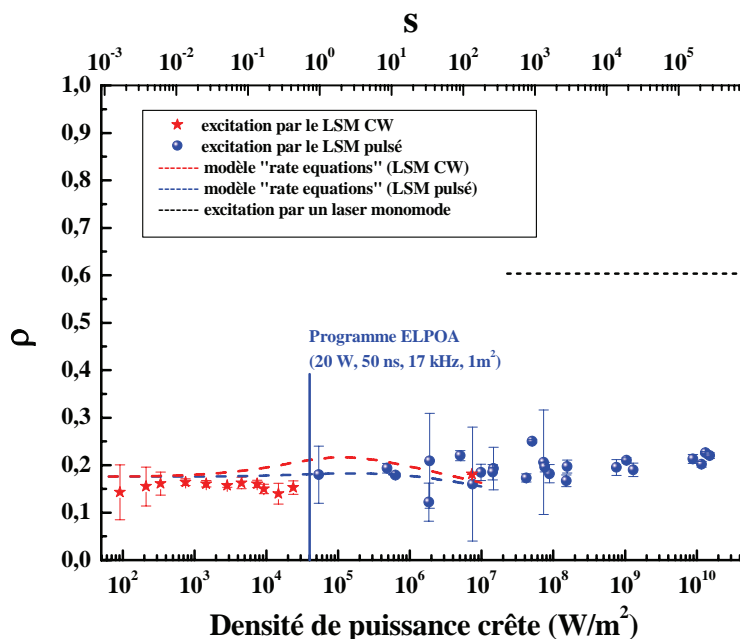


Figure 82 : Evolution du taux de polarisation en fonction de la densité de puissance crête. Les paramètres ρ et S correspondent respectivement au taux de polarisation et au paramètre de saturation par classe de vitesse.

On fixe ainsi la longueur d'onde de notre laser de façon à ce que le recouvrement entre la raie laser et le profil spectral du sodium soit optimal ; on fait alors varier la puissance du laser, que ce soit en régime continu ou en pulsé. Les résultats sont exposés sur la Figure 82. Le modèle cinétique permet de rendre compte de façon satisfaisante des tendances expérimentales [GuilletdeChatellus2006]. On constate donc bien que le taux de polarisation est inférieur à 25 % sur une plage de huit décades de densité de puissance (pour le LSM). Contrairement à cela, une excitation monomode continue conduit à un taux de polarisation de 60 % de la fluorescence.

II.3.3. Une solution au problème du Rayleigh : un filtre polariseur

Cette série d'expériences nous permet au final de constater que, contrairement à la diffusion Rayleigh pour laquelle le taux de polarisation est proche de 98,5 %, la fluorescence du sodium possède un taux de polarisation de l'ordre de 18 %. On peut ainsi envisager de placer un filtre polariseur afin de supprimer quasi-totalement le bruit Rayleigh lors de la propagation d'un faisceau laser (polarisé linéairement) dans l'atmosphère. La fluorescence recueillie est alors elle aussi plus faible, mais on récupère tout de même environ 40 % de la fluorescence totale. L'intérêt principal de cette investigation étant d'augmenter le rapport signal sur bruit (rapport entre la fluorescence du sodium mésosphérique et la contribution néfaste du Rayleigh) lors de l'observation d'une LGS. Il est cependant utile de préciser que ce travail a été accompli en laboratoire, et que toutes ces observations demandent à être vérifiées sur le ciel.

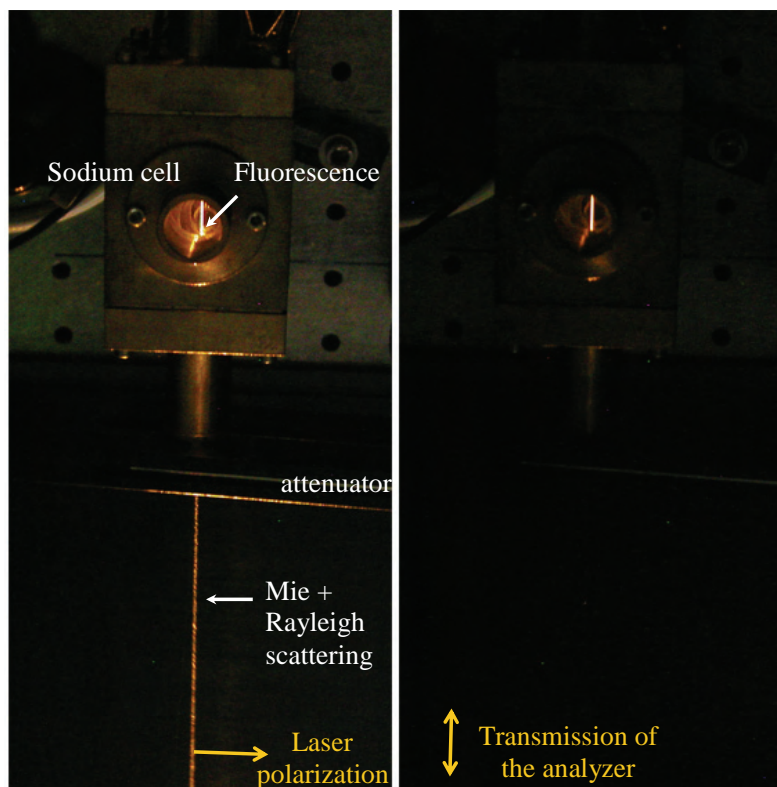
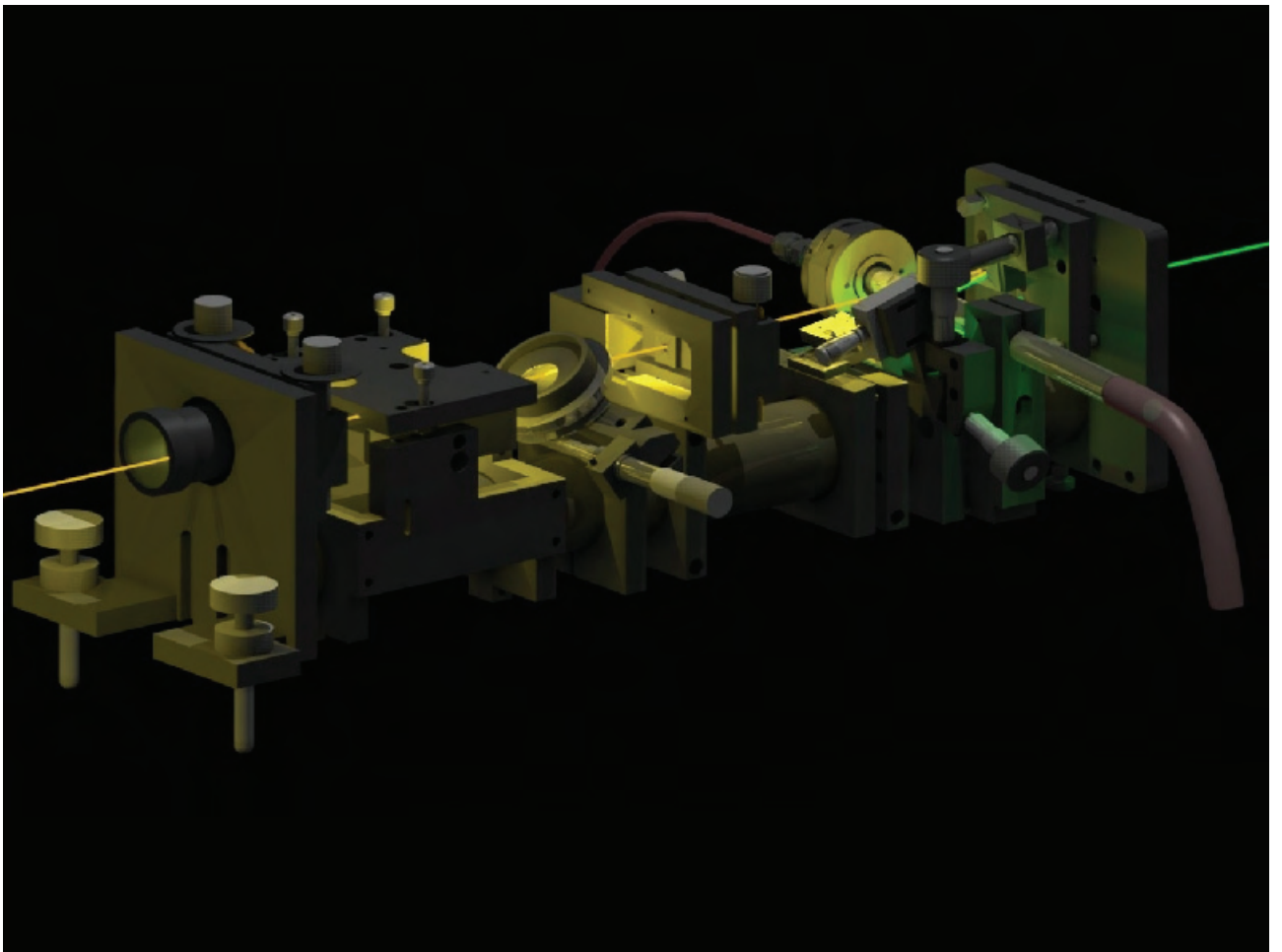


Figure 83 : Photographies de notre dispositif expérimental. Le faisceau du LSM est focalisé dans une cellule de sodium ; la longueur d'onde laser est fixée sur la transition D₂. A gauche, la photographie est prise sans aucun polariseur ; à droite, on place un analyseur perpendiculaire à la polarisation du faisceau : on constate clairement que les diffusions Rayleigh et Mie sont quasiment supprimées, ainsi que toutes les réflexions parasites sur les optiques ; il apparaît seulement la fluorescence du sodium.

Références

- [Avicola1994]: Avicola, K., J. M. Brase, et al. (1994). "Sodium-layer laser-guide-star experimental results." *Journal of the Optical Society of America* 11(2): 825-832.
- [Clemesha1995]: Clemesha B. R. 1995, "Sporadic neutral layers in the mesosphere and lower thermosphere", *J. of Atmos. terr. phys.* 57, 7, 725.
- [d'Orgeville2002]: d'Orgeville, C., B. Bauman, et al. (2002). "Gemini North and South Laser Guide Star Systems Requirements and Preliminary Designs." *SPIE* 4494: 302-317.
- [Foy&Pique2003]: Foy, R. and J.-P. Pique "Lasers in Astronomy." *Handbook of Laser Technology and Applications* Ed. C E Xebb, University of Oxford, UK.
- [Gardner1986]: Gardner C., Voelz D., Sechrist C., Segal A., 1986, "Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois. I - Seasonal and nocturnal variations", *J. Geophys. Res.*, 91, 13659.
- [GuilletDeChatellus2006]: *Optics Express*, accepté pour publication.
- [Kibblewhite]: Kibblewhite, E. (1990). "The Physics of the Sodium Atom." CfAO Summer School 1990. Properties of the Atomic Sodium in the Mesosphere. Basic atomic physics of the sodium atom.
- [Megie1978]: Mégie, G., F. Bos, et al. (1978). "Simultaneous nighttime Lidar measurements of atmospheric sodium and potassium." *Planetary and Space Science* 26(1): 27.
- [Michaille2001]: Michaille, L., J. B. Clifford, et al. (2001). "Characterization of the mesospheric sodium layer at La Palma." *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 328: 993-1000.
- [Morris1994]: Morris, J. R. (1994). "Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses." *Journal of Optical Society of America* 11(2): 832.
- [Papen1996]: Papen G. C., Gardner C. S., Yu J., 1996, "Characterization of the mesospheric sodium layer", in *OSA*, Vol. 13, *OSA conf. on Adaptive Optics*. OSA, p. 96.
- [Pique&Farinotti2003]: Pique, J. and S. Farinotti (2003). "Efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star." *Journal of the Optical Society of America B* 20(10): 2093-2102.
- [Pique2006]: J.P. Pique, I. C. Moldovan, V. Fesquet (2006), "Concept for polychromatic laser guide stars: one-photon excitation of the $4P_{3/2}$ level of a sodium atom", *JOSA A*, vol.23, issue 11, pp. 2817-2828.
- [Schöck2000]: Schöck, M., R. Foy, et al. (2000). "PASS-2: Quantitative photometric measurements of the polychromatic laser guide star." *SPIE* 4007: 296-308.
- [Steck2000]: Steck, D. A. (2000). "Sodium D Line Data." 1-29. *Sodium Physical and Optical Properties. Hyperfine Structure. Resonance Fluorescence. Data Tables.*
- [Welsh&Gardner1989]: Welsh, B. M. and C. S. Gardner (1989). "Nonlinear resonant absorption effects on the design of resonance fluorescence lidars and laser guide stars." *Applied Optics* 28(19): 4141.

CHAPITRE III: CONCEPTION DES CHAINES LASER DE PUISSANCE DANS LE CADRE DU PROJET ELP-OA



1. Enumération des paramètres requis pour nos chaînes laser en vue de leurs intégrations sur le démonstrateur ELP-OA

III.1.1.	Choix d'un milieu amplificateur adapté aux longueurs d'onde choisies.....	132
III.1.2.	La solution pour s'affranchir de la saturation : le laser « sans mode ».....	133
III.1.3.	Quelle puissance laser ?	135
III.1.4.	Propriétés temporelles.....	135
III.1.5.	Propriétés spatiales.....	136
III.1.6.	Comparaisons : les installations laser existantes	138

Introduction

Nous venons de voir que, dans le cadre du projet ELP-OA, nos lasers devaient exciter au mieux les transitions du sodium afin d'obtenir un flux de photons retournés le plus important possible. Mais, comme il a pu être constaté lors de toutes les expériences relatives à l'excitation du sodium mésosphérique, il existe un problème majeur qui est la saturation de l'absorption (voir la partie II.2.2). Il a donc fallu palier à cette limitation importante. La partie qui suit se propose d'énumérer les paramètres adoptés pour nos lasers, paramètres qui découlent principalement des conditions imposées par le projet.

III.1.1. Choix d'un milieu amplificateur adapté aux longueurs d'onde choisies

Nous avons vu que pour ELP-OA, la solution choisie était la double excitation à 589 et 569 nm. Obtenir des lasers de puissance à ces longueurs d'onde nécessite forcément une étude et un développement spécifique car il n'existe aucune solution sur le marché actuel. Evidemment, depuis l'avènement des LGS en astronomie, plusieurs types de lasers sont apparus mais ceux-ci ne fonctionnent qu'à 589 nm (pour une étoile monochromatique). De plus, il ne s'agit que de prototypes et leurs industrialisations n'est pas à l'ordre du jour¹. Dans notre cas où le but est de réaliser une double excitation, il convient de développer deux lasers aux caractéristiques très proches, sous peine d'être confronté à des problèmes de synchronisation temporelle, de superposition spatiale des faisceaux et de recouvrement des raies spectrales. Au vu des conditions requises pour le choix de notre milieu amplificateur, les colorants s'imposent tout naturellement. En effet, ils satisfont aux conditions suivantes :

- nous voulons de fortes puissances dans le jaune, à des longueurs d'onde très précises (589.0 et 568.8 nm) ; les colorants ont la propriété d'avoir une zone spectrale d'activité

¹ Voir la partie III.1.5 de cette thèse.

laser très large, offrant ainsi la possibilité d'ajuster la longueur d'onde d'un laser de façon précise ;

- à notre connaissance, le colorant est le seul milieu amplificateur permettant de réaliser un laser à 568.8 nm ;
- le colorant est un milieu amplificateur de classe A (c'est-à-dire pour lequel la durée de vie de l'état d'inversion est plus faible que la durée de vie du photon dans la cavité), ce qui a pour conséquence de rendre plus aisé le formatage spectral qu'on désire obtenir (voir la partie IV.2.2¹) ;
- contrairement aux lasers « tout-solide » (Nd :YAG, Ti :Sa, ...) où le milieu amplificateur est généralement très coûteux puisque difficile à réaliser et pour lesquels toute modification est impossible, les colorants ont un coût relativement faible et ont une zone spectrale d'activité très étendue (chaque colorant a une zone qui lui est propre ; changer la longueur d'onde de travail revient à changer de colorant et éventuellement de solvant).

Il est vrai que, sur un site astronomique, la préférence va à des lasers « tout-solide » (voir la partie I.3.2.4.2). En effet, ils permettent d'éviter la manipulation d'importants volumes de produits souvent toxiques (sécurité accrue) et serait un gain de place indéniable (pas de circulateurs). On peut donc penser à la possibilité d'un colorant en matériau sol-gel qui offrirait l'avantage d'être « tout-solide » tout en conservant les propriétés uniques des colorants. Cependant, malgré les récents progrès concernant la réalisation de matrices solides dopées avec des colorants, leurs utilisations souffrent encore de nombreux inconvénients. En effet, la durée de vie de ces matériaux est très faible puisqu'ils se dégradent généralement après quelques centaines de milliers d'impulsions [Nhung2003]. Pour exemple, l'étude menée par Abedin et al. [Abedin2003] avec un « solid-state dye laser » (laser à colorant à l'état solide) pompé à 10 kHz par un laser Q-switched Nd :YLF doublé (527 nm) donne des résultats peu encourageants en ce qui concerne notre projet. Quel que soit le dopant (P567 ou R6G²), leurs demi-temps de vie³ n'excèdent pas les 10 minutes. Le colorant se trouve dégradé thermiquement par le fait qu'il n'y a pas de dissipation de l'excès d'énergie des molécules de colorants excitées. Ainsi, ce type de laser accordable, tout-solide et avec un haut taux de répétition peut améliorer les systèmes laser que l'on utilise pour les applications dermatologiques ou biomédicales, mais ne représentent en rien un atout dans notre cas où les durées expérimentales sont très longues⁴. Les colorants que nous utilisons sont donc en solution. Leurs caractéristiques sont énoncées lors du descriptif de notre laser.

III.1.2. La solution pour s'affranchir de la saturation : le laser « sans mode »

Les expériences préalables pour étudier la faisabilité des LGS ont montré qu'au-delà d'une certaine densité de puissance, le sodium mésosphérique devenait quasi-transparent au rayonnement

¹ Pour plus d'informations concernant la théorie de ce type de lasers, se reporter au Chapitre IV consacré à l'étude de la dynamique des lasers à décalage de fréquence intra-cavité.

² Pyrrométhène 567 ou Rhodamine 6G.

³ Temps que met la puissance de sortie du laser pour atteindre la moitié de sa valeur initiale.

⁴ On peut toutefois noter l'étude de Jones et al. où ils utilisent des lasers à polymères dopés avec du PM-567 pour des applications LIDAR sur l'ozone [Jones2002].

excitateur. Cet effet a pour conséquence de réduire l'efficacité du processus d'excitation. Le seuil de densité de puissance de saturation dépend de la transition à exciter et est généralement faible. Par exemple, pour la transition D₂, il est de 185 W.m² (valeur tirée de [Foy&Pique2003] ; elle diffère d'un facteur 2 selon les auteurs). Nous avons pu voir que la dimension angulaire d'une LGS est généralement de 1.4 arcsec (comme au Keck¹), ce qui correspond à une valeur de 0.4 m pour le waist du faisceau au niveau de la couche de sodium [Pique2006]. Ainsi, pour arriver à saturation avec un laser monomode continu, il faut une puissance de ~93 W.

Tableau 7 : Valeurs de la puissance nécessaire (d'un laser continu monomode) pour atteindre la saturation. Celles-ci sont données pour les différentes transitions envisageables pour la production de PLGS.

Longueur d'onde (nm)	589	569	330
Intensité de saturation (W.m ⁻²)	185 [Foy1995]	475 [Foy1995]	140 [Pique2006]
Puissance continue pour atteindre la saturation (W)	93	214	70

Les lasers continus sont donc ceux préconisés pour éviter la saturation. Pour notre cas, nous venons de voir que le seul milieu amplificateur nous permettant de réaliser nos deux chaînes laser était un colorant. Le problème qui survient alors est qu'il est difficile de réaliser des lasers continus de forte puissance avec des colorants. Par conséquent, nos lasers fonctionneront en régime pulsé. Ainsi, les atomes vont recevoir des impulsions énergétiques dont la puissance crête sera importante, et le paramètre de saturation² dans ces conditions sera élevé. Pour réduire alors le paramètre de saturation, il est nécessaire de répartir l'énergie de l'impulsion sur la totalité de la raie Doppler (/hyperfine) de la transition désirée. De cette façon, on excite toutes les classes de vitesses du sodium mésosphérique.

Les raies en question ont des largeurs de l'ordre du GHz. Pour pouvoir les exciter efficacement, il faut donc des lasers possédant une largeur spectrale équivalente. Or, les lasers ont généralement des modes spectraux avec des largeurs spectrales de l'ordre du MHz (proche de la largeur d'une classe de vitesse – voir la partie II.2.1). Même si on utilisait un laser multimode avec un nombre de modes suffisant pour couvrir la raie voulue, l'efficacité d'excitation ne serait pas optimale puisqu'il y aurait des trous de fréquence entre chaque mode (l'écart entre mode est l'intervalle spectral libre ; il est généralement grand devant la largeur d'un mode). En plus de cela, les fluctuations d'amplitude des modes dans le temps seraient néfastes pour ce type d'excitation. Par ailleurs, dans le cas où on cherche à réaliser une double excitation, l'utilisation de lasers à modes fins va induire des complications technologiques. En effet, il est impossible d'exciter les mêmes classes de vitesses avec deux lasers différents car cela nécessite que l'ensemble des classes de vitesse préparées par le premier peigne laser soit vu en coïncidence avec le deuxième peigne laser ; ceci est mathématiquement impossible (voir la formule de transmission de la Figure 125).

L'idéal serait donc de couvrir entièrement et sans trou de fréquence la raie d'excitation. L'efficacité serait quasi-optimale (pour une excitation incohérente) et il n'y aurait plus le problème de recouvrement des modes spectraux pour la double excitation. Dans la littérature scientifique, il est fait référence à plusieurs types de lasers permettant d'atteindre des largeurs spectrales importantes :

¹ Faisceau laser à la limite de diffraction projeté par un miroir de 50 cm de diamètre.

² Valeur qui quantifie le phénomène de saturation.

- une cavité multipassage étudiée pour amplifier l'ASE (pour Emission Spontanée Amplifiée) d'une cellule de colorant pompée par un laser YAG doublé fonctionnant à 10 Hz ; cependant, cette configuration ne permet pas d'atteindre des largeurs spectrales inférieures à 30 GHz [Ewart1985];
- une cavité de grande longueur de façon à ce que son ISL soit plus faible que la largeur homogène de la largeur excitée ; il a été montré qu'une telle cavité était réalisable mais qu'elle était difficile à aligner du fait de sa dimension hors norme (il faut une cavité d'une longueur de 30 m pour obtenir un intervalle spectral libre de 10 MHz)¹ [Liang1984];
- une cavité laser où on insère un élément décaleur de fréquence. L'absence de modes dans une telle configuration a été démontrée.

C'est cette dernière configuration qui présente le plus d'avantages en terme de facilité de réalisation technologique pour le résultat que nous cherchons à obtenir. C'est ce qui fut appelé par Littler et al. le laser « sans mode » (ou « modeless laser » [Littler1991]).

III.1.3. Quelle puissance laser ?

Nous avons pu constater que, ne sachant réellement quel était le flux retourné nécessaire, la question de la puissance laser est encore un sujet où rien n'est véritablement fixé. Dans ces conditions, il a été convenu de suivre les directives originelles du projet (voir le plan de développement du 27 Janvier 2005), à savoir la réalisation de deux chaînes laser de 20 W à 569 et 589 nm. Ces puissances sont du même ordre de grandeur que celles que l'on peut déjà rencontrer sur les sites équipés de systèmes LGS. Plusieurs de ces sites utilisent d'ailleurs des lasers à colorant pour leurs systèmes laser.

Obtenir de telles puissances ne nécessite pas un savoir-faire particulier, ni des conditions de sécurité drastiques concernant le bâtiment de développement. En effet, les difficultés de réalisation sont toutes autres que sur des chaînes comme AVLIS ou SILVA², où les puissances sont 100 fois plus importantes, signifiant ainsi des installations aux volumes démesurés et des restrictions sécuritaires qui le sont tout autant. Nos expériences préliminaires sont en tous cas fortement encourageantes et n'ont jusqu'alors rencontré aucun problème.

III.1.4. Propriétés temporelles

Nous avons vu que l'excitation la plus efficace se produisait lorsque le laser utilisé est continu (on atteint la saturation pour des puissances plus élevées qu'avec des lasers pulsés). Cependant, les colorants nous imposent de travailler en impulsions. La volonté est alors de répartir l'énergie du rayonnement sur des temps d'interactions les plus longs possibles. En d'autres termes, il est

¹ L'intervalle spectral libre $ISL = c / 2L$.

² Chaînes lasers utilisées pour la séparation isotopique.

conseillé de travailler à fort taux de répétition et avec des largeurs temporelles d'impulsions importantes.

III.1.4.1. Choix du taux de répétition

La limitation qui intervient ici est d'ordre technologique. En effet, il est nécessaire que le colorant soit renouvelé entre deux impulsions car on peut se retrouver confronté à un problème de lentille thermique (amenant à une déflexion du faisceau à amplifier) [Lavi1985]. Par conséquent, de la performance des circulateurs dépend la fréquence maximale à laquelle nous pouvons travailler. Dans notre cas, ce sont les paramètres avec lesquels nous travaillons l'amplification qui vont fixer le taux de répétition¹. Le waist du faisceau à amplifier est important à ce niveau ; il est à peu près de 0.8 mm. Avec le circulateur dont nous disposons sur l'étage d'amplification, le débit mesuré est de $1.375 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. La section d'arrivée du colorant dans la cellule étant de 10^{-5} m^2 , la fréquence maximale permise sera donc de $\frac{1,375 \cdot 10^{-4}}{0,8 \cdot 10^{-3} * 10^{-5}} \approx 17 \text{ KHz}$. Il a donc été convenu de fonctionner à ce taux de répétition qui, de plus, correspond au taux de répétition pour un fonctionnement optimal du laser CuHBr. Cependant, le volume (de solution) à éliminer étant volontairement faible dans notre cas, nous pourrions atteindre des taux de répétition supérieurs à 100 kHz en utilisant un circulateur spécialement étudié.

III.1.4.2. Choix de la largeur d'impulsion

Ce paramètre ne peut être fixé au bon vouloir de l'expérimentateur. On va cette fois être limité par la nature même du milieu amplificateur choisi. Concernant les colorants, il n'est pas conseillé de travailler avec des largeurs d'impulsions supérieure à $\sim 100 \text{ ns}$ sous peine de voir chuter l'efficacité d'extraction globale de la chaîne². Par conséquent, et comme sur la quasi-totalité des lasers pulsés à colorant existants, la durée d'impulsion optimale sera comprise entre 40 et 50 ns.

En prenant en compte la volonté d'exciter au mieux les atomes de sodium mésosphériques, et au vu des configurations qui nous sont permises d'un point de vue « laser », les orientations prises dans le développement des chaînes laser sont donc un fonctionnement à 17 kHz avec des largeurs d'impulsions de 40-50 ns.

III.1.5. Propriétés spatiales

Afin d'avoir un spot le plus petit possible et une répartition d'énergie la plus homogène possible dans la mésosphère, il est nécessaire que notre faisceau laser soit un faisceau quasi-gaussien TEM_{00} (mode fondamental des modes hermito-gaussiens). En effet, un faisceau avec des modes d'ordres

¹ Le taux de répétition va dépendre en fait du débit de la solution de colorant dans la cellule ainsi que du waist du faisceau à amplifier sur cette même cellule. Plus le débit est faible ou plus le waist du faisceau à amplifier sera grand, plus le taux de répétition autorisé sera faible.

² L'efficacité d'extraction est le rapport entre la puissance de sortie de la chaîne laser développée et les puissances de pompe en jeu.

supérieurs n'amènerait non plus à une étoile unique mais plutôt à un rassemblement de « petites étoiles » pour lequel un calcul de centroïde se trouverait assez compliqué.

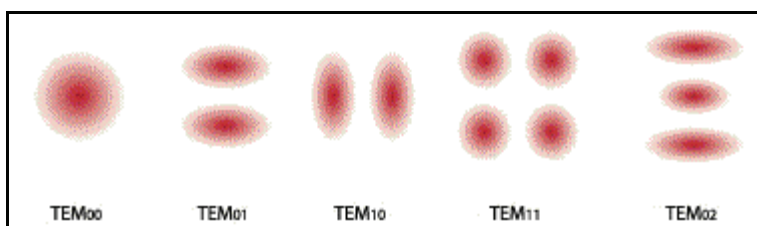


Figure 84 : Représentation de tâches laser correspondant à quelques modes hermito-gaussiens.

Le paramètre qui permet de rendre compte de la qualité d'un faisceau laser est son facteur de qualité M^2 . Pour un faisceau gaussien (idéal), $M^2=1$. En pratique ce facteur est plus important, ce qui signifie généralement que l'on a une divergence accentuée par rapport à un faisceau gaussien. Dans notre cas où il est impératif de disposer d'une taille de spot réduite (dans la mésosphère), notre laser devra donc avoir un facteur de qualité se rapprochant au plus de l'unité. C'est pour cette raison que la totalité des lasers utilisés pour la génération d'étoiles laser ont des $M^2 < 1,4$ (voir la partie III.1.6). Il faut savoir que la taille du spot joue un rôle prépondérant sur l'efficacité des corrections de l'OA ; certes, pour une étoile monochromatique, plus la taille est importante, plus le flux de photons rétro-diffusés est lui aussi important (voir la Figure 85); néanmoins, il convient non plus de s'attacher au flux de photons global mais au flux de photons émis par unité de surface de l'étoile. Une étude utilisant le code BEACON (développé au CEA) a donc été menée afin d'observer les tendances aussi bien pour une étoile monochromatique que pour l'étoile polychromatique (par double excitation résonnante).

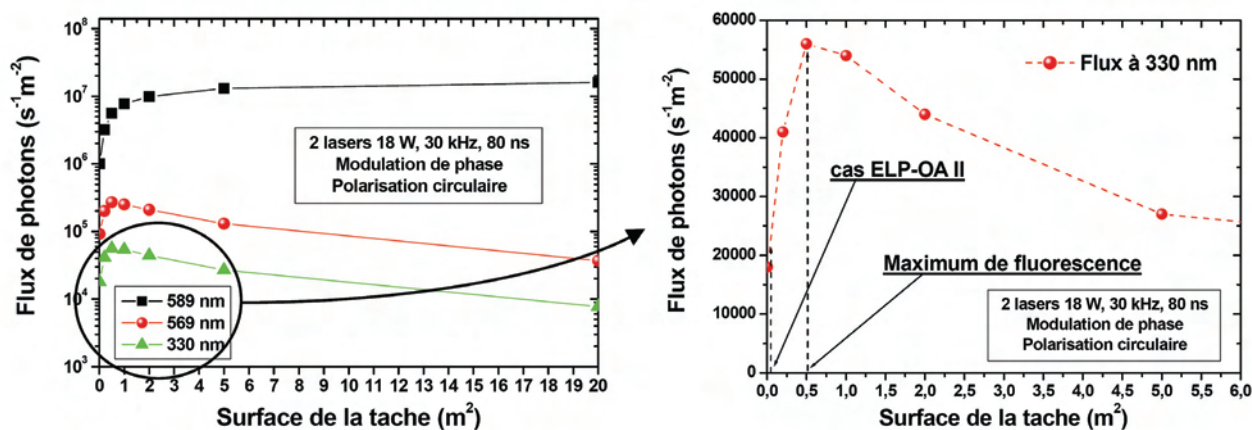


Figure 85 : Evolutions calculées (code « Beacon ») du flux de photons rétro-diffusés (au départ de la mésosphère) par seconde et par unité de surface du télescope, en fonction de la surface du spot. Sont représentés sur le graphique les flux à 589, 569 et 330 nm pour une double excitation 569-589 nm (ELP-OA). Les lasers utilisés pour l'excitation sont modulés en phase et avec une polarisation circulaire ; ils délivrent une puissance de 18 W (dans la mésosphère) avec un taux de répétition de 30 kHz et une largeur d'impulsion de 80 ns. A droite est exposé plus précisément le flux à 330 nm ; on voit clairement qu'il y a une taille de spot ($\sim 0,5 \text{ m}^2$) pour laquelle le flux est maximal.

La Figure 85 montre clairement l'aspect très non-linéaire de l'excitation à deux photons. Pour ces conditions de calculs, on voit que l'intensité de la LGS (589 nm) croît et sature avec la taille du spot. Par contre, l'étoile à 330 nm présente un maximum de flux pour une surface d'environ $0,5 \text{ m}^2$. Cela ne signifie pas forcément que la dimension du spot est optimale car ce que l'on recherche est la meilleure précision pour la mesure du tip-tilt différentiel. Cette précision varie comme la racine

carrée du flux et comme la racine carrée de l'inverse de la surface du spot. D'autres considérations font qu'il y existe un optimum. Ce qui est certain, c'est que le faisceau laser doit être à la limite de diffraction pour pouvoir atteindre cet optimum. C'est donc ce que nous ambitionnons pour notre chaîne laser et c'est pour cette raison que nous avons entrepris de réaliser un pompage longitudinal sur l'ensemble de la chaîne (oscillateur, pré-amplificateur, amplificateur).

III.1.6. Comparaisons : les installations laser existantes

Nous l'avons vu, plusieurs chaînes laser de puissance sont déjà en fonctionnement sur des sites astronomiques dans le but de générer des étoiles laser (partie I.3.2.2.2). A la différence du projet ELP-OA où l'ambition est de corriger tous les ordres de perturbations atmosphériques, les étoiles artificielles existantes ne permettent de corriger que les ordres supérieurs au « tip/tilt ». Toutefois, elles sont une indication sur les performances laser nécessaires pour le fonctionnement acceptable d'une optique adaptative (même si, comme nous avons pu le constater, l'excitation à deux photons est loin d'être aussi efficace qu'une simple excitation). Toutes ces installations fonctionnent à 589,0 nm ; cela permet de situer notre chaîne laser parmi les systèmes existants, en termes de puissance délivrée, de rendement de puissance, d'encombrement, de fiabilité... Voyons les caractéristiques des dispositifs les plus avancés d'un point de vue technologique.

Le télescope Keck II

Ce télescope a été le premier de la classe des 8-10 m à installer un dispositif « étoile laser », dès la fin de l'année 2001. Le système laser utilisé a été développé par le LLNL (pour « Lawrence Livermore National Laboratory » - Californie) ; il est similaire à celui qui avait été développé pour l'Observatoire du Lick [Friedman1997]. C'est un laser de type ALVIS. Les spécifications requises étaient les suivantes [Friedman1998] :

- une puissance moyenne ≥ 20 W,
- un taux de répétition ≥ 26 kHz,
- une largeur d'impulsion ≥ 125 ns,
- une qualité de faisceau $M^2 \leq 1.5$,
- une taille de faisceau ≥ 50 cm.

Le descriptif du dispositif laser est donné sur la Figure 86. Une pièce isolée thermiquement, placée au sol du dôme, accueille l'oscillateur maître (à colorant), six Nd :YAG doublé (durée d'impulsion : 150 ns) utilisés comme lasers de pompe, ainsi que tous les systèmes de sécurité et de contrôle. La longueur d'onde (monomode étroit) de fonctionnement de l'oscillateur est réglée au centre du doublet de la transition D_2 ; le rayonnement est spectralement élargi par l'utilisation de deux modulateurs de phase électro-optiques. Deux boucles de contrôle (en amont des modulateurs) servent à optimiser la fluorescence du sodium : l'une sert à ajuster le pic de la bande de transmission de l'étalon (par une commande piézoélectrique) de façon à ce que le laser conserve son aspect monomode à tout moment ; la deuxième permet un positionnement efficace de la longueur d'onde par la maximisation de la fluorescence d'une cellule de sodium.

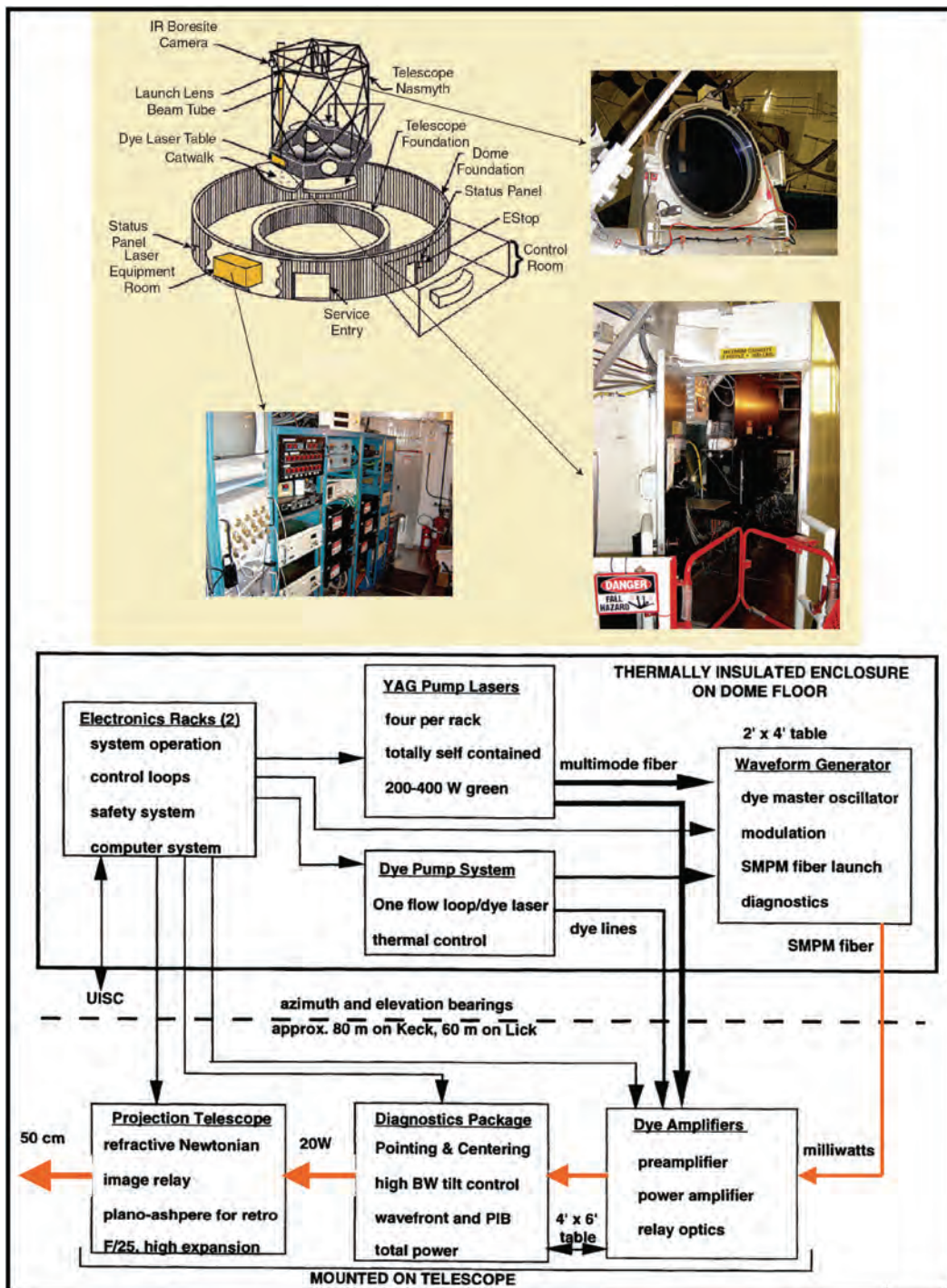


Figure 86 : Schéma et descriptif du dispositif laser installé sur le télescope Keck II.
Source : [Friedman1998].

Une fois le spectre établi, le signal est envoyé (à l'aide d'une fibre monomode) sur une table positionnée sur le côté du télescope ; il traverse alors deux étages d'amplification (pré-amplificateur et amplificateur) puis est contrôlé par de nombreux outils de diagnostics (puissance, qualité du mode spatial, pointé du faisceau...- voir Figure 87). L'efficacité totale de conversion en puissance de la chaîne est assez faible ; il est obtenu 12 W en sortie pour 50 kW de puissance utilisée (soit 0,024 %) dont 340 W de pompe.

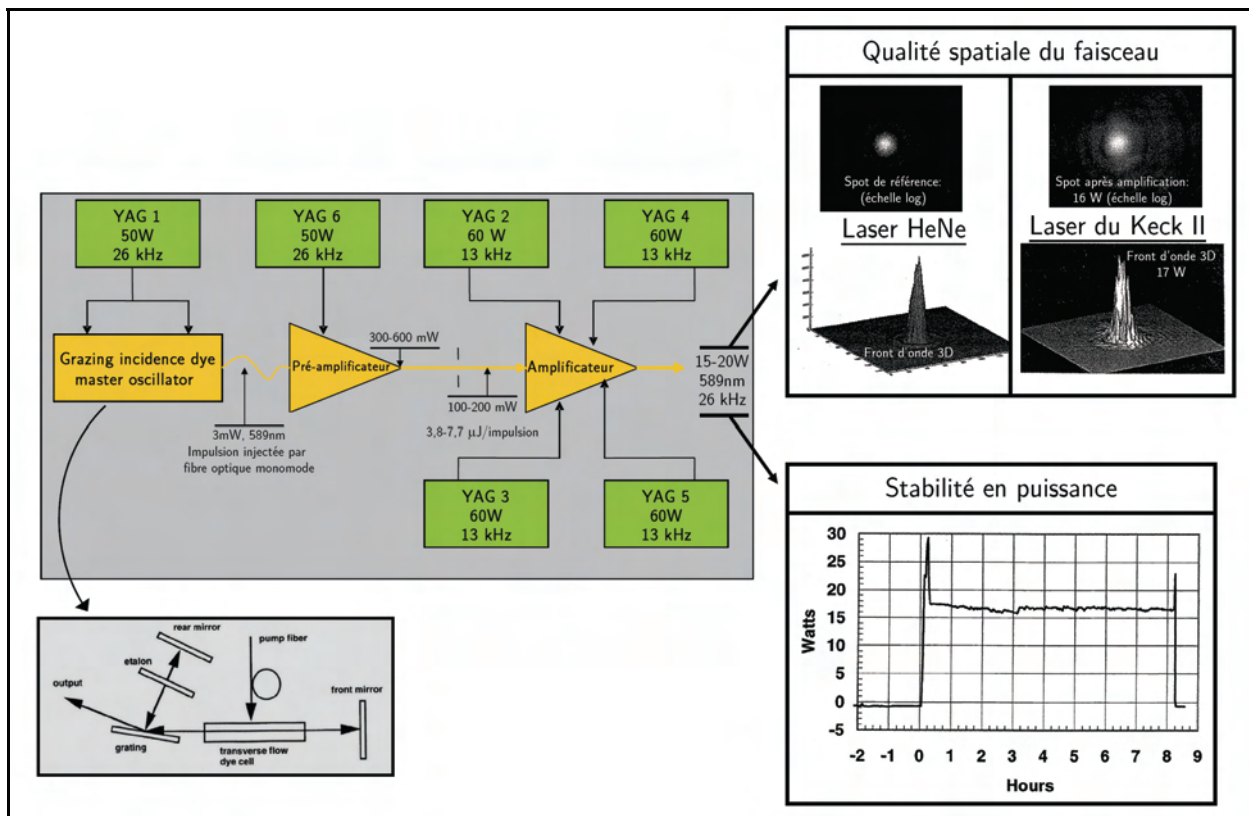


Figure 87 : Descriptif des différents éléments de la chaîne laser du télescope Keck II (à gauche) et caractérisations de la qualité spatiale du faisceau ainsi que de sa stabilité en puissance. Le facteur de qualité M^2 mesuré est au mieux de 1,4.

Le télescope Gemini North

C'est en Mai 2005 que fut créée la première étoile laser de l'observatoire Gemini North [d'Orgeville2005]. Le laser utilisé a été conçu par la société « Lockheed Martin Coherent Technologies » (E.U) [Tracy2004]. Il s'agit d'un laser « tout-solide » pompé par diodes. Le principe de ce laser est ingénieux ; il utilise deux raies d'émission du Nd :YAG (à 1064 et 1319 nm – il y a donc deux oscillateurs) dont l'addition en fréquence est réalisée par un cristal non-linéaire (SFG de la Figure 88). Le laser fonctionne en modes-bloqués continu (contrôlé en utilisant des modulateurs acousto-optique) ; son taux de répétition est important (76 MHz) et sa durée d'impulsion assez courte (~730 ps) – voir le Tableau 8. De la même façon que pour le système laser du Keck II, la longueur d'onde est ajustée par le monitoring de la fluorescence d'une cellule de sodium. Deux caméras fixées sur le banc optique permettent d'effectuer des contrôles sur la qualité du faisceau. Le facteur de qualité M^2 est là encore proche de 1,4 (identique au laser du Keck II) et le mode est TEM_{00} .

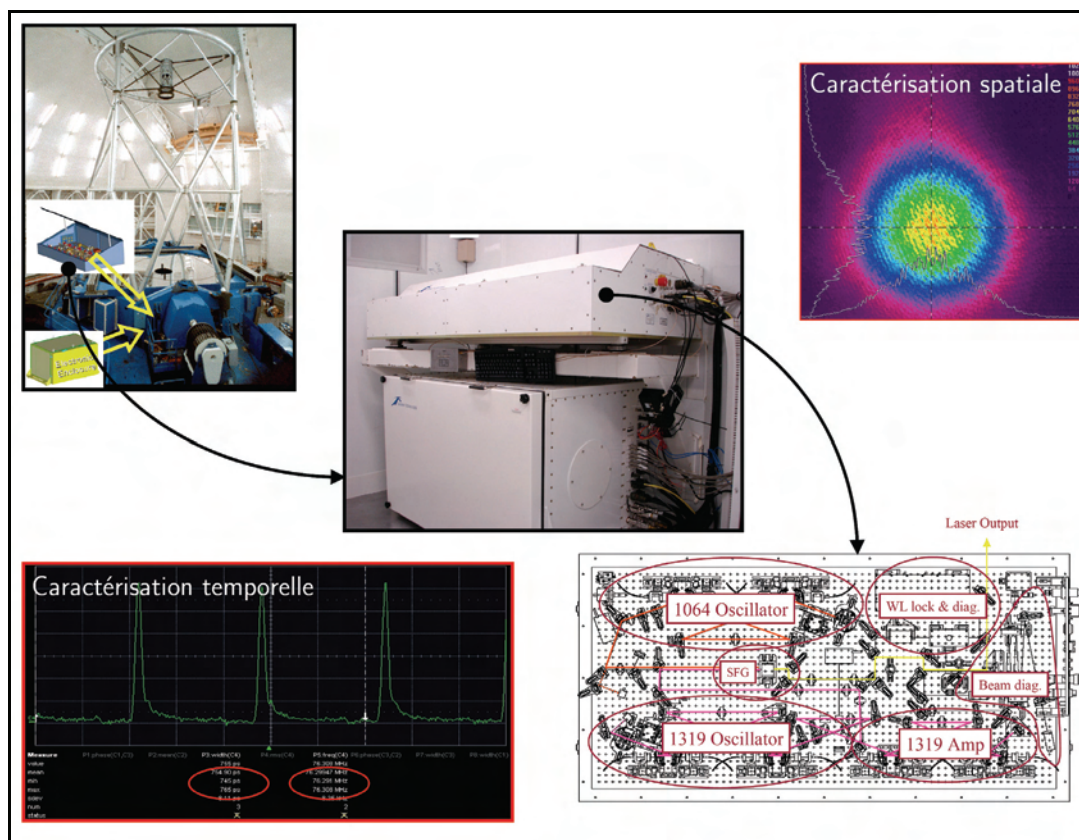


Figure 88 : Système laser du télescope Gemini North. Est exposé en bas à droite, le schéma expérimental du laser. Deux oscillateurs fonctionnent à 1064 et 1319 nm (en modes bloqués) ; leurs faisceaux sont envoyés dans un additionneur de fréquence (SFG pour « sum-frequency generator ») qui permet ainsi d'obtenir un faisceau à 589 nm. Le mode obtenu est TEM₀₀ et le facteur de qualité du faisceau est proche de 1,4 (en haut, à droite). Le laser fonctionne au final avec un taux de répétition de 76 MHz et une durée d'impulsion de 730 ps. Source : [d'Orgeville2005], [CTI2006].

Tout le système est placé dans une salle propre (classe 10 000) où la température est maintenue constante à 0°C.

Tableau 8 : Comparaison des paramètres des systèmes laser des télescopes Keck II et Gemini North. Les estimations donne le laser de Gemini North deux fois plus efficace dans l'excitation du sodium mésosphérique que ne l'est le laser du Keck II. Ce gain est probablement du aux effets de saturation plus importants dans le cas du laser Keck II. Source : [d'Orgeville2005].

	Gemini North laser	Keck II laser
589nm laser technology	Solid-state mode-locked 1.06micron and 1.32micron Nd:YAG lasers combined in single-pass PPSLT sum-frequency generator [2]	532nm intra-cavity doubled Nd:YAG-pumped dye master-oscillator power amplifier system
Pulse format	Continuous-wave mode-locked	Q-switched
Pulse repetition rate	76MHz	26 kHz
Pulse length	0.7ns	~100ns
Spectral bandwidth at Full Width at Half Maximum (FWHM)	550MHz	Acousto-optically broadened bandwidth in order to cover the full 3GHz sodium D2 line
Measured laser power in BTO train	6.7W prior to BTO Pointing Mirror (PM) and LLT	13.5W at the output of the laser amplifier
Estimated projected laser power	6.0W	10.4W
Measured LGS spot FWHM	2.6" x 2.2" (elliptical)	1.6" (round)
Calculated LGS equivalent V-magnitude	9.81 (Gemini estimate)	9.96 (Gemini estimate) 9.76 (Keck estimate)
Efficiency in exciting sodium atom (no saturation)	1.985e-5 photons/Watt (Gemini estimate)	0.998e-5 photons/Watt (Gemini estimate) 1.199e-5 photons/Watt (Keck estimate)
Estimated photon return at the primary mirror	157 photons/cm ² /s	TBD

Le VLT

Le télescope UT4 dispose depuis Janvier 2006 de son étoile laser. Il utilise pour cela le laser CW PARSEC [Bonaccini2006+]. Cette chaîne laser est constituée d'un oscillateur en anneau (où le milieu amplificateur est un colorant R6G dans de l'éthylène glycol) délivrant 2 W à 589 nm avec une largeur spectrale de 20 MHz. L'amplificateur en puissance permet alors de produire 13 W CW (Figure 89). La puissance de pompe totale utilisée est de 50 W CW (cinq VERDI V10). Un rendement de 26 % est un résultat avantageux en comparaison des autres systèmes laser utilisés [Rabien2004]. Le laser est multimode sur une largeur spectrale inférieure à 0,5 GHz FWHM, chaque mode longitudinal ayant une largeur inférieure à 10 MHz FWHM. Sa polarisation est verticale ($\geq 100:5$) ; le faisceau est TEM_{00} et son M^2 est inférieur à 1,3.

Par ailleurs, en parallèle de ce développement, l'ESO travaille sur plusieurs alternatives élégantes :

- une fibre où est injectée 40 W à 1121 nm ; le décalage Raman qui s'opère au sein de la fibre permet alors d'obtenir 30 W à 1178 nm. Un doubleur en fréquence (PPNLC) permet ensuite de sortir un faisceau à 589 nm. La puissance obtenue jusqu'alors est encore faible (4,2 W) mais est déjà très encourageant (projet AFIRE pour « Advanced Fiber Raman Emitter » - [Bonaccini2006]).

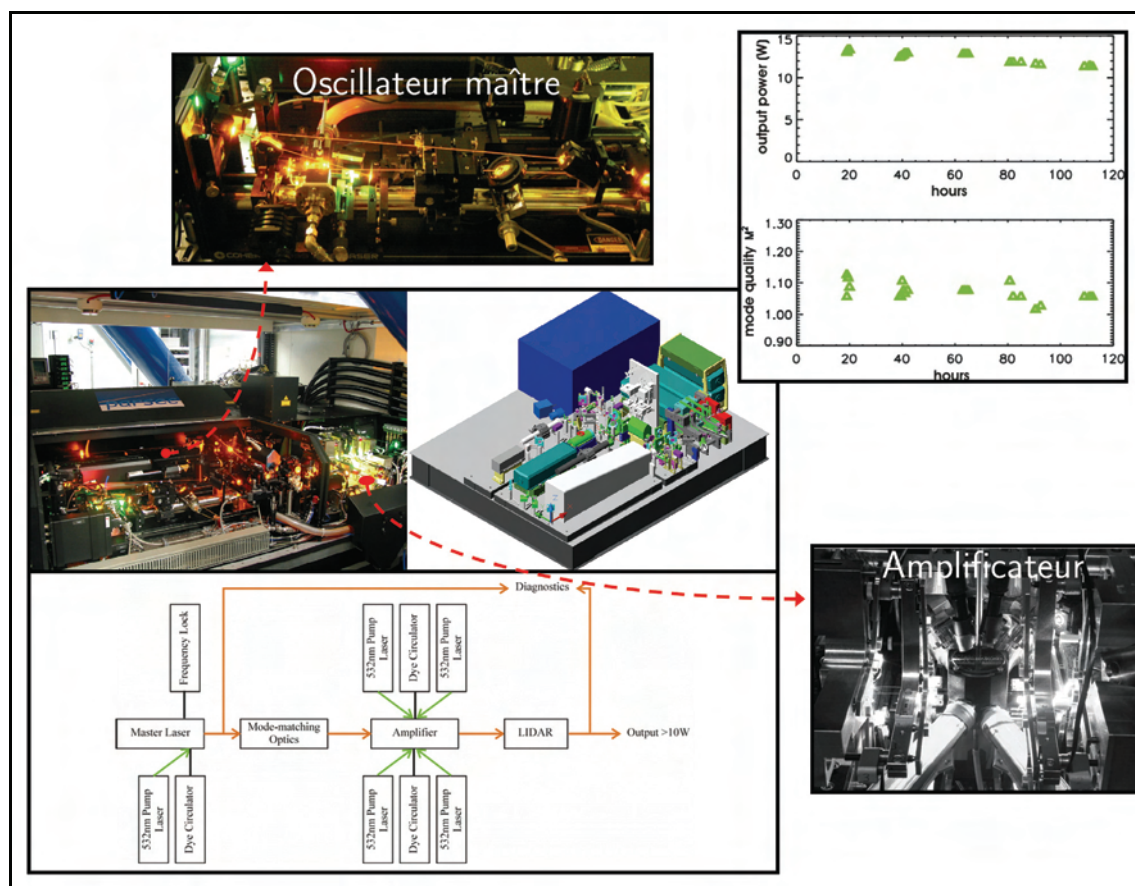


Figure 89 : Dispositif laser installé au télescope UT4 du VLT (ESO). Il s'agit d'un laser à colorant continu composé d'un oscillateur maître et d'un amplificateur. La puissance routinière est de 13 W ; elle reste assez stable dans le temps (~ 15 % sur 72 H). Le facteur de qualité est lui aussi assez stable et ne dépasse jamais 1,3 (horizontal et vertical). Source : [Bonaccini2006+], [Rabien2004].

- l'addition de fréquence de deux lasers à fibres fonctionnant à 1583 et 938 nm (collaboration LLNL – ESO [Pennington2004]).
- une solution utilisant un décalage Raman directement à 589 nm : une fibre Raman pompée à 532 nm sert de pompe (à 574 nm) à une autre fibre Raman qui va amplifier de la lumière injectée (à 589 nm) provenant d'un laser maître. L'étude en est encore à ses débuts mais semble elle aussi prometteuse [Feng2006].

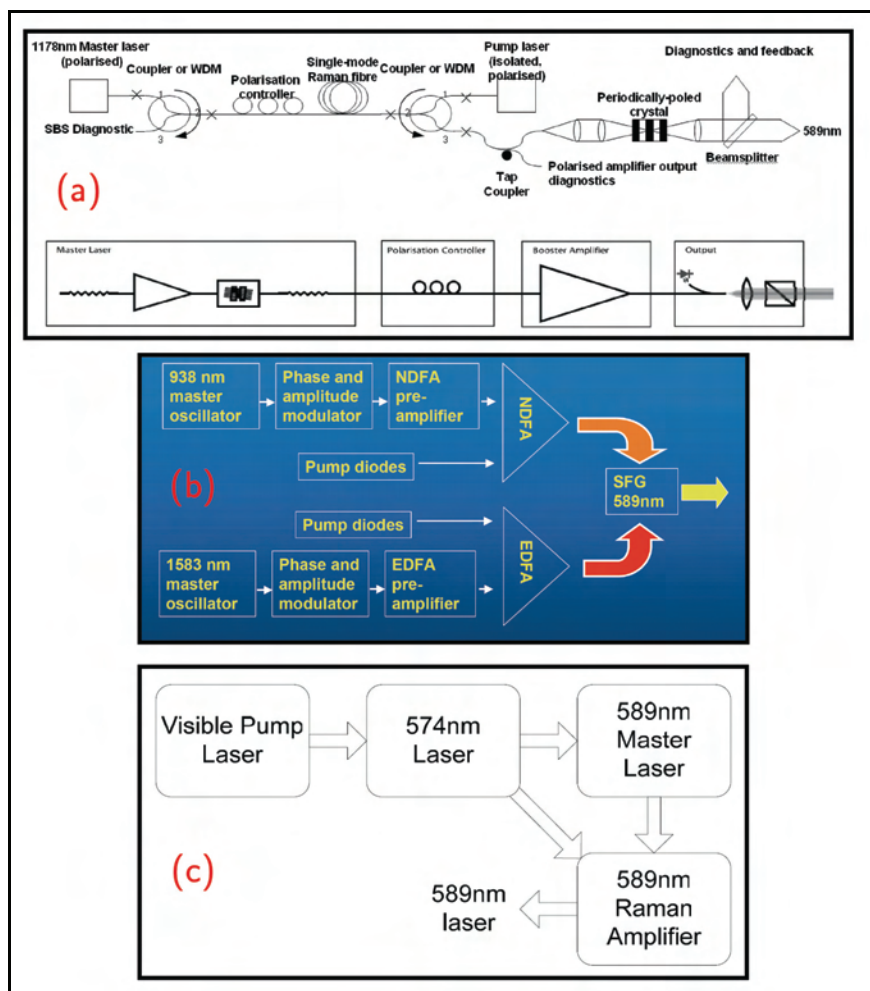


Figure 90 : Dispositifs laser inédits permettant de produire un rayonnement laser à 589 nm. Le développement de ces techniques est soutenu directement par l'ESO. Le procédé (a) utilise le doublage en fréquence du rayonnement à 1178 nm pourvu par une fibre Raman. La méthode (b) se base quant à elle sur l'addition de fréquence de deux lasers à fibres fonctionnant à 1583 et 938 nm. Pour finir, le système (c) permet, par l'utilisation de fibres Raman, d'obtenir un rayonnement laser directement à 589 nm.

Source : (a)[Bonaccini2006] ; (b)[Pennington2004] ; (c)[Feng2006].

2. Description des éléments composant un laser sans mode de puissance et mise en évidence de leurs fonctions

III.2.1.	Oscillateur sans mode : le formatage spectral.....	145
III.2.2.	Pré-amplificateur intra-cavité : le formatage temporel.....	156
III.2.3.	Un « oscillateur sans mode » pompé directement en impulsions : des résultats encourageants ..	170
III.2.4.	L'amplificateur multipassage : la montée en puissance	176

Introduction

Dans la partie III.1, nous avons pu établir un inventaire des paramètres requis pour nos chaînes laser. Ainsi le milieu amplificateur sera un colorant, la largeur spectrale devra correspondre à la largeur de la raie à exciter (et sans trou de fréquence), le taux de répétition sera de 17 kHz et la durée d'impulsion comprise entre 40 et 50 ns.

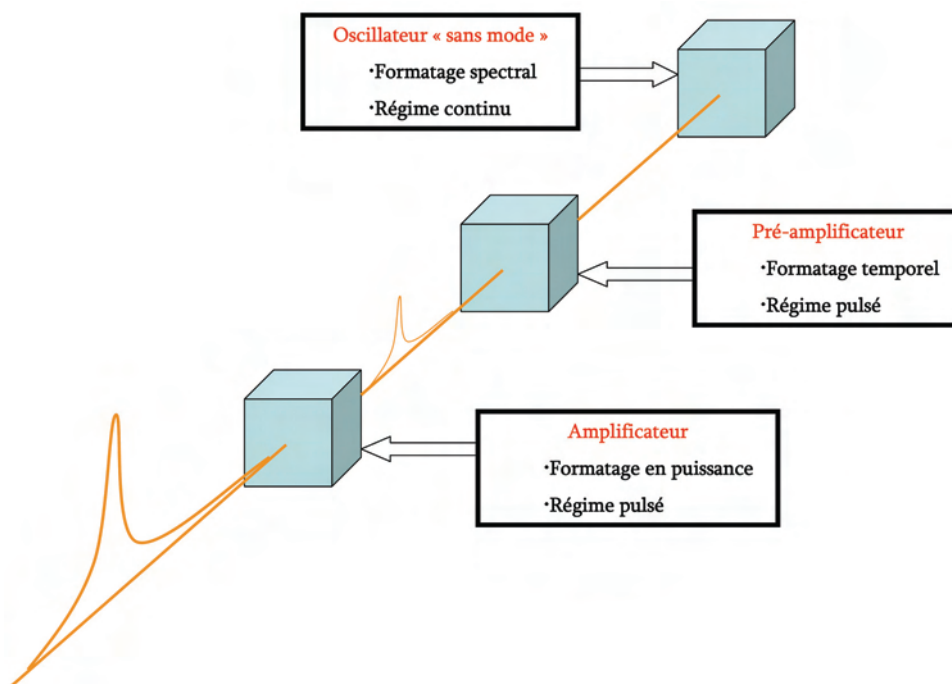


Figure 91 : Schéma de principe d'une chaîne laser « sans mode » de puissance développée au LSP. Elle se compose de trois éléments : un oscillateur, un pré-amplificateur et un amplificateur. Chaque élément a un rôle bien précis dans la mise en forme du rayonnement laser.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 91, une chaîne laser de puissance comporte trois étages. Chaque étage va permettre de fixer un paramètre du rayonnement laser. Ainsi, l'oscillateur « sans mode » va servir à établir la largeur spectrale, le pré-amplificateur va quant à lui opérer une mise en forme temporelle (fonctionnement pulsé) et l'amplificateur permet d'atteindre la puissance désirée.

Les paragraphes suivants se proposent de réaliser une description technique de chacun de ces composants et d'en énoncer les particularités. Il ne fait cependant état que de la mise en œuvre expérimentale ; pour une approche plus théorique du laser, il convient de se reporter au Chapitre IV de cette thèse.

III.2.1. Oscillateur sans mode : le formatage spectral

Ce composant de nos chaînes est sans nul doute le plus important. En effet, l'aspect unique de nos lasers réside dans le fait que leurs rayonnements sont spectralement larges et sans trou de fréquence. Or, c'est bien l'oscillateur « sans mode » qui permet d'obtenir cette spécificité. Ce type de cavité, pour lequel l'intérêt du monde scientifique est grandissant, est connu depuis la fin des années 80 [Kowalski1987]. Sa structure est assez ordinaire et ne présente comme seule originalité le fait qu'on y a inséré un élément actif, un modulateur acousto-optique. Regardons comment fonctionne un tel instrument et quel est son rôle dans les oscillateurs que nous développons.

III.2.1.1. Le modulateur acousto-optique : un rôle prépondérant dans la mise en forme spectrale du signal

Cet appareil utilise l'effet acousto-optique. Son principe réside en l'interaction entre une onde acoustique et une onde lumineuse.

Léon Brillouin avait prédit, en 1921, qu'un liquide traversé par une onde acoustique de faible longueur d'onde aurait un comportement similaire à un réseau de diffraction pour la lumière. Dix ans plus tard, ce phénomène fut observé de façon indépendante par P. Debye et F.W. Sears aux Etats-Unis et R. Lucas et P. Biquard en France. Depuis les années 1970 et après de nombreuses études théoriques et expérimentales, ce type d'interaction fut à l'origine de l'apparition de différents dispositifs opto-électroniques permettant d'opérer des modulations de phase ou d'amplitude sur la lumière, de défléchir un faisceau lumineux ou de décaler la fréquence optique d'un laser. Nombre de ces instruments sont utilisés dans le domaine des télécommunications.

III.2.1.1.1. Modification de l'indice de réfraction par une onde acoustique

On considère un milieu homogène où se propage une onde acoustique (fréquence acoustique ν_a) de fréquence angulaire $\Omega (= 2\pi\nu_a)$ dans la direction Ox avec un vecteur d'onde $\vec{q} = q\vec{u}_x$ (onde plane) :

$$A(x,t) = A_0 \cos(\Omega t - qx) \quad \{3.1\}$$

Cette onde va alors créer une modulation de la densité moléculaire $N(x,t)$ autour de sa densité moyenne N_0 :

$$N(x,t) = N_0 [1 + \Delta \cos(qx - \Omega t)] \quad \{3.2\}$$

L'amplitude Δ de cette variation de densité induit donc une modulation de la permittivité électrique ε_R du système :

$$\varepsilon_R = \varepsilon_R^{(0)} + \varepsilon_R^{(1)} \cos(qx - \Omega t) \quad \{3.3\}$$

Ainsi, l'indice de réfraction dans milieu acousto-optique s'écrit sous la forme :

$$n(x,t) = n_0 + \Delta n \cdot \cos(qx - \Omega t) \quad \{3.4\}$$

où $n_0 = \sqrt{\varepsilon_R^{(0)}}$ et $\Delta n = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot n_0 \cdot A_0$ (le paramètre ρ est appelé constante photoélastique).

On distingue cependant deux régimes dans le phénomène de diffraction d'une onde lumineuse par un tel milieu : les régimes de Raman-Nath et de Bragg correspondent respectivement aux cas où l'épaisseur du milieu acousto-optique est plus petite et plus grande que l'épaisseur critique e_c définie par :

$$e_c = \frac{n_0 \cdot \Lambda^2}{4\lambda} \quad \{3.5\}$$

$$\text{où } \Lambda = \frac{2\pi}{q}.$$

Dans notre cas, $n_0 \approx 2$, $\Lambda = \frac{2\pi v}{\Omega} \approx 15,5 \mu m^1$ et $\lambda = 589 nm$; ainsi l'épaisseur critique est de 8,5 mm. L'épaisseur du cristal que nous possédons étant plus importante que l'épaisseur critique, nous fonctionnons en régime de Bragg. Voyons comment s'exprime la diffraction dans un tel régime [ENS-AO].

III.2.1.1.2. Diffraction de Bragg sur un réseau acoustique épais

III.2.1.1.2.1. Angle de Bragg

Nous savons qu'une onde optique, lorsqu'elle se propage dans un milieu dont l'indice de réfraction est une structure périodique, est soumise au phénomène de diffraction. L'onde incidente (avec un angle θ) va être partiellement réfléchi par chaque strate de densité. Cela est représenté sur la Figure 92. On constate donc qu'il y a une différence de phase $\phi(x) = 2k_i \cdot x \cdot \sin \theta$ entre l'onde réfléchi sur la strate de cote x et celle réfléchi sur la strate en $x=0$ (k_i étant le nombre d'onde de l'onde incidente). Le coefficient de réflexion en amplitude s'écrit donc :

$$r = \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{\delta r}{\delta x} \cdot e^{i2k_i x \sin \theta} \cdot dx \quad \{3.6\}$$

Il a été montré que ce coefficient s'écrit sous la forme :

$$r = -iqL \frac{\Delta n}{8n \sin^2 \theta} e^{-i\Omega t} \left[\frac{\sin(q + 2k_0 \sin \theta)L/2}{(q + 2k_0 \sin \theta)L/2} - \frac{\sin(q - 2k_0 \sin \theta)L/2}{(q - 2k_0 \sin \theta)L/2} \right] \quad \{3.7\}$$

On peut remarquer que lorsqu'un maxima d'un des deux termes en sinus cardinal est atteint, l'autre devient négligeable. Ceci permet de mettre en évidence deux régimes de fonctionnement : le premier, appelé décalage positif, correspond à la condition $q = 2k_0 \sin \theta_i$, et le deuxième, appelé décalage négatif, est obtenu pour $q = -2k_0 \sin \theta_i$.

¹ Le matériau est le TeO₂. La vitesse v est de 619 m/s et la fréquence acoustique de 40 MHz. Données constructeur.

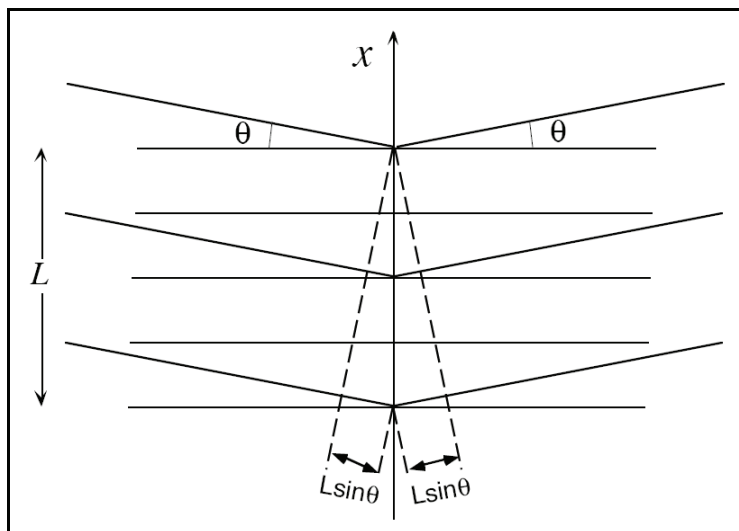


Figure 92 : Diffraction d'une onde optique par un milieu acousto-optique. En régime de Bragg, il convient de considérer les interférences entre les différentes ondes partiellement réfléchies par les strates de densité moléculaire.

Le coefficient de réflexion atteint donc sa valeur maximale pour l'angle d'incidence θ_B défini par :

$$2k_0 \sin \theta_B = q \quad \{3.8\}$$

d'où :

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad \{3.9\}$$

L'angle θ_B , appelé angle de Bragg, permet une interférence constructive entre les réflexions d'une onde lumineuse sur les différents plans du réseau acousto-optique.

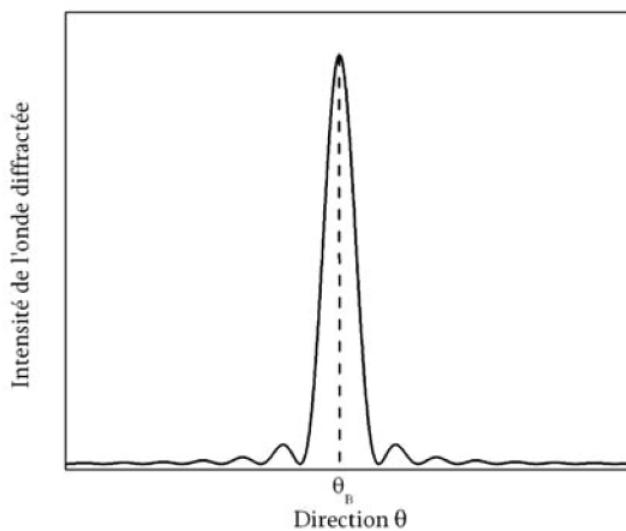


Figure 93 : Intensité de l'onde diffractée pour des valeurs angulaires proches de l'angle de Bragg. On constate que lorsqu'on s'éloigne de θ_B , l'intensité diminue de façon conséquente car l'interférence n'est plus constructive.

III.2.1.1.2.2. Décalage en fréquence

De la formule du coefficient de réflexion (équation {3.7}), et pour un décalage positif, on voit que l'onde réfléchi à l'angle de Bragg va avoir une fréquence ω_B plus grande que l'onde incidente. La différence est la valeur de la fréquence angulaire de l'onde acoustique. En effet, le mouvement des

plans de densités moléculaires, du au fait que l'onde acoustique est progressive, entraîne un effet Doppler sur l'onde incidente. On a alors :

$$\omega_B = \omega + \Omega \quad \{3.10\}$$

On peut expliquer ce phénomène de façon simple : un photon incident ($\hbar\omega, \vec{k}_i$) se propage dans le cristal et entre en interaction avec un phonon ($\hbar\Omega, \vec{q}$) généré par l'onde acoustique. Le photon ($\hbar\omega_B, \vec{k}_f$) qui en résulte satisfait donc la relation de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. On obtient donc :

$$\hbar\omega_B = \hbar\omega + \hbar\Omega \quad \{3.11\}$$

et

$$\vec{k}_f = \vec{k}_i + \vec{q} \quad \{3.12\}$$

C'est une relation très générale en optique de type « phase matching ».

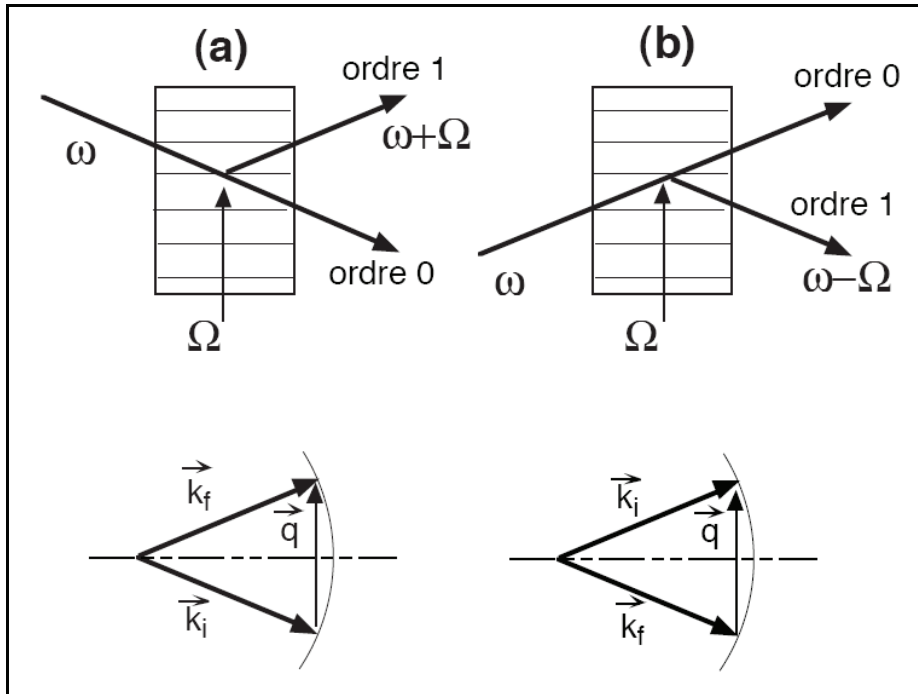


Figure 94 : Est représentée ici la réflexion de Bragg pour les deux processus de décalage : décalage positif (cas (a)) et décalage négatif (cas (b)). Sur l'ordre 0, on a la partie du faisceau transmis directement, alors que l'on a le faisceau dévié par le réseau acousto-optique sur l'ordre 1.

Avec de telles caractéristiques, les modulateurs acousto-optiques ont pu être utilisés dans de nombreuses configurations. Les deux applications majeures résident sans nul doute dans la réalisation de sources accordables (sélectivité en longueur d'onde en faisant varier la fréquence acoustique $f : \lambda = 2 \frac{v}{f} \sin \theta_B$) et la conception de lasers impulsionnels émettant en régime de modes déclenchés actif¹.

¹ Dans ce cas, la cavité est fermée sur un ordre ; les pertes sont alors minimales. Lorsqu'on passe sur l'autre ordre (commutation rapide du modulateur), l'énergie de la cavité est extraite pendant un temps Δt qui correspond à la durée d'impulsion du laser Q-switched. Il est à noter que deux configurations sont possibles : la cavité est fermée sur l'ordre 0 et on sort sur l'ordre 1 (on appelle ça « zero order switching »), ou la cavité est fermée sur l'ordre 1 et on sort sur l'ordre 0 (« first order switching »).

III.2.1.2. Description technique de l'oscillateur « sans mode »

L'oscillateur décrit ici a été conçu par notre équipe au Laboratoire de Spectrométrie Physique [Pique&Farinotti2003]. Il est basé sur l'oscillateur développé par Littler et al. [Littler1991]. La cavité est une cavité linéaire en L. Elle comporte trois miroirs : M2 et M3 sont à réflexion totale et M1 a un coefficient de transmission de 10 % (coefficient du miroir optimisé pour un rendement optimal du pré-amplificateur ; nous verrons cela par la suite). Le milieu amplificateur est un jet (épaisseur : 100 μm) de colorant Rhodamine 6G (dilué dans de l'éthylène glycol) placé au point confocal intra-cavité et pompé par un laser continu Nd :YVO₄ doublé en fréquence (Coherent Verdi) délivrant 3 W à 532 nm (largeur spectrale < 5 MHz ; M² < 1.1 ; polarisation verticale ; stabilité en puissance : +/- 1 %). La concentration en R6G est optimisée pour obtenir un maximum de rendement en sortie de la cavité simplifiée (sans élément interne) ; on a 1 W avec 0,6 g/L, soit un rendement de 33 %.

Il y a deux éléments sélectifs en fréquence dans cette cavité. Il s'agit tout d'abord du modulateur acousto-optique qui, jouant le rôle d'un réseau de diffraction (voir la partie III.2.1.1.2.1), permet un premier affinement spectral (pour sa toute première configuration [Pique&Farinotti2003], il y avait un filtre de Lyot pour opérer un premier affinement spectral ; par la suite, nous avons pu constater que le modulateur permettait une sélection en fréquence proche de ce filtre ; nous avons donc pu le retirer de la cavité). En effet, la sélectivité spectrale du réseau de Bragg est caractérisée par la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ du pic de résonance :

$$\Delta\lambda \approx \Lambda\lambda \frac{\tan^{-1} \theta}{2L} \quad \{3.13\}$$

En plus de cela, nous avons inséré un étalon Fabry-Perot (ISL=225 GHz, R=32 %) qui permet à la fois de contrôler la largeur spectrale et de fixer la longueur d'onde absolue.

L'élément actif de la cavité est le modulateur acousto-optique. Celui dont nous disposons (de chez A.A Opto-Electronique) possède un très haut rendement sur l'ordre 1 (de l'ordre de 97 % à 633 nm – données constructeur). La polarisation du faisceau après un passage à travers le modulateur est tournée de 90° mais redevient identique après un aller-retour. Sa propriété originale, qui est utilisée dans notre cas où la cavité est fermée sur l'ordre 1², est le décalage en fréquence qu'il induit sur le champ intra-cavité. En effet, à chaque aller-retour, la fréquence des photons est décalée du double de la fréquence acoustique (soit 2*40 MHz avec notre modulateur)³. Ce fonctionnement paraît totalement paradoxal quand on sait qu'une cavité atteint un régime stationnaire stable lorsque le champ se reproduit identiquement à lui-même après un aller-retour dans la cavité. Introduire un décalage en fréquence revient à ne plus respecter la condition pour obtenir les interférences constructives nécessaires à l'établissement d'un champ laser. Le terme de phase du champ n'intervient pas dans la compréhension du phénomène⁴ ([Yatsenko2004+]). Ainsi, de la même façon que l'on a une *diffusion de la phase* due à l'émission spontanée (responsable de la largeur spectrale des lasers), on assiste là à une *diffusion de la fréquence*. C'est de cette façon que l'on obtient

¹ Coefficient de réflexion.

² Pour fermer la cavité sur l'ordre 1, il convient de « tilter » le miroir de sortie du double de la valeur de l'angle de Bragg. Dans notre cas, l'angle de Bragg θ_B vaut $\theta_B = \sin^{-1}(\lambda/(2\Lambda)) = \sin^{-1}(589 * 10^{-9} / (2 * 15,5 * 10^{-6})) \approx 1,09^\circ$. L'angle à imposer au miroir de sortie est donc de 2,18° (le constructeur donne $\theta_B = 1,85^\circ$).

³ Voir la partie III.2.1.1.2.2.

⁴ Contrairement aux lasers ré-injectés où la phase doit être prise en compte.

l'aspect « sans mode » de notre laser. Il est à noter que la valeur de ce décalage (80 MHz) a été choisie incommensurable avec l'intervalle spectral libre de la cavité (283 MHz) ; dans ce cas, aucun mode longitudinal de la cavité n'est privilégié et le laser émet sur une large bande spectrale. L'étude théorique des lasers à décalage de fréquence intra-cavité est réalisée dans le Chapitre IV de cette thèse.

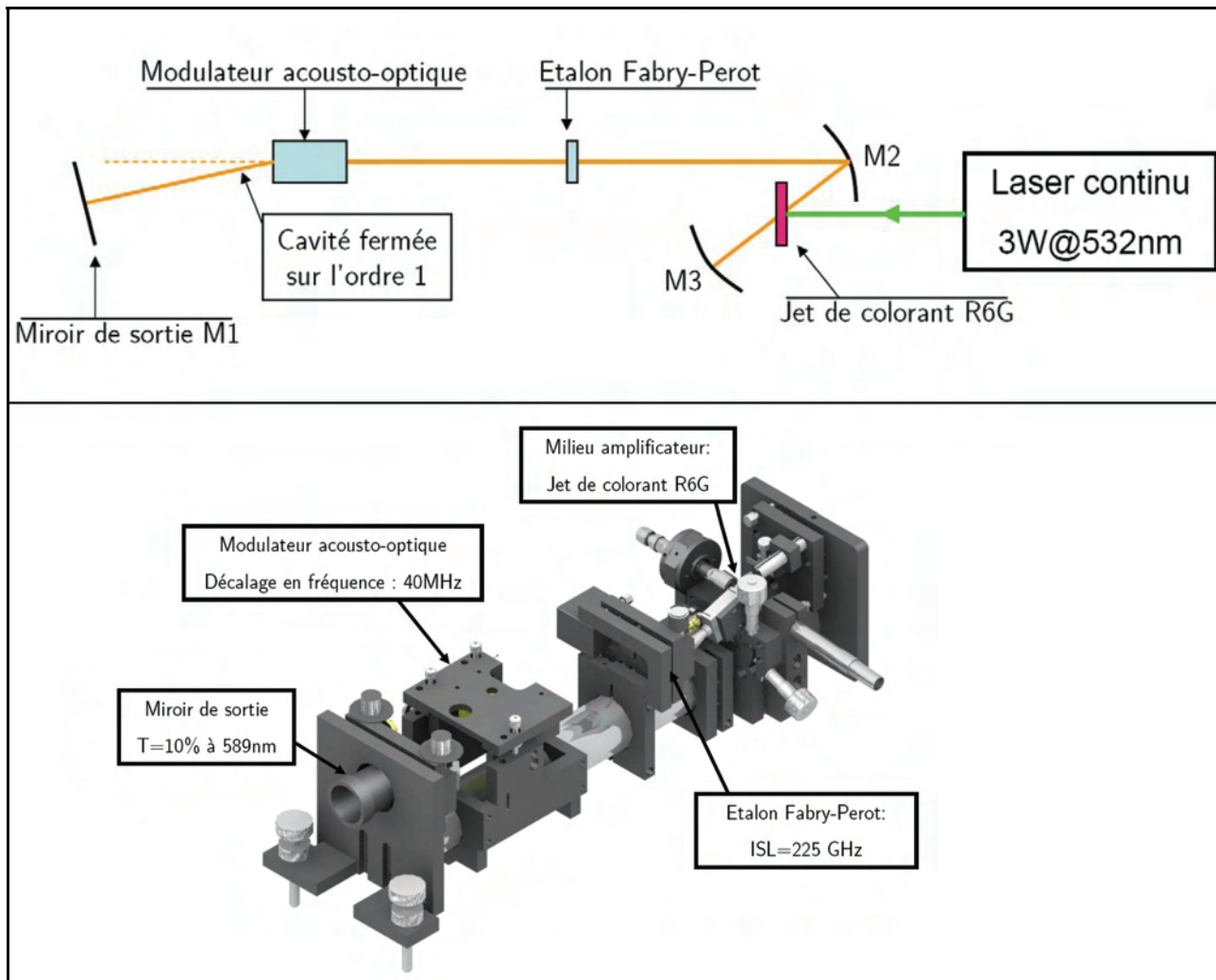


Figure 95 : Représentation de l'oscillateur sans mode. Une solution de R6G (en jet) est pompée par un laser continu Nd :YVO4 doublé en fréquence. Les miroirs M2 et M3 sont à haute réflexion. Le miroir M3 a 10 % de transmission (optimisé dans le cas de la chaîne à 589 nm). Il y a deux éléments sélectifs en fréquence dans cette cavité : le modulateur acousto-optique (qui joue le rôle d'un réseau) et l'étalon Fabry-Perot. L'élément actif est le modulateur acousto-optique qui produit le décalage en fréquence.

III.2.1.3. Caractérisation de l'oscillateur « sans mode »

Nous exposons ici les résultats expérimentaux. Pour étudier le modèle qui décrit le comportement de cette cavité, on peut se reporter à la Chapitre IV de cette thèse.

III.2.1.3.1. Caractérisation spectrale du rayonnement

De la même façon que les équipes de Kowalski ou Littler ont pu obtenir des rayonnements large bande, l'étude spectrale de notre laser montre bien que nous obtenons nous aussi cet aspect pour le moins original. Afin de pouvoir mettre en évidence la singularité spectrale du rayonnement FSF, on réalise en parallèle les spectres de lasers multimode et monomode. On utilise pour cela un analyseur

de spectre optique (de chez Melles Griot) d'une finesse proche de 270 à 589 nm et d'un intervalle spectral libre de 7,5 GHz. Cet analyseur a été choisi d'une part pour résoudre une raie d'environ 3 GHz de large et d'autre part pour vérifier l'absence de mode à 80 MHz. Les résultats sont donnés sur la Figure 96.

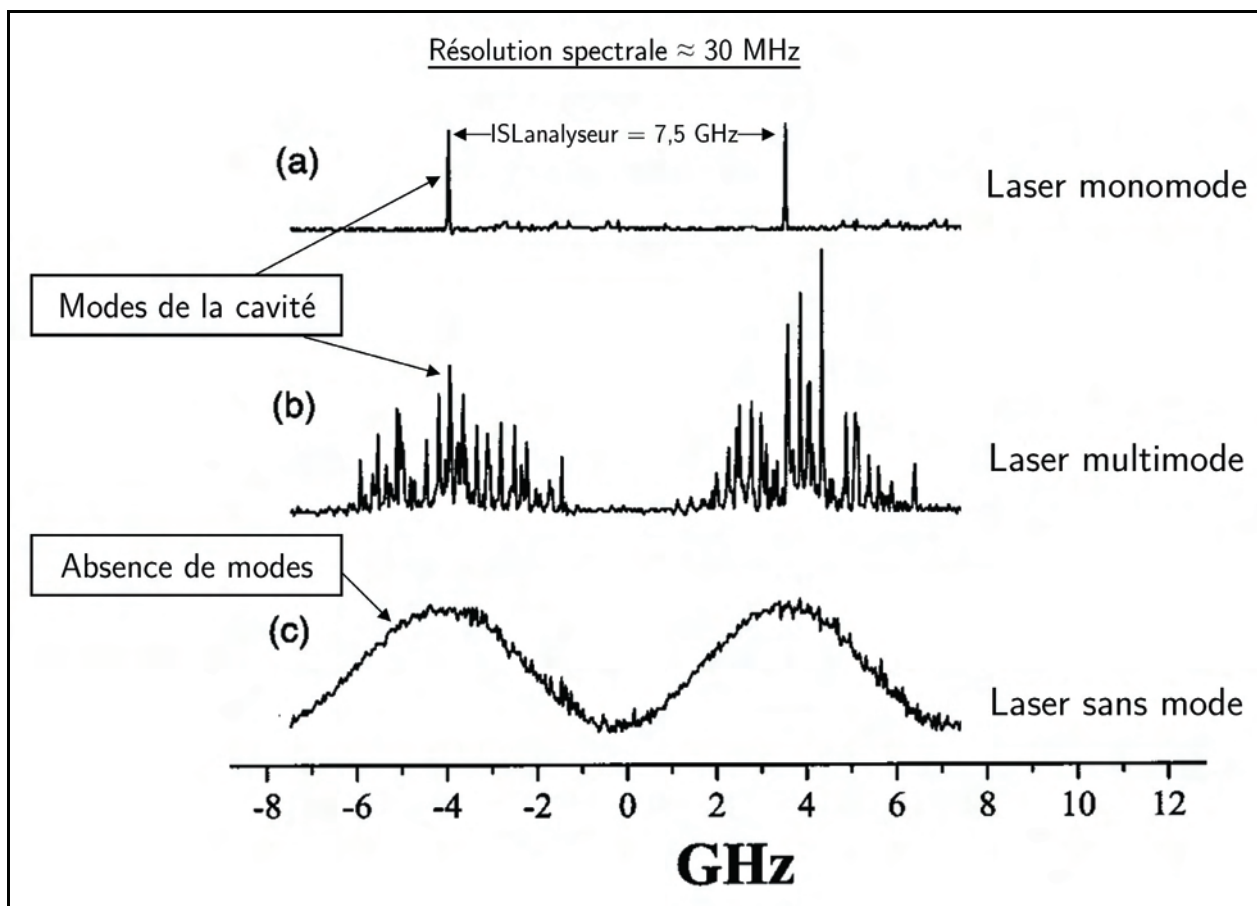


Figure 96 : Spectres de lasers monomode (a), multimode (b) et sans mode (c) réalisés avec un analyseur de spectre haute-résolution. Les deux « patterns » sur chaque analyse correspondent au balayage de deux modes du Fabry-Perot d'analyse. On constate donc que, pour un laser monomode (Coherent 599-21), il n'y a qu'un mode spectralement fin dont l'amplitude ne fluctue pas dans le temps. Pour un laser multimode (cavité de la Figure 95 mais fermée sur l'ordre 0 du modulateur acousto-optique), il y a coexistence et conflit entre plusieurs modes de la cavité (fluctuations d'amplitude mode à mode). Concernant le laser sans mode, on note qu'il n'y a aucune structure de modes telle qu'elle apparaît dans les deux autres cas. Le rayonnement est spectralement large et sans trou de fréquence.

La mesure de largeur spectrale nécessite de « fitter » la double modulation de la Figure 96-c par une somme de plusieurs gaussiennes dont les valeurs centrales sont décalées de l'ISL du Fabry-Perot d'analyse (7,5 GHz). En effet, l'ISL de l'appareil d'analyse étant plus petit que la largeur de bande totale du rayonnement « sans mode », il va y avoir ~ 2 modes d'analyse présents en permanence dans la bande d'émission laser. Le fait de « fitter » avec une gaussienne n'est pas innocent puisqu'il a été montré que la forme du spectre d'un laser FSF large-bande pouvait y être assimilée [Littler1991]. La largeur FWHM a de cette façon été mesurée pour deux valeurs d'ISL de l'étalon Fabry-Perot de la cavité. La largeur spectrale mesurée (à $1/e^2$) est de 3,2 GHz. Notre volonté étant au préalable d'exciter la totalité de la raie Doppler/hyperfine D_2 (dans le cas du premier laser), l'étalon d'ISL=225 GHz convient pour le mieux.

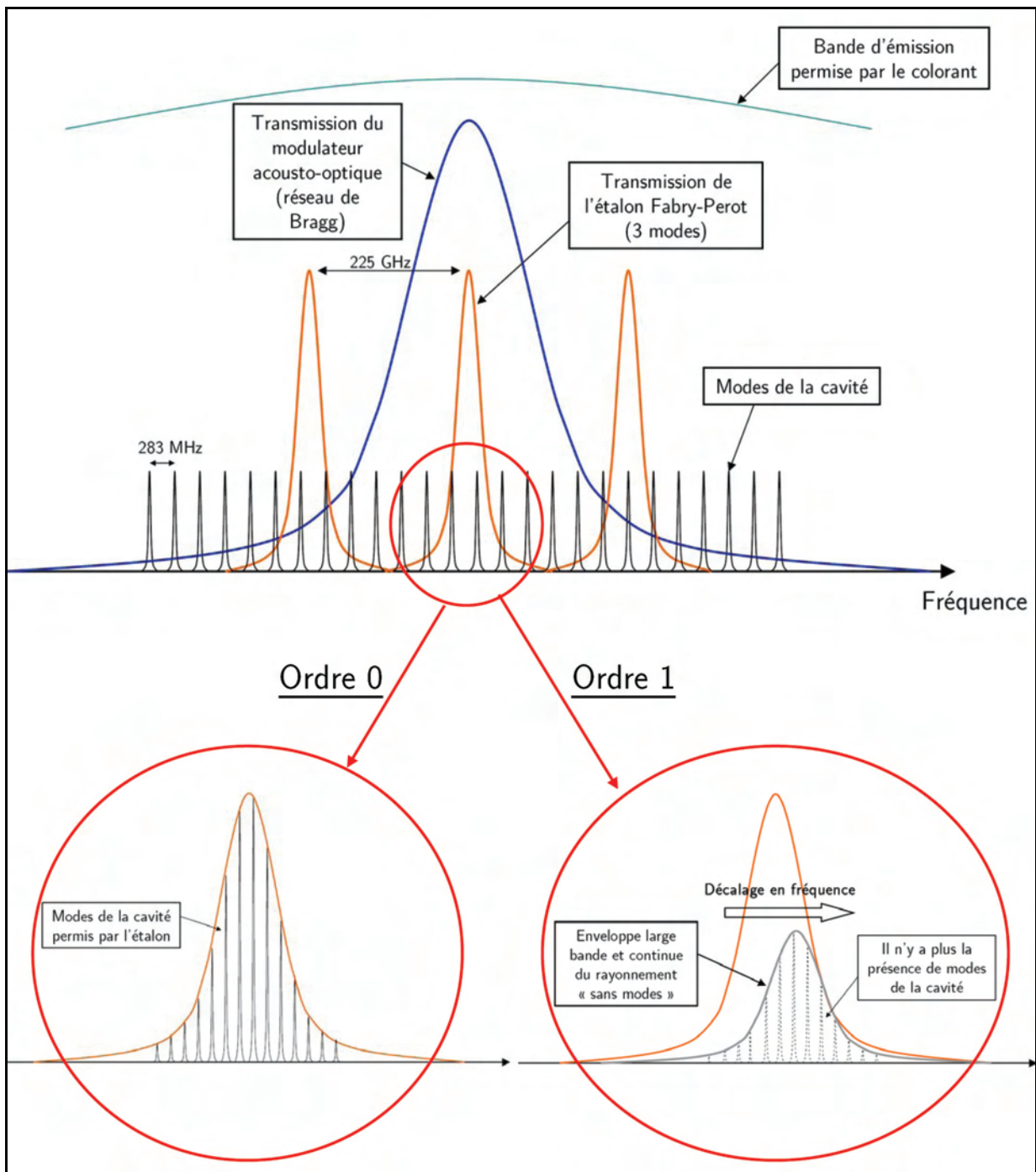


Figure 97 : Représentation de la formation de signaux sans mode et multimode. Le gain est large bande (~25 THz dans le cas de la R6G). La sélection en fréquence se fait alors par le modulateur acousto-optique et par l'étalon. Lorsque la cavité est fermée sur l'ordre 0, on va avoir la coexistence de plusieurs modes. Si on ferme la cavité sur l'ordre 1, le décalage en fréquence va amener à un rayonnement large bande où on ne constate plus la présence de modes.

Cependant, le constat d'un spectre sans trou de fréquence ne peut se faire exclusivement à partir du spectre de la Figure 96. En effet, le spectre observé résulte d'un « moyennage » numérique de notre oscilloscope. Par conséquent, il ne peut être réellement indicateur d'une quelconque structure de modes, d'autant plus si ces modes « chirpent » dans le temps (voir la partie IV.1.1 de la thèse). Afin de vérifier que le spectre est bien continu et qu'il n'est pas la conséquence du « chirp » continu d'un peigne de modes moyenné dans le temps, nous avons observé le signal d'une photodiode (temps de réponse=1 ns) en sortie de notre analyseur de spectre qui n'était pas scanné (Figure 98).

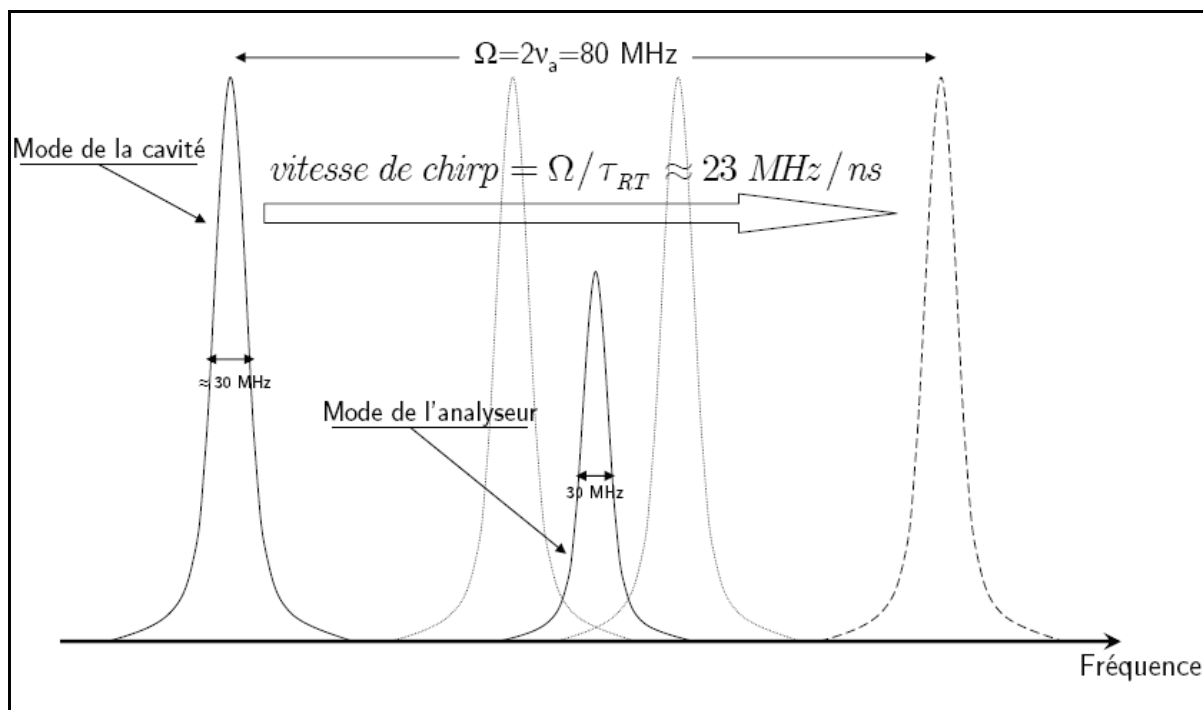


Figure 98 : Vérification de l'aspect sans mode de notre laser. La bande passante d'analyse est fixe et de 30 MHz. Si les modes de la cavité sont chirpés (largeur d'un mode équivalente à la largeur de la bande passante d'analyse), le chirm ne se produit pas assez rapidement pour qu'on ne puisse pas le voir. Par conséquent, on devrait obtenir des impulsions temporelles en sortie de la photodiode, correspondant au moment où la longueur d'onde de la cavité FSF est accordée avec la longueur d'onde d'analyse. Or, cela n'est pas le cas. On peut donc conclure que l'aspect « sans trou de fréquence » de notre spectre est vérifié.

On ne constate aucune série d'impulsions qui serait caractéristique d'un chirm. Le résultat est ainsi sans équivoque, il n'y a aucun chirm de modes dans notre cavité. Une autre explication à cette observation d'un spectre continu serait la présence de modes, espacés entre eux d'une valeur proche de la bande d'analyse (30 MHz). On obtiendrait là aussi un spectre continu et sans trou de fréquence. Cependant, rien ne laisse présager un tel comportement de la cavité et aucun résultat dans la littérature scientifique n'y fait référence. Le spectre peut donc être considéré comme continu et sans trou de fréquence ; les expériences sur l'excitation de la raie D_2 du sodium viennent d'ailleurs conforter ce résultat (voir la partie II.2.3).

L'avantage d'un tel laser est que la largeur de sa bande spectrale est fixée par la finesse de l'étalon placé dans la cavité (pour une fréquence de décalage fixe). Par conséquent, la stabilité de la longueur de la cavité n'est plus un problème. L'élargissement technique de la largeur des modes longitudinaux d'une cavité, leur dérive spectrale au cours du temps ou le « jitter » spectral généralement observables sur des lasers classiques, n'ont aucune influence dans le cas du laser sans mode. La notion de modes de la cavité n'a finalement plus lieu d'être dans notre cas. Par ailleurs, le phénomène de « hole burning » dans le milieu amplificateur ne se produit pas.

Lorsqu'on observe le spectre sur une fenêtre plus importante (3.6 nm), on peut constater la présence de trois modes de l'étalon (Figure 99). Cependant le mode central est suffisamment important pour que les deux petits modes adjacents soient considérés comme insignifiants.

¹ Le « hole burning » signifie que l'on va saturer le gain aux fréquences d'oscillation laser. Cela revient à l'apparition de trous dans la courbe de gain à ces fréquences. Ce phénomène apparaît généralement lorsqu'on utilise des milieux inhomogènes (exemple connu : laser à CO_2).

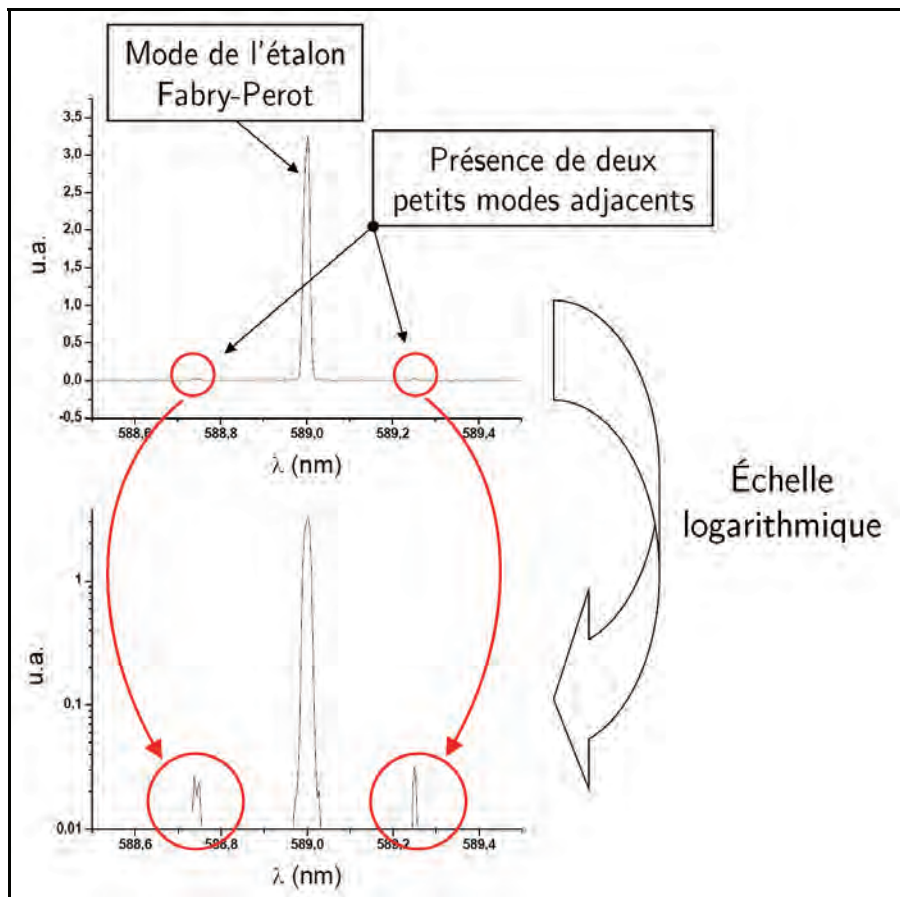


Figure 99 : Observation du spectre du laser sans mode avec un monochromateur *Sopra* (fenêtre spectrale de 3,6 nm, résolution ultime de 0,01 nm). Lorsque l'ordonnée est en échelle logarithmique, on constate qu'il existe deux petits modes de l'étalon de part et d'autre du mode central. La contribution de ces modes est cependant négligeable dans ce cas.

Afin de supprimer ces modes parasites, il est envisageable d'acquérir un étalon avec un intervalle spectral libre plus important mais dont la bande passante est identique à celui que nous possédons (ce qui reviendrait à avoir une finesse plus grande). De cette façon, les pertes dues à la sélectivité spectrale du modulateur seraient assez importantes pour les éliminer complètement.

III.2.1.3.2. Puissance de sortie en régime continu

Là encore, le laser sans mode se distingue des autres types de lasers. En effet, pour un laser classique, le « démarrage » en puissance se fait de façon franche (type de transition du 1^{er} ordre). Dès que le seuil est franchi, le laser entre dans un régime stable et la puissance de sortie a une dépendance quasi-linéaire de la puissance de pompe (jusqu'à ce qu'apparaisse la saturation du gain). Pour le laser sans mode, il n'y a pas de seuil apparent ; la puissance de sortie augmente de façon progressive sur 6 décades lorsqu'on augmente la puissance de pompe (Figure 100). Une explication simple à ce comportement n'est pas évidente mais on peut considérer que dans le cas d'un laser à structure de modes, lorsque le gain non-saturé de l'amplificateur est supérieur aux pertes totales de la cavité, le démarrage va se produire quand un photon de l'émission spontanée du milieu à gain sera émis dans un des modes de la cavité ; or, cette restriction n'existe pas dans le cas du laser sans mode où il n'y a plus de mode ; la contribution de l'émission spontanée peut ainsi se faire sur une large bande spectrale et le laser « démarre » avec une puissance de pompe moindre.

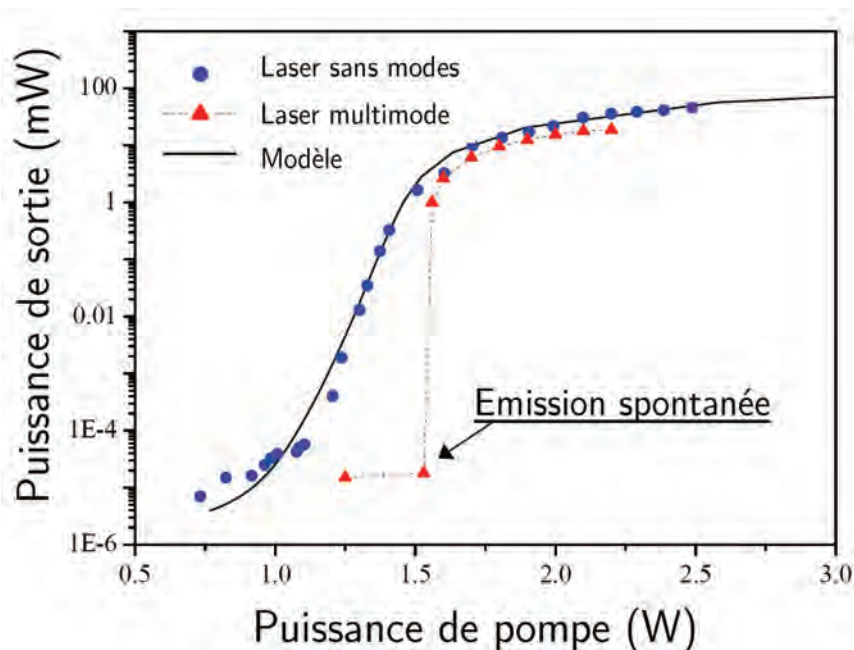


Figure 100 : Puissance de pompe (échelle logarithmique) d'un laser multimode et du laser sans mode en fonction de la puissance de pompe. On constate que le démarrage du laser multimode se fait de façon franche (les deux premiers points correspondant à de l'émission spontanée $\sim 10^{-5}$ mW) alors que celui du laser sans mode est progressif sur 6 décades.

On note par ailleurs une autre dépendance à la puissance de pompe : la largeur spectrale. En effet celle-ci diminue lorsque la puissance de pompe augmente. Cependant, à partir de 1,5 W de pompe, elle n'évolue plus. Là encore, la compréhension de ce phénomène est difficilement intuitive. Le modèle numérique parvient néanmoins à simuler correctement un tel comportement.

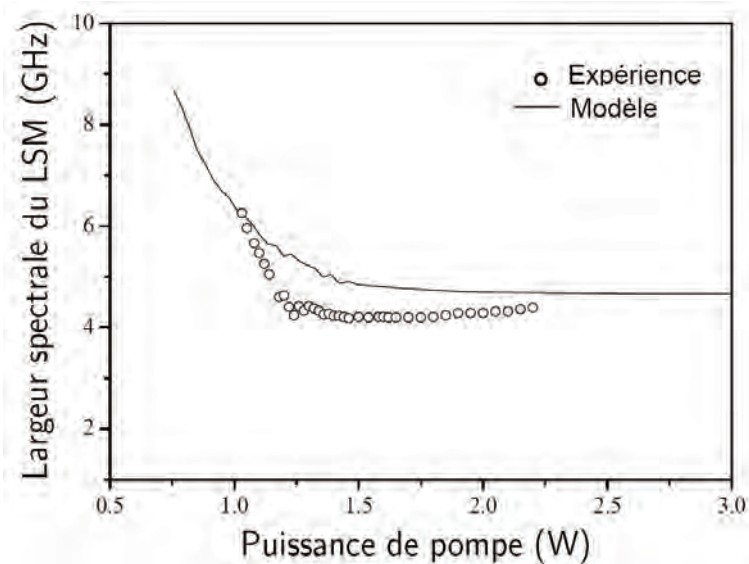


Figure 101 : Dépendance de la largeur spectrale en fonction de la puissance de pompe. Celle-ci est importante pour de faibles puissances de pompe puis diminue jusqu'à devenir quasi-constante au-delà de 1,5 W de pompe. Les résultats de l'expérience relatés ici ont été réalisés avec l'étalon (intra-cavité) dont l'ISL est de 225 GHz.

Toutes ces observations montrent la complexité du comportement d'un laser sans mode. Que ce soit sur le plan spectral ou au niveau de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe, rien n'est comparable à un laser classique. Il est d'ailleurs difficile de se faire une idée distincte des phénomènes qui interviennent au sein de la cavité. Malgré de nombreuses

études théoriques, aucun modèle ne parvient à rendre compte de tout cela (voir la partie Chapitre IV:1).

III.2.2. Pré-amplificateur intra-cavité : le formatage temporel

Nous présentons ici un système *simple, efficace et novateur* de pré-amplification puisque celle-ci est réalisée dans la même cavité que l'oscillateur. Ce concept a déjà été abordé par T. Yamane [Yamane1977]. Sa méthode consistait à réaliser une amplification intra-cavité par une modulation de gain d'un laser continu à modes synchronisés (mode-locked), où le milieu actif est en plus excité par une impulsion de pompe courte et intense. Le milieu qu'il utilisait était un Nd :YAG; dans le cas d'une configuration avec colorant, ce mode de fonctionnement se révèle plus compliqué comme nous avons pu le constater (problème de blanchiment, voir la Figure 104).

III.2.2.1. Description technique du pré-amplificateur intra-cavité

Notre pré-amplificateur est assez simple. Il s'agit d'une cellule de chez *Helma* (1 mm d'épaisseur) de grande qualité optique (soudure moléculaire), placée à l'angle de Brewster ($\theta_B = \arctan(n)$, $n=1.5$ - indice de réfraction de la solution - d'où $\theta_B=56^\circ$ - cela est fait dans le but de supprimer les pertes partielles par réflexion) dans laquelle circule une solution de colorant P605 (pyrrométhène, concentration = 130 mg/L - dilué dans de l'éthanol absolu). Ce nouveau colorant possède des caractéristiques surprenantes puisqu'il permet d'obtenir une efficacité de conversion en puissance supérieure à la R6G dans notre cas.

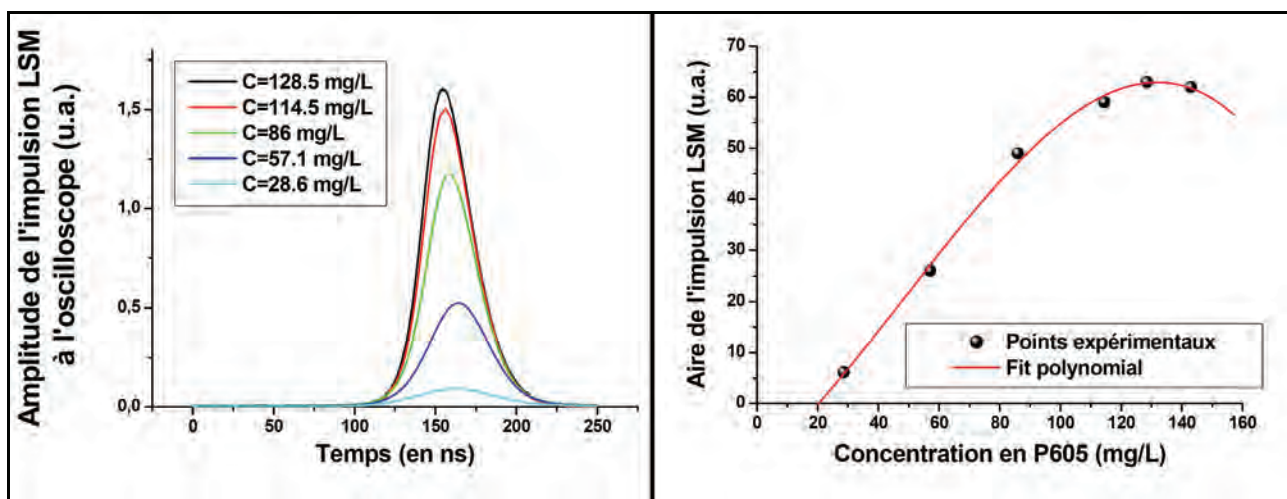


Figure 102 : Optimisation de la concentration de P605 de la solution circulant dans notre cellule de pré-amplification. On visualise pour cela l'aire de l'impulsion sur notre oscilloscope (contrôle visuel de la valeur calculée et affichée par l'appareil). Le maximum de rendement est obtenu pour une concentration de 130 mg/L.

Le choix de faire circuler le colorant en cellule s'est avéré inévitable après de nombreux essais utilisant un jet¹. En effet, malgré la bonne qualité des buses que nous utilisons (buses saphir polies

¹ Le jet est généralement plus utilisé qu'une cellule principalement pour une raison : dans une cellule, la vitesse de la solution qui circule est quasi-nulle sur les faces, ce qui peut engendrer la formation d'agrégats de molécules photo-dégradés ; il faut par conséquent que la vitesse de circulation soit importante.

optique), le jet produit ne possédait pas les propriétés satisfaisantes pour la réalisation d'une amplification intra-cavité ; sa surface soumise au rayonnement n'était pas de qualité homogène et introduisait donc des aberrations. Il est en réalité très difficile de produire un jet avec une plage de qualité homogène sur une largeur de l'ordre du millimètre (ce qui est notre cas avec un faisceau intra-cavité au diamètre à $1/e^2$ de $\sim 580 \mu\text{m}$ et pour le jet placé à l'angle de Brewster).

Tableau 9 : Evolution de la puissance de sortie lors de l'insertion des différents éléments composant la cavité. La puissance de pompe continue (sur le jet) est de 3 W.

Eléments	Puissance (mW)
Jet	1000
+cellule (pré-amplificateur)	720
+modulateur (ordre 0)	420
+modulateur (ordre 1)	270
+étalon Fabry-Perot	115

Le milieu est pompé à l'aide d'un laser Nd :YVO₄ Q-switch et doublé délivrant une puissance de 3 W avec un taux de répétition de 17 kHz et une largeur d'impulsion de 80 ns (le laser avec lequel nous travaillions initialement était un MESA de chez Azura mais celui-ci n'était pas fiable dans le temps ; nous avons donc fait l'acquisition d'un laser NAVIGATOR II série YHP70¹ de chez Spectra-Physics aux caractéristiques temporelles quasi-identiques mais dont la puissance peut atteindre 10 W à 10 kHz). Le rayon du faisceau intra-cavité (à $1/e^2$) au niveau du pré-amplificateur est de 260 μm (mesuré expérimentalement); on ajuste grossièrement la dimension du faisceau de pompe à l'aide de deux lentilles montées sur des rails et dont les focales ont été calculées auparavant, de façon à ce que le waist du faisceau de pompe se superpose au faisceau intra-cavité dans le milieu amplificateur. L'ajustement précis se fait en déplaçant la lentille L₂ sur son rail (on va ainsi jouer sur la taille du waist² alors que sa position ne va quasiment pas varier); en jouant sur ce réglage, on cherche à obtenir alors une impulsion (en sortie de la cavité laser) la plus importante possible. Après cette rapide mise au point, le seul élément de réglage de positionnement du faisceau dans ce système est le miroir M4 qui est HR@532 nm³. Il est donc aisé de le régler. Dans ce cas-là, la densité de puissance crête imposée sur le milieu amplificateur est de l'ordre de $\sim 1,0 \text{ MW/cm}^2$ (3 W à 17 kHz – durée de l'impulsion de pompe : 80 ns). Comme une partie du rayonnement absorbé par le colorant n'est pas réémise sous forme de lumière, la solution va chauffer (risques de dégradation photochimique des molécules de colorant). C'est pourquoi le circulateur a été doté d'un échangeur de chaleur efficace, refroidi à l'eau, afin de diminuer sa température.

¹ Mode TEM₀₀ avec un $M^2 < 1,2$; polarisation horizontale ; jitter temporel/synchro < 1 ns. Données constructeur.

² Ici le waist correspond au rayon de pincement à $1/e^2$; à différencier de l'abus de langage consistant à lui donner la signification de rayon ou diamètre du faisceau à n'importe quelle position sur son axe de propagation.

³ HR signifie haute réflexion c'est-à-dire lorsque la réflexion est proche des 100 %.

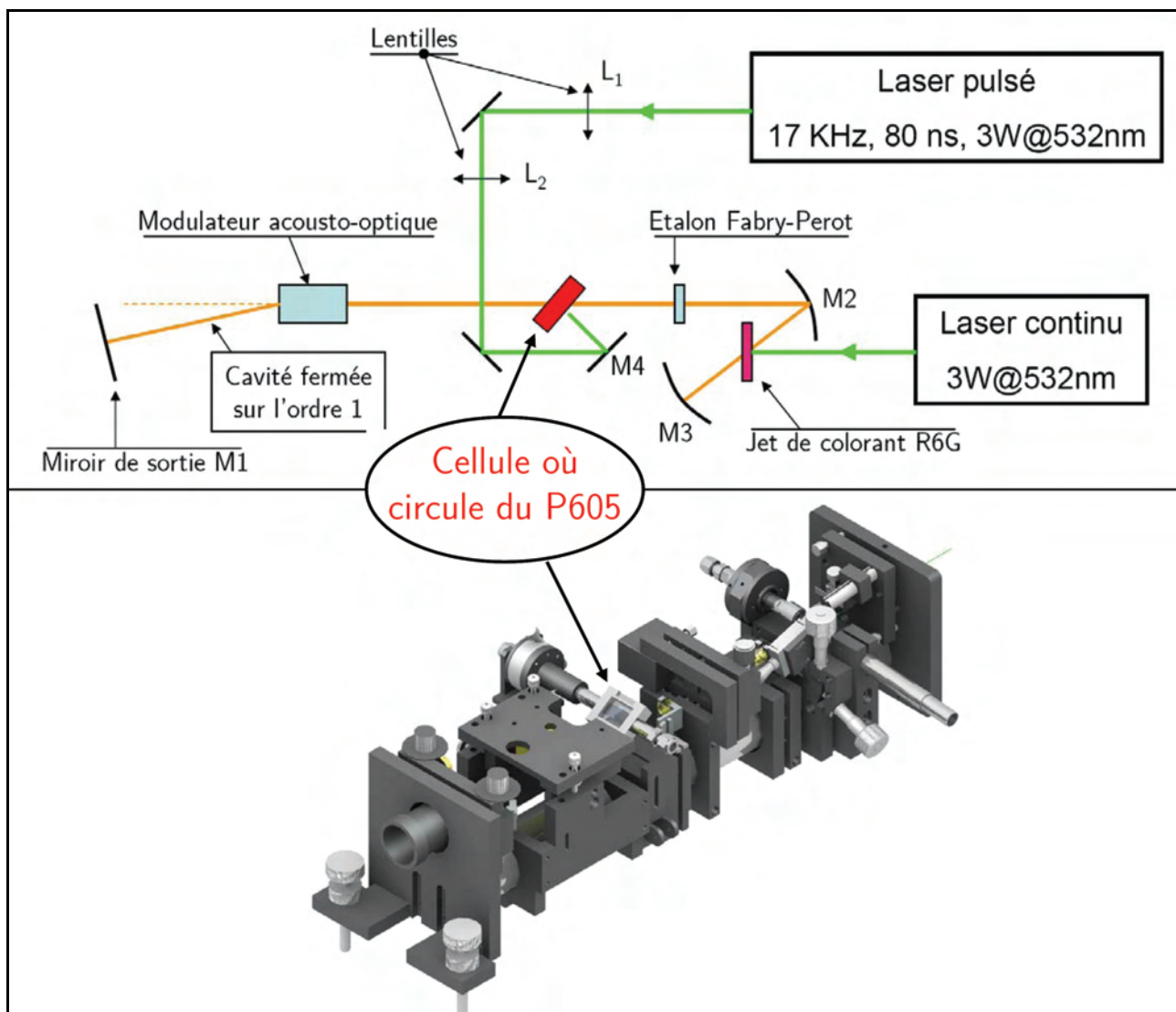


Figure 103 : Schéma de la cavité « oscillateur FSF & pré-amplificateur ». La solution de colorant (P605) circule en cellule ; elle est pompée par un laser YAG Q-switched. Le miroirs M4 est HR@532 nm. Il permet de superposer aisément le waist du faisceau de pompe et le waist du faisceau intra-cavité.

Pour pouvoir optimiser au mieux le phénomène d'amplification (principalement en réduisant les pertes au maximum), nous avons installé des réglages sur toutes les directions possibles (3 platines *micro-control*) ainsi que sur l'angle d'inclinaison de la cellule par rapport au faisceau intra-cavité (platine de rotation micrométrique).

L'idée d'exciter les molécules de colorant du premier jet (milieu amplificateur de l'oscillateur) par un faisceau de pompe composé d'une partie continue et d'une partie impulsionnelle a aussi été étudiée mais n'a pas donné les résultats escomptés. En effet, l'expérience nous a montré qu'il apparaissait un phénomène de « blanchiment » du colorant dans une telle configuration (Figure 104). La densité de puissance de pompe imposée sur le jet est tellement importante (le waist du faisceau de pompe sur le premier jet est 10 fois plus petit que le waist du faisceau de pompe sur la cellule, la densité de puissance de pompe est donc 100 fois plus importante à cet endroit-là) que toutes les molécules sont dans des états excités qui ne participent pas à l'émission stimulée (processus lents : absorptions multi-photoniques, relaxations vers des états triplets). Dans ce cas-là, il n'y a plus d'émission laser.

Le cas de la cavité pompée uniquement en impulsionnel a elle aussi été envisagée et donne des résultats encourageants. Les résultats concernant cette étude sont donnés dans la partie III.2.3.

Cependant, nous verrons par la suite pourquoi il est nécessaire d'avoir une partie continue (de faible valeur devant la puissance crête des impulsions) alors que celle-ci ne sera pas amplifiée par l'amplificateur complétant la chaîne laser.

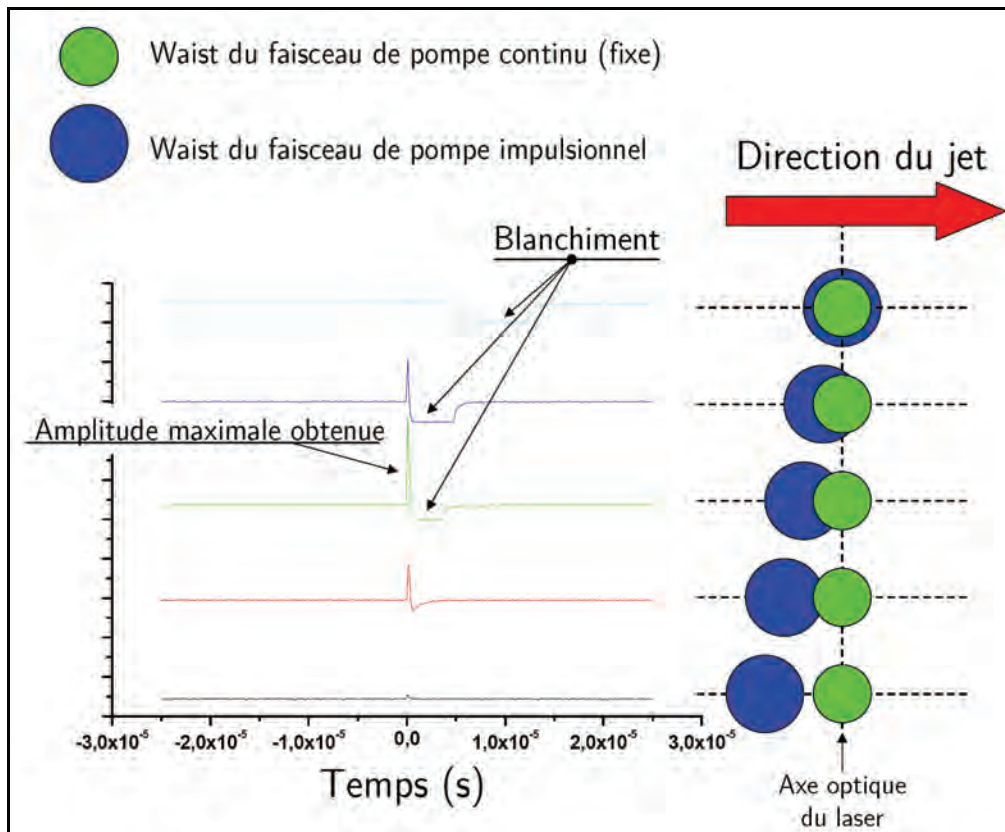


Figure 104 : Observation du phénomène de blanchiment. Lorsque le waist du faisceau de pompe impulsionnel est superposé au waist du faisceau de pompe continu, le laser n'émet plus. Les molécules de colorants sont dans des états qui ne participent pas à l'émission stimulée.

Par ailleurs, pour obtenir dans cette configuration une impulsion la plus énergétique possible, il a fallu optimiser le couplage de sortie. Afin de déterminer la valeur optimale des pertes utiles de la cavité, nous avons donc essayé plusieurs miroirs avec des coefficients de transmission différents que nous avons en notre possession (et que nous avons caractérisé). L'étude a pu être menée pour deux colorants : le pyrrométhène 605 et la Rhodamine 6G (Figure 105). Nous avons ainsi pu constater qu'à puissance de pompe égale, le P605 donnait des résultats sensiblement supérieurs à la R6G (les deux concentrations ayant été auparavant optimisées pour atteindre une énergie par impulsion la plus grande possible). C'est donc le colorant que nous avons conservé dans la configuration finale. Concernant le couplage de sortie de notre laser, nous avons pu remarquer que plus le coefficient de transmission est élevé, plus l'impulsion du laser sera énergétique ; la logique voudrait donc que l'on utilise un miroir à forte transmission. Le problème qui intervient dans ce cas-là est d'ordre fonctionnel. Il est en effet difficile de régler le laser ; le passage de l'ordre 0 sur l'ordre 1 n'est pas aisé car avec un tel coefficient de transmission, le régime continu est faible et la mise au point s'en trouve compliquée. De plus, et même si nous n'avons pas étudié ce point, lorsque le laser ne délivre qu'une faible puissance continue, il est fort probable que l'allure de son spectre s'en trouve modifiée (largeur spectrale augmentée). Cela ne nous est donc pas favorable. Le choix final s'est donc porté

sur un miroir avec un coefficient de transmission de 10 %. Il permet ainsi d'obtenir un régime continu suffisant (pour une commodité de réglage et pour l'obtention de l'aspect spectral désiré) et un régime impulsionnel efficace. Nous verrons par la suite pourquoi il est nécessaire d'avoir une partie continue (de faible valeur devant la puissance crête des impulsions) alors que celle-ci ne sera pas amplifiée par l'amplificateur complétant la chaîne laser.

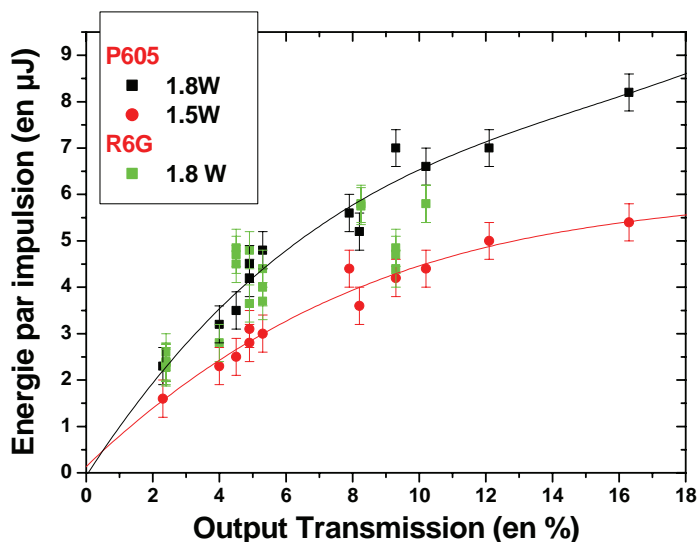


Figure 105 : Etude concernant l'optimisation du coefficient du miroir de sortie afin d'obtenir une énergie par impulsion la plus importante possible (réalisée sans étalon à l'intérieur de la cavité). On constate que plus ce coefficient est élevé, plus l'énergie en sortie est importante. Par ailleurs, la différence de rendement entre la R6G et le P605 est faible (à puissance de pompe égale) ; le P605 donnant des résultats légèrement meilleurs, nous l'avons choisi comme milieu à gain de notre pré-amplificateur.

Au final, nous avons donc une cavité fonctionnant en régime impulsionnel mais, contrairement aux lasers impulsionnels classiques où le régime se met en place lorsqu'on module les pertes de la cavité (miroir rotatif, absorbants saturables, modulateurs acousto-optique/électro-optique), l'impulsion est créée lorsqu'on module le gain (Figure 106).

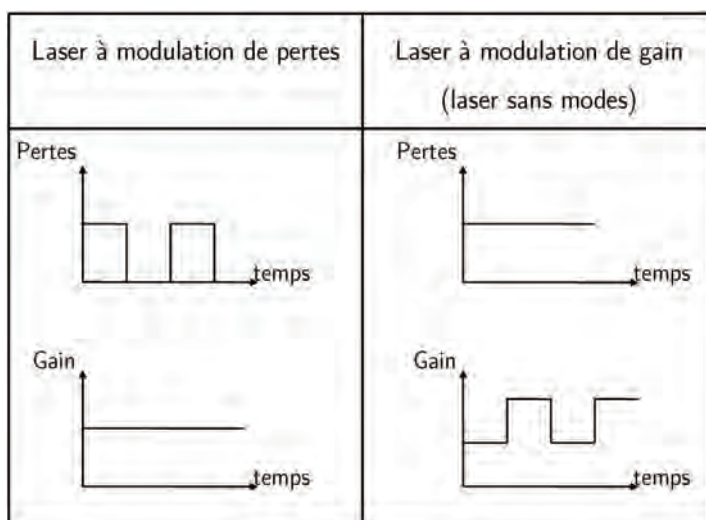


Figure 106 : Schéma explicatif de deux types de laser à impulsions. Dans notre cas où l'impulsion est créée en modulant le gain, on note aussi la présence d'un champ continu due au fait que le gain n'est jamais nul et qu'il est toujours suffisant pour qu'un champ intra-cavité apparaisse.

Par conséquent, le signal en sortie de la cavité « oscillateur & pré-amplificateur » possède une composante continue et une composante impulsionnelle.

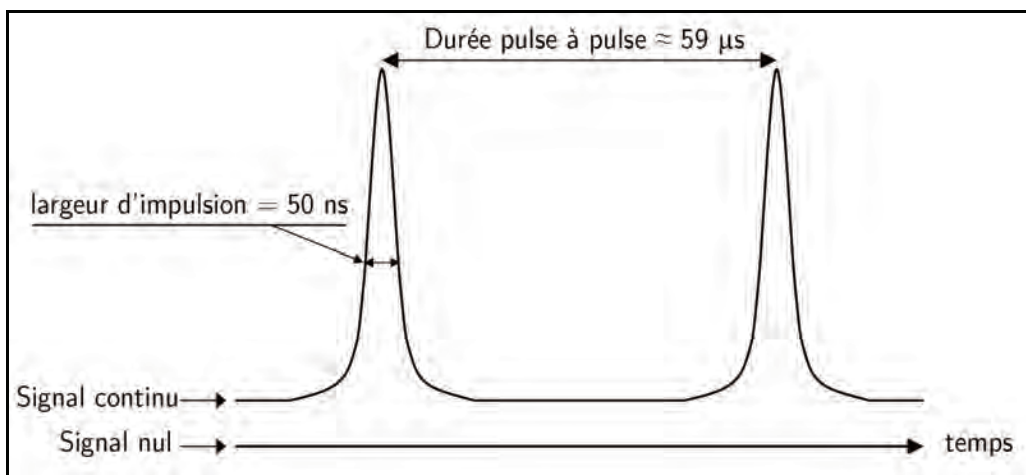


Figure 107 : Signal optique de sortie de la cavité laser : on remarque qu'il y a bien l'existence d'un régime continu et d'un régime impulsionnel. La puissance du laser n'est jamais nulle avec cette cavité. La largeur FWHM de l'impulsion optique est de 50 ns. Le temps écoulé entre deux impulsions est de $\sim 59 \mu\text{s}$.

Toutes ces propriétés originales, tant sur le plan spectral qu'impulsionnel en font un laser unique.

III.2.2.2. Caractérisation de la cavité complète « oscillateur & pré-amplificateur »

III.2.2.2.1. Dispositif expérimental

Ce dispositif (Figure 108) nous permet de contrôler en permanence différents paramètres. Les largeurs d'impulsions ainsi que les délais sont contrôlés par deux photodiodes rapides *Thorlabs DET210* (rise time=1 ns) et visualisés avec un oscilloscope *Tektronix TDS 640A* (500 MHz de bande passante). L'analyse spectrale se fait par le biais d'un monochromateur *Sopra* (domaine spectral d'observation : 3.6 nm, résolution expérimentale ultime=0.01 nm – limité par la barrette de photodiodes utilisée) et d'un lambdamètre *Burleigh Wa-1000*.

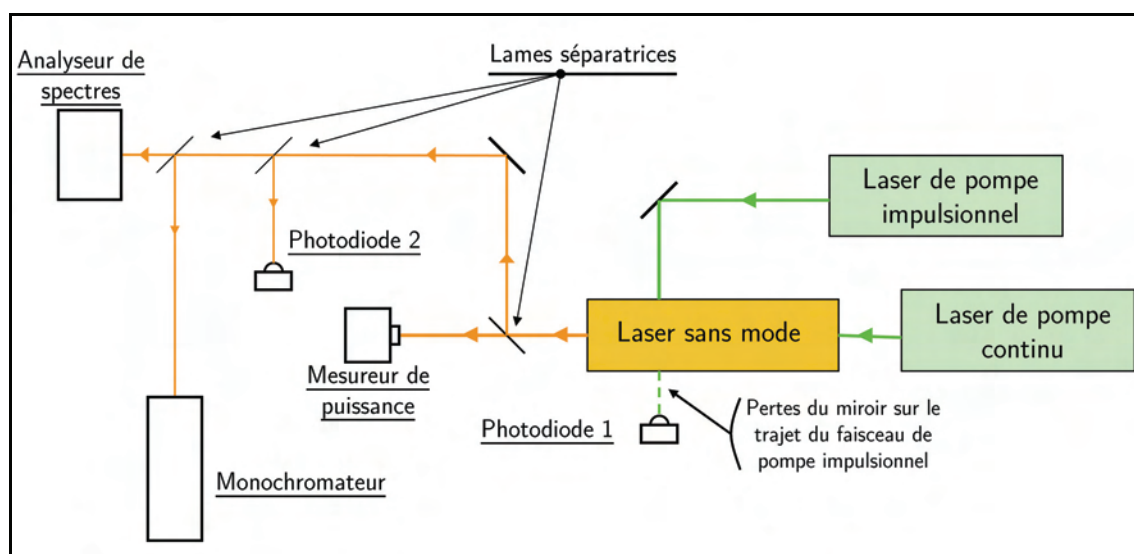


Figure 108 : Schéma du dispositif de mesures des caractéristiques du laser. Avec ce dispositif, il nous est possible de contrôler la largeur spectrale, la longueur d'onde absolue, les largeurs temporelles et l'énergie par impulsion.

On analyse plus finement le spectre du rayonnement laser en utilisant un analyseur de spectre *Melles Griot* de grande finesse (~ 270 à 589 nm) et un intervalle spectral libre de 7.5 GHz. Le profil spatial du faisceau est contrôlé par une barrette de photodiodes *Hamamatsu C4350* (1024 pixels de $25 \mu\text{m}$ de largeur et 2.5 mm de haut). Les faisceaux de pompe et du LSM sont focalisés sur les photodiodes à l'aide de lentilles de courtes focales.

III.2.2.2. Caractéristiques spectrales

Il a été montré que le laser sans mode en régime continu avait un profil spectral atypique puisque sa largeur spectrale est proche de $3,2$ GHz, sans trou de fréquence apparent (partie III.2.1.3.1). Cette largeur étant compatible avec la largeur de la raie D_2 du sodium (largeur spectrale $\approx 2,8$ GHz), il est nécessaire qu'elle soit préservée durant l'impulsion. C'est une condition majeure qui nécessite d'être respectée afin de répondre de façon satisfaisante aux modalités requises initialement pour notre laser.

Pour vérifier cela, nous avons mis en place un système permettant de sélectionner uniquement la partie impulsionnelle du faisceau LSM. On utilise un boxcar dont le signal déclencheur est le signal LSM au sortir de la photodiode 2. On place alors un signal « porte » sur l'impulsion LSM au sortir de l'analyseur de spectres, avec une largeur adéquate pour ne filtrer temporellement que notre impulsion. On analyse le spectre. Pour avoir une mesure plus nette, on intègre à l'oscilloscope.

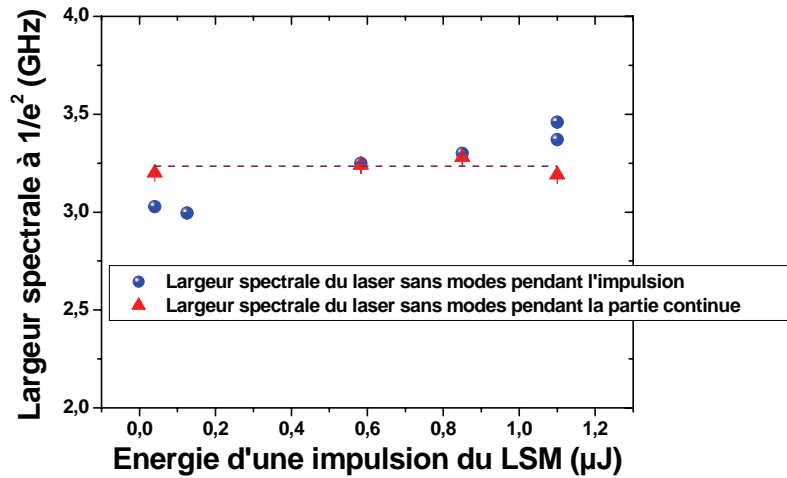


Figure 109 : Largeurs spectrales du signal LSM dans sa composante continue et dans sa composante impulsionnelle en fonction de son énergie d'impulsion. On note donc que la largeur spectrale ne varie pas de façon significative durant l'impulsion.

Nous faisons alors une série de mesures des spectres dans la partie impulsionnelle et dans la partie continue du signal LSM. Le boxcar nous permet de sélectionner avec une porte la composante voulue. Les résultats obtenus sont exposés sur la Figure 109. On voit bien ici que, que l'on soit en régime impulsionnel ou en régime continu, la largeur spectrale du LSM est quasi-identique et proche de 3.2 GHz. Il n'y a donc pas de variations significatives au niveau spectral par rapport au LSM fonctionnant en continu. Le rayonnement actuel du LSM a donc une largeur spectrale faiblement supérieure à la raie D_2 du sodium. Le fait de posséder une composante continue n'est pas inutile comme on pourrait le penser. En effet, lorsque le milieu à gain du pré-amplificateur est pompé (c'est-à-dire à l'arrivée d'une impulsion de pompe sur la cellule), le rayonnement intra-cavité

continu qui est présent à cet instant va permettre de réaliser l'émission stimulée ; au final, la pré-amplification intra-cavité va véritablement opérer une amplification du rayonnement « sans mode » de la composante continue. On va ainsi pouvoir conserver la largeur spectrale équivalente au LSM ne fonctionnant qu'en régime continu. Dans la comparaison entre le fonctionnement en régime impulsif et continu du laser sans mode, on peut remarquer un phénomène qui n'est pas à négliger. On fait fonctionner le laser avec son pré-amplificateur, en faisant attention de bien le régler en longueur d'onde (raie centrée sur la raie D₂ du sodium, les modes adjacents doivent être les plus faibles possible). On coupe ensuite le faisceau de pompe du pré-amplificateur. On observe alors un décalage faible en longueur d'onde (Figure 110).

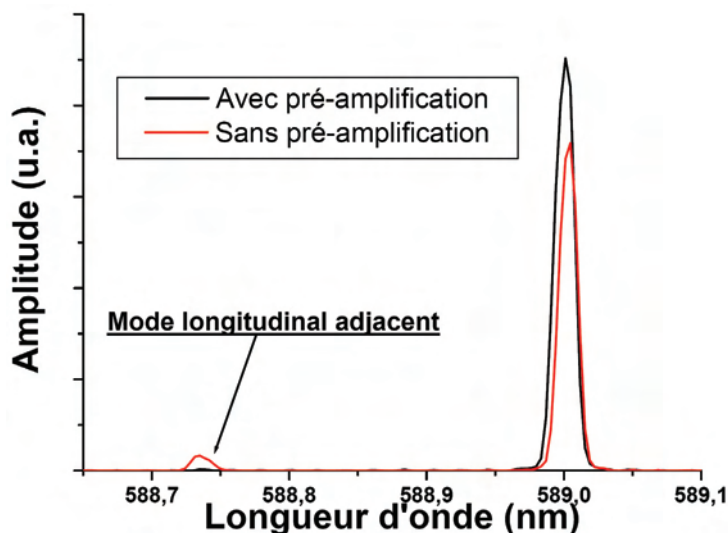


Figure 110 : Observations à l'aide du monochromateur *Sopra* (résolution expérimentale ultime = 0.01 nm). Lorsqu'on vient pomper le pré-amplificateur, on remarque l'apparition d'un mode longitudinal adjacent. Ce mode « parasite » peut être éradiqué en réajustant la cavité. D'autre part, on ne note aucune présence d'ASE dans ce type de pré-amplification.

Ce décalage est aussi visualisé avec l'analyseur de spectre (mais celui-ci ne nous permet pas de quantifier la variation). Le seul élément de la cavité qui intervient dans ce phénomène est le pré-amplificateur. On peut donc légitimement penser que ce phénomène apparaît car il y a une variation d'indice de la solution circulant dans la cellule, celle-ci étant soumise à un fort champ à résonance (on est sur une bande d'absorption). Une variation d'indice de la solution se traduit donc par une variation de la longueur d'onde.

Un point très positif est qu'on ne note pas de présence d'ASE (pour Amplified Spontaneous Emission ou en français : Emission Spontanée Amplifiée) sur nos courbes expérimentales. En effet, aucune émission large bande de faible intensité n'est visible sur nos tracés. Ce point est intéressant puisque l'ASE est une cause de difficultés importantes dans un processus d'amplification classique ; il amène un bruit de fond important et réduit le gain du système. On voit donc là encore l'originalité de ce pré-amplificateur intra-cavité qui, contrairement à un pré-amplificateur externe, évite la création d'ASE (qui engendre une baisse du rendement d'amplification).

III.2.2.2.3. Gain et rendement

On fait des mesures d'énergie par impulsion. On relève l'énergie par impulsion en sortie du LSM pour différentes valeurs d'impulsions de pompe (Figure 111).

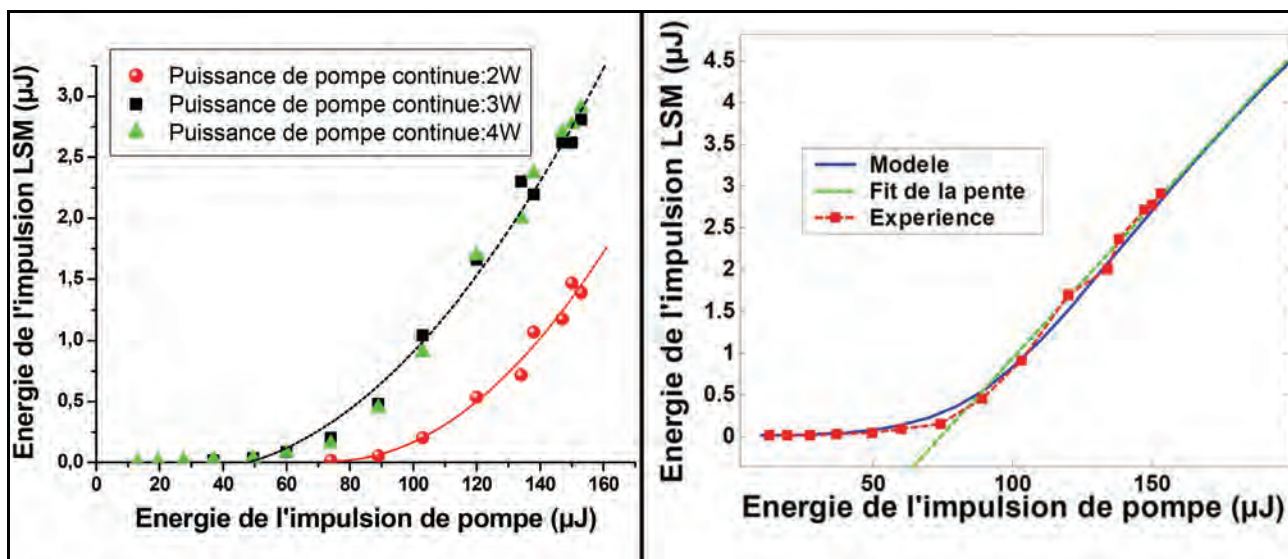


Figure 111 : Energie de l'impulsion en sortie du LSM pré-amplifié en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe. Trois séries sont effectuées pour trois puissances de pompe continues différentes (partie gauche - les réglages de la cavité étant optimisés pour un fonctionnement continu à 3 W). On voit qu'on obtient des résultats identiques pour des puissances de pompe continue de 3 ou 4 W ; pour 2 W, le rendement est moins bon. A 3 W (partie droite), le seuil mesuré, à partir duquel l'amplification se réalise, est de 75 μJ . Le rendement à la pente est alors de 3.5 %.

On observe clairement l'existence d'un seuil (point d'inflexion entre les deux régimes de fonctionnement) au-delà duquel l'amplification se produit. Le seuil de pompe mesuré est de 75 μJ (soit une puissance de 1.25 W à 17 kHz.), au-delà on note une dépendance linéaire. Le rendement à la pente est de 3.5 %.

Pour des énergies de pompe supérieures à 200 μJ , le modèle de la cavité « oscillateur & pré-amplificateur » met en évidence l'existence d'un régime de saturation. Celui-ci n'a pas encore pu être observé expérimentalement. Il est donc nécessaire de faire fonctionner notre pré-amplificateur dans un régime hors-saturation. Ce régime de saturation est la conséquence de différents phénomènes : phénomènes d'absorptions multiphotoniques, effets thermiques dégradant les qualités optiques de l'ensemble « cellule+solution » (variation spatiale de l'indice de réfraction de la solution entraînant l'apparition d'une lentille thermique). Cependant, l'expérience consistant à mesurer le gain en fonction de l'énergie d'impulsion de pompe, fait apparaître une légère inflexion qui est probablement liée à ce phénomène de saturation (Figure 112). De la même façon que pour un pré-amplificateur classique, le gain est défini comme étant le rapport entre l'énergie d'une impulsion du faisceau pré-amplifié et l'énergie comprise dans la partie continue durant la même durée d'impulsion pour le faisceau avant pré-amplification. Cependant, dans ce type de pré-amplification, le système est pourvu d'un champ continu intra-cavité qui est tout de même assez faible devant la valeur crête de l'impulsion (on peut atteindre un facteur 1000). Par conséquent, il n'existe aucune chaîne de détection ayant une dynamique nous permettant de mesurer directement à la fois l'énergie de l'impulsion et l'énergie de la partie continue (de même largeur). Cette mesure de gain est donc réalisée à l'aide d'un photomultiplicateur. On y injecte le faisceau LSM qui est plus ou moins atténué selon que l'on étudie l'impulsion ou le continu (les valeurs d'atténuations étant connues). On peut alors sélectionner le régime (impulsionnel ou continu) que l'on désire quantifier à l'aide d'un boxcar. Au final, le calcul du gain prend en compte ces atténuations. Le gain maximal que nous ayons obtenu est de ~ 600 .

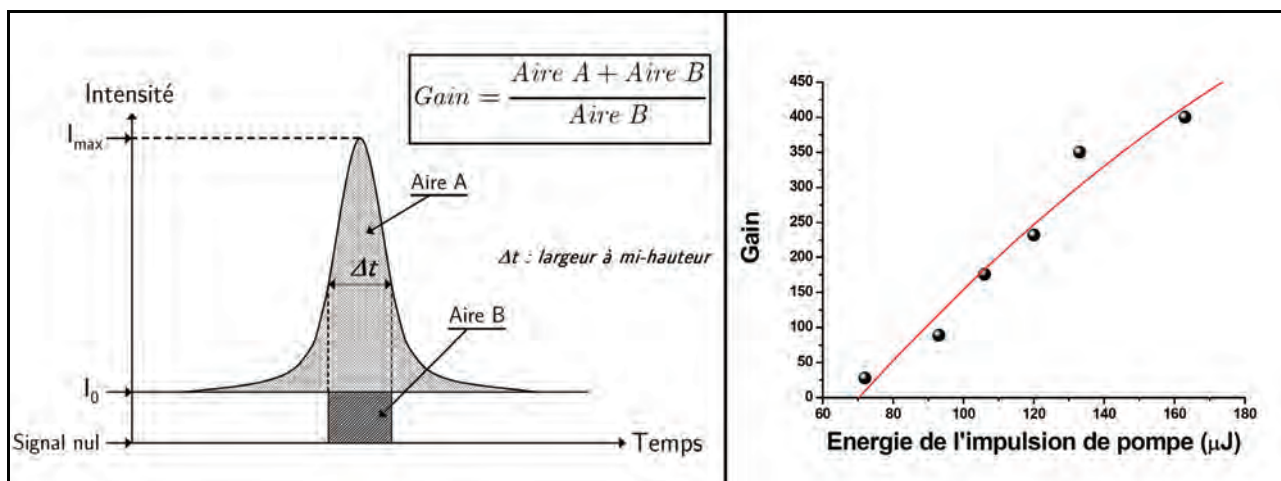


Figure 112 : Gain expérimental de l'amplification intra-cavité (rapport entre l'énergie d'une impulsion en sortie du laser FSF et l'énergie comprise dans la partie continue durant la même durée d'impulsion) en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe (à droite). On remarque une inflexion de la courbe de gain pour les hautes énergies de pompe, signe probable d'une saturation du milieu amplificateur.

Afin de vérifier si le comportement de notre laser sans mode en régime impulsionnel était différent d'un laser classique, nous avons effectué des mesures d'impulsions identiques à celles réalisées pour la Figure 111 mais pour le laser en fonctionnement multimode. Les résultats sont exposés sur la Figure 113.

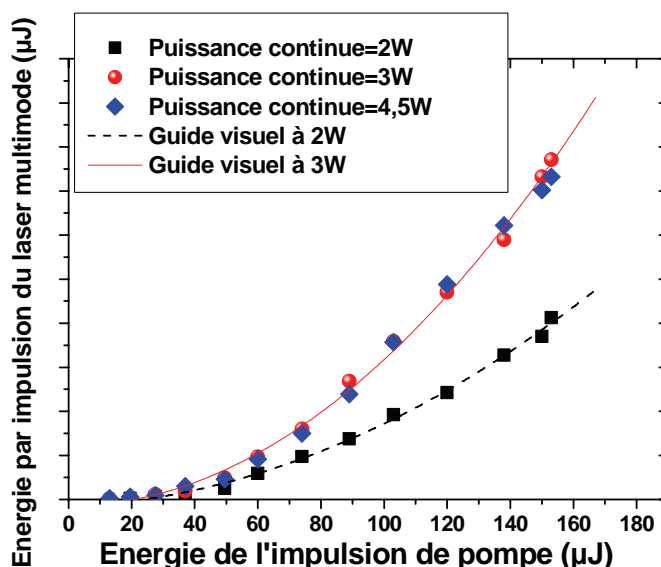


Figure 113 : Dépendance de l'énergie de impulsion en sortie du laser multimode (cavité fermée sur l'ordre 0) en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe. L'expérience est réalisée pour différentes puissances de pompe continues (2, 3 et 4.5 W). On observe une allure similaire au cas du laser sans mode. Une différence notable est le niveau du pseudo-seuil de démarrage de la pré-amplification ; celui-ci se passe beaucoup plus tôt dans le cas multimode puisque les pertes dans la cavité sont moindres (il n'y a plus les pertes dues à la diffraction sur l'ordre 1). Du même coup, on obtient des énergies par impulsion bien supérieures que celles obtenues avec notre laser sans mode.

Il paraît clair que, pour des lasers multimodes et sans mode, le comportement en puissance est quasi-identique. Les différences de valeurs de seuil ainsi que de rendements ne sont dues qu'au fait que la cavité fermée sur l'ordre 0 possède moins de pertes que la même cavité fermée sur l'ordre 1. Cette constatation permet d'ailleurs de penser que la cavité pourrait être totalement fermée sur l'ordre 1 (miroir HR) et que les pertes utiles seraient les pertes sur l'ordre 0 de notre modulateur.

De cette façon, on abaisserait le seuil de démarrage de notre pré-amplification. Cela demande néanmoins une restructuration importante de la cavité.

On peut voir sur les mesures d'énergie par impulsion (Figure 111 & Figure 113) qu'il existe une faible dépendance de l'énergie de l'impulsion en sortie du LSM à la puissance de pompe continue, principalement lorsque celle-ci est supérieure à 3 W. Ces observations sont corroborées par l'expérience où, pour une puissance de pompe impulsionnelle fixe, on fait varier la puissance de pompe continue (Figure 114). Au-delà de 2,5 W de pompe continue, on note un lien linéaire entre l'énergie de l'impulsion LSM et la puissance de pompe continue. On peut voir que l'on gagne 0,6 μJ par impulsion pour chaque watt de pompe supplémentaire ; le rendement est par conséquent très faible. C'est pourquoi le choix de fonctionner à 3 W n'est pas inopportun.

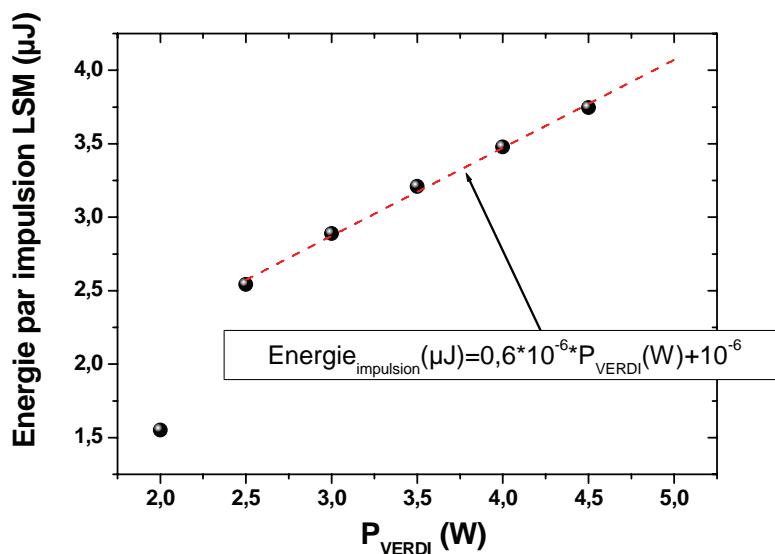


Figure 114 : Dépendance de l'énergie d'une impulsion du laser sans mode en fonction de la puissance de pompe en continu. Les réglages de la cavité sont ajustés à chaque fois que l'on change ce paramètre pour obtenir une impulsion la plus énergétique possible. Au-delà d'une puissance de pompe continue de 2,5 W, on note une dépendance linéaire.

III.2.2.2.4. Aspects temporels

Il est à noter que la totalité de l'étude temporelle a été réalisée en utilisant le laser MESA de chez Azura. Par conséquent, elle n'est plus véritablement représentative de notre disposition actuelle puisque les caractéristiques temporelles de notre nouveau laser de pompe (Spectra-Physics) ne sont pas identiques (cela est considéré dans la partie III.2.3.1). Cependant, elle aura contribué à comprendre le comportement de notre cavité et permis d'en élaborer un modèle.

Les profils temporels, relevés avec les photodiodes rapides, permettent d'évaluer les délais entre l'impulsion de pompe du pré-amplificateur et l'impulsion en sortie du laser sans mode. De plus, ils permettent de quantifier le phénomène d'affinement temporel de l'impulsion, c'est-à-dire le rétrécissement temporel qui se produit entre l'impulsion de pompe et l'impulsion du laser sans mode. Ce phénomène peut aussi bien être observé dans le cas d'une pré-amplification classique, avec adjonction d'une cavité supplémentaire.

On peut remarquer tout d'abord que la forme de l'impulsion créée dans l'oscillateur sans mode et que la réaction temporelle de ce même oscillateur (dont dépend le délai entre l'impulsion de pompe et l'impulsion du laser sans mode) ne dépendent pas du taux de répétition mais de l'énergie par

impulsion. La vitesse de notre solution de colorant dans la cellule n'est donc pas un facteur limitant pour les taux de répétition étudiés¹.

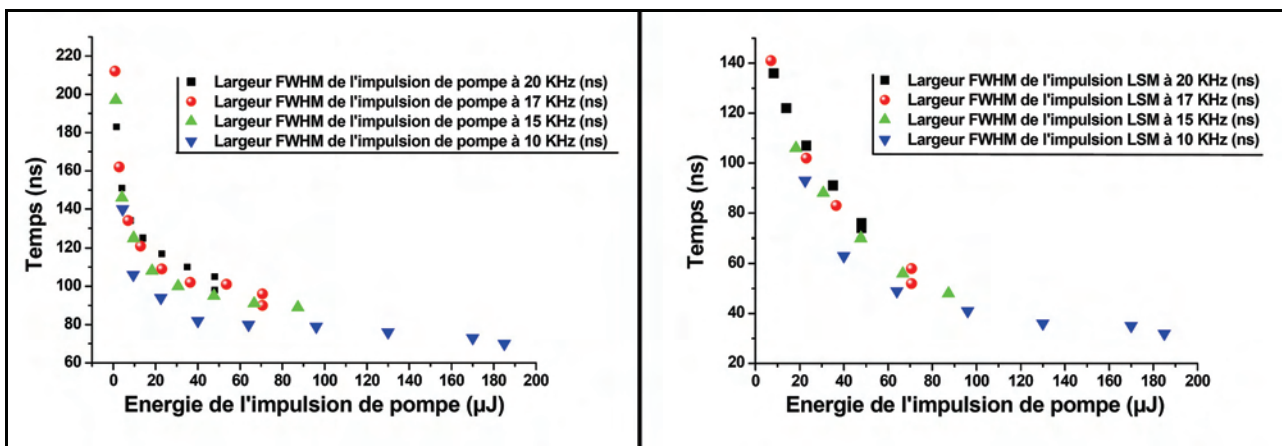


Figure 115 : Relevés expérimentaux des largeurs d'impulsion de pompe (à gauche) et du LSM (à droite) pour différentes énergies de pompe et pour différents taux de répétition. On note que les largeurs FWHM des impulsions de pompe varient selon leurs énergies. On remarque aussi la compression temporelle que subit l'impulsion durant le processus d'amplification au sein de la cavité.

On voit bien sur la Figure 115 (à gauche) que la largeur de l'impulsion de notre laser de pompe va varier en fonction de la puissance délivrée (phénomène observé sur tous les lasers impulsionnels). Plus celle-ci est faible, plus la largeur de l'impulsion est grande. Cette particularité va donc influencer sur les largeurs d'impulsions de notre LSM. On retrouve ainsi une allure similaire (Figure 115-à droite). Donner une explication sur le comportement de la cavité par la simple observation de ces courbes (Figure 115) se révèle assez compliqué car pour chaque point, deux paramètres varient : l'énergie de l'impulsion de pompe et sa largeur temporelle. Raisonner dans ce cas-là est assez délicat. Cependant, il est utile, pour appréhender un tel phénomène, d'introduire la notion de temps de génération du gain.

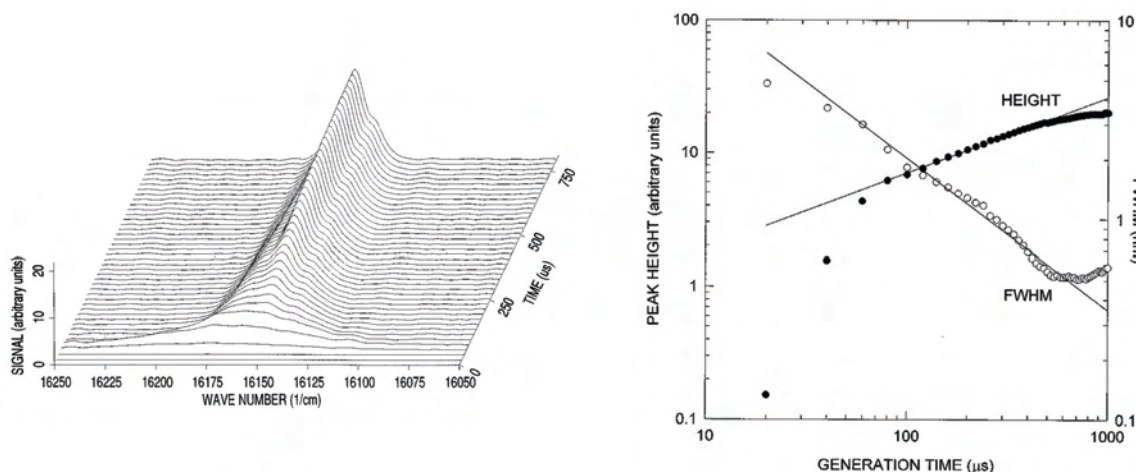


Figure 116 : Evolution du spectre intra-cavité d'un laser à colorant. A gauche, nous pouvons observer le phénomène résolu dans le temps ; à droite, sont exposés les deux principaux paramètres (échelles log) que sont la puissance crête et la largeur spectrale FWHM en fonction du temps de génération.

Source : [Strong1997].

¹ La solution circule en fait assez rapidement pour ne pas influencer sur le rendement impulsionnel du LSM quel que soit le taux de répétition que nous avons étudié. La chaîne laser devant fonctionner à 17 KHz, aucun problème ne s'oppose donc à cela.

Ce terme, que l'on retrouve généralement dans les applications de spectroscopie laser intra-cavité [Pique1987] [Stoeckel&Atkinson1985], peut être défini (pour un laser à colorant) comme le temps de pompage du milieu à gain. On peut voir, sur la Figure 116, les effets du temps de génération sur la forme spectrale du rayonnement émis. Pour une puissance de pompe donnée, l'amplitude du spectre (gaussien) croît lorsqu'on augmente le temps de génération, alors que sa largeur FWHM diminue.

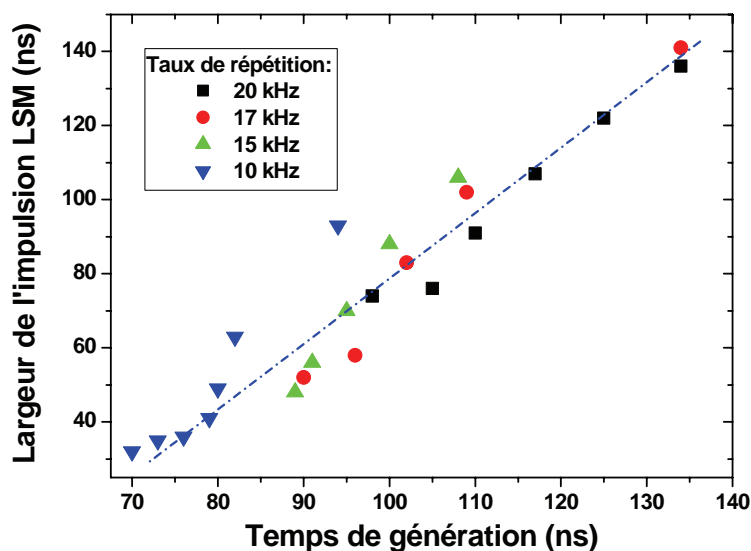


Figure 117 : Evolution de la largeur d'impulsion en fonction du temps de génération (ou durée d'impulsion de pompe).

Autre point important pour la compréhension du comportement de notre cavité, le délai entre l'impulsion de pompe et l'impulsion du LSM. Le graphique (Figure 118) représentant le délai en fonction de l'énergie par impulsion fait ressortir une caractéristique nouvelle du LSM.

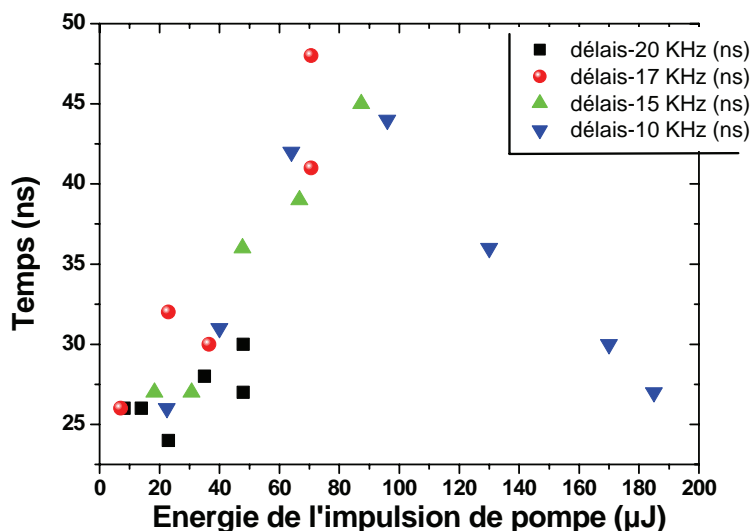


Figure 118 : Relevés expérimentaux du décalage temporel entre l'impulsion de pompe et l'impulsion du laser FSF pour différentes énergies de pompe et pour différents taux de répétition. On note que le délai croît avec la valeur d'énergie de l'impulsion de pompe jusqu'à 90 μJ. Au-delà, le délai diminue de façon assez prononcée.

En effet, on note un délai croissant jusqu'à une valeur proche de 100 μJ par impulsion de pompe, puis on a une décroissance quasi-linéaire lorsque les valeurs d'énergie de pompe augmentent. Le LSM a donc une réaction temporelle particulière que le modèle nous permet d'expliquer (voir le Chapitre IV).

Il faut tout de même noter que ces mesures sont, d'une manière assez générale, assez dépendantes des réglages de la cavité car elles dépendent fortement des pertes (inutiles). Cette partie montre aussi clairement pourquoi nous avons choisi, pour le pré-amplificateur, un laser de pompe à impulsion plus longue que le laser de pompe de l'amplificateur.

III.2.2.2.5. Aspect spatial

Concernant les caractéristiques spatiales de notre faisceau, nous avons considéré au préalable que nous devions obtenir un faisceau quasi-gaussien TEM_{00} (partie III.1.5) La caractérisation spatiale du LSM pré-amplifié nous donne $M^2 \approx 1,05$. De plus le mode du faisceau est TEM_{00} . Il n'y a donc pas de différences notables par rapport au LSM fonctionnant uniquement en continu. Ces résultats sont bons car de la qualité du faisceau entrant dans l'amplificateur va dépendre fortement la qualité du faisceau amplifié. Il est donc envisageable de réaliser l'amplification dans cette configuration.

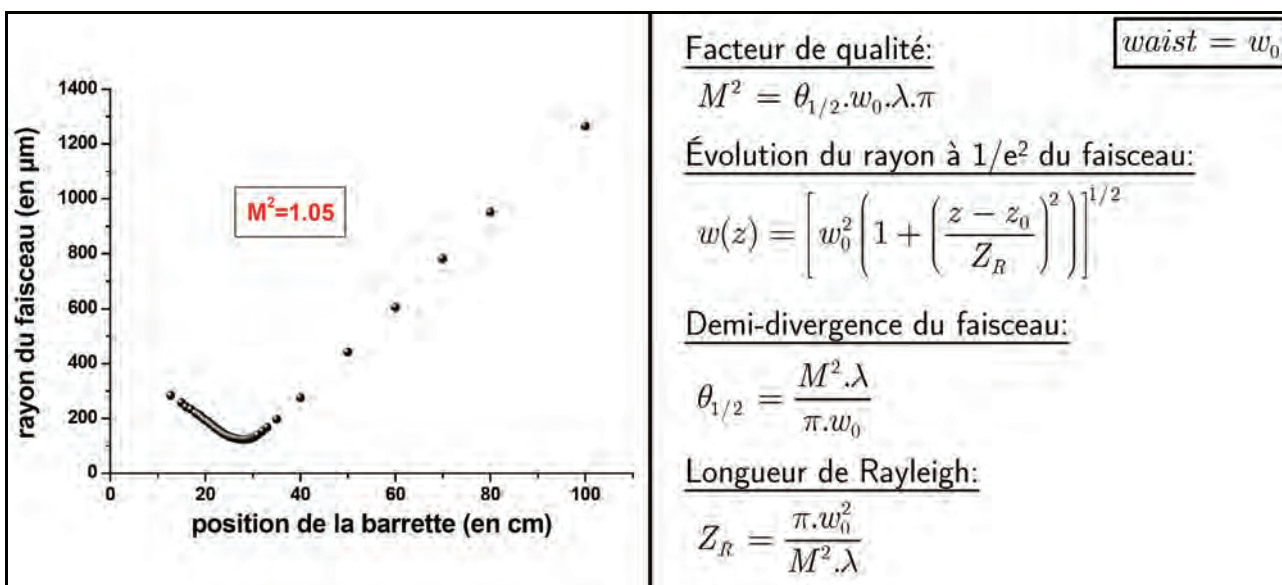


Figure 119 : Caractérisation spatiale du faisceau LSM pré-amplifié après une lentille de courte focale (à gauche) ; le facteur de qualité M^2 mesuré est de 1,05. C'est un très bon résultat. A gauche sont énoncées les formules relatives à la propagation de faisceau réel (introduction du M^2).

III.2.2.3. Pré-amplifier dans la cavité oscillatrice : de nombreux avantages

Une telle configuration paraissait osée puisque aucun résultat préliminaire n'en faisait mention. De ce concept atypique nous avons tout de même pu réaliser une pré-amplification aux caractéristiques séduisantes. Le point essentiel qu'était la conservation de la largeur spectrale du LSM continu durant la partie impulsionnelle est respecté ; il est utile de préciser que la pré-amplification intracavité est à ce jour la seule méthode nous permettant d'obtenir la largeur spectrale désirée

(inférieure à 3 GHz). Le pompage direct en impulsions que nous décrivons dans la partie III.2.3 ne permet pas encore d'approcher des largeurs spectrales aussi faibles.

Par ailleurs, nous avons pu voir qu'il n'y avait dans ce procédé aucune contribution d'émission spontanée amplifiée. Celle-ci est totalement inexistante à la différence d'une pré-amplification classique où le nombre d'allers-retours n'est généralement pas suffisant pour que le mode à amplifier n'utilise la totalité du gain. Cet aspect n'est pas secondaire quand on sait que l'ASE participe à la diminution du rendement de l'étage auquel elle se produit mais aussi aux étages qui lui succèdent (car elle est directive et s'apparente à un faisceau laser); en effet, sa contribution étant large bande, elle va extraire du gain qui ne sera donc plus utilisé pour l'amplification du mode à amplifier.

Un autre point favorable est le gain que nous avons obtenu avec ce style de pré-amplification. Celui-ci est bon (jusqu'à ~600) et nous permet d'atteindre l'étage d'amplification avec une énergie convenable (~7 μJ). De plus, il nous est possible de jouer sur la longueur de l'impulsion LSM en faisant varier la longueur de l'impulsion de pompe du pré-amplificateur ; cela nous permet d'ajuster au mieux le recouvrement temporel entre l'impulsion du LSM et l'impulsion de pompe lors de l'amplification.

D'un point de vue strictement pratique, on pourra relever que notre pré-amplificateur est compact, robuste et que son réglage est très facile (ces spécificités ne sont pas à dédaigner quand on sait que l'espace est limité sur un site astronomique). Pour un pré-amplificateur classique, c'est-à-dire une cavité adjointe à un oscillateur, il est nécessaire d'effectuer un alignement parfait pour que l'amplification se produise de façon satisfaisante. Dans notre cas, on ne rencontre aucune de ces complications ; le seul réglage qu'il convient de réajuster parfois est le miroir M4 qui est utile pour une superposition efficace du faisceau de pompe au faisceau à amplifier.

Toutes ces considérations sur le pré-amplificateur intra-cavité du LSM mettent donc en évidence un moyen performant et fonctionnel pour la mise en forme temporelle du rayonnement laser.

III.2.3. Un « oscillateur sans mode » pompé directement en impulsions : des résultats encourageants

III.2.3.1. Description technique de l'oscillateur sans mode pompé en impulsionsnel

Une étude alternative permettant l'obtention d'un rayonnement pulsé et sans mode a aussi été considérée ; il s'agit dans ce cas de pomper le jet de notre cavité par un laser en impulsions (le laser Spectra-Physics que nous utilisons originellement pour notre pré-amplificateur intra-cavité). Dans ce cas, la configuration est un peu différente (Figure 120). La cavité ne comporte bien évidemment plus la cellule mais on y a inséré un filtre de Lyot (ISL=1800 GHz) afin de ne sélectionner qu'un seul mode de l'étalon Fabry-Perot. En effet, nous avons pu constater que sans filtre de Lyot, le réseau du modulateur acousto-optique n'étant pas assez sélectif en longueur d'onde, le spectre du laser comportait plusieurs modes de l'étalon. Avec le filtre de Lyot, on parvient donc à en isoler un seul (Figure 121).

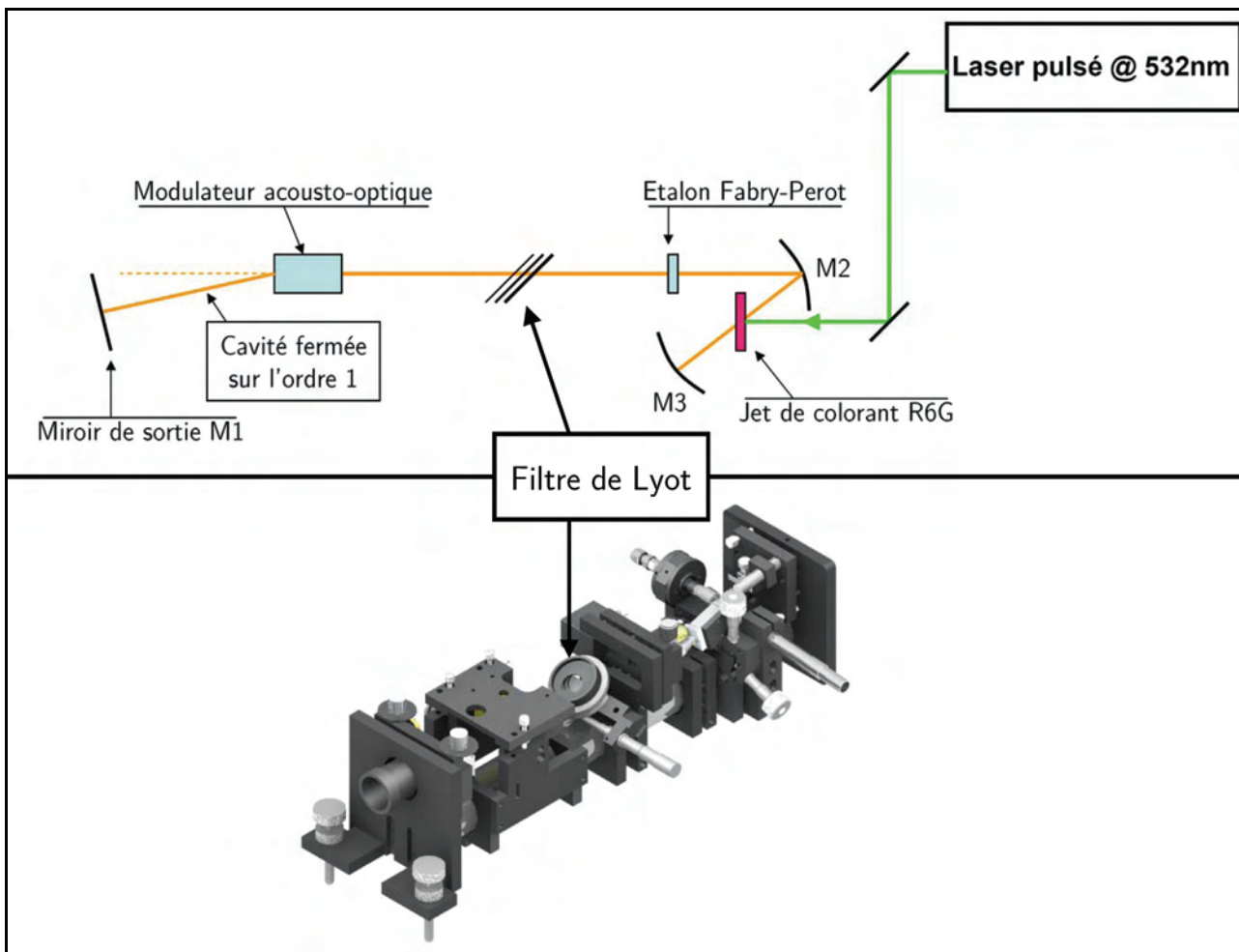


Figure 120 : Schéma de l'oscillateur sans mode impulsif. Le jet de colorant (R6G) est pompé par le laser impulsif (Spectra-Physics). Afin de ne sélectionner qu'un seul mode de l'étalon Fabry-Perot, on dispose un filtre de Lyot composé de trois lames de quartz (d'épaisseurs 0.38, 1.52 et 6.08 mm) parallèles et positionnées à l'angle de Brewster pour supprimer les pertes par réflexion partielle de la polarisation rectiligne dans le plan d'incidence du faisceau.

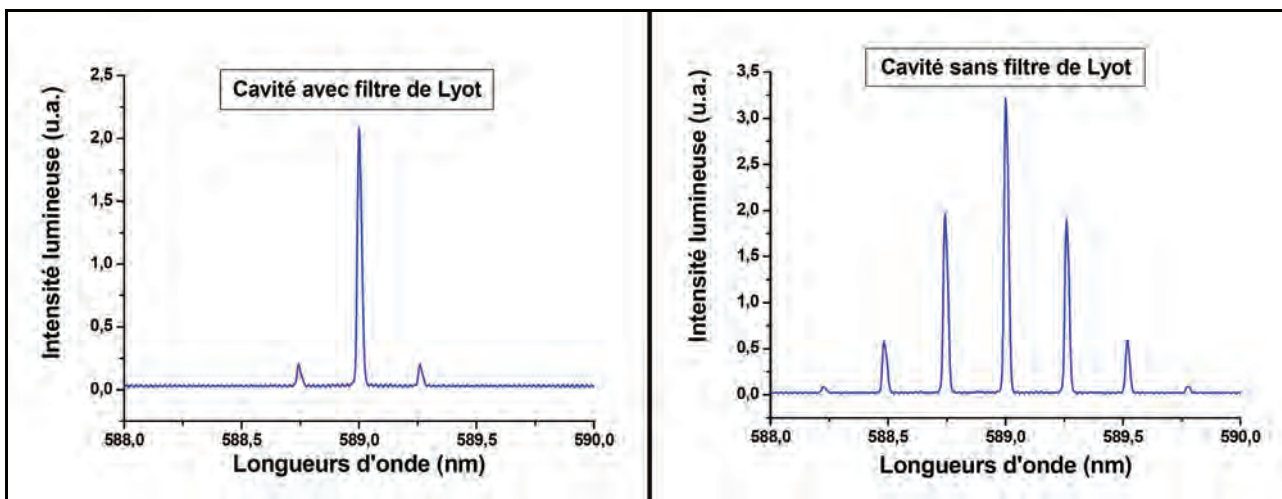


Figure 121 : Spectres de l'oscillateur sans mode pompé en impulsif (observés sur le monochromateur *Sopra*). On constate que, sans filtre de Lyot (à droite), la sélectivité spectrale du réseau de l'AOM n'est pas suffisante pour ne filtrer qu'un seul mode. C'est pour cela que nous avons inséré le filtre dans la cavité. Le spectre ne comporte alors qu'un seul mode (à gauche - les modes adjacents sont négligeables). Le même résultat peut aussi bien être obtenu en augmentant le temps de génération, c'est-à-dire la durée de vie du photon dans la cavité.

L'apparition de ces modes (Figure 121-à gauche), qui n'existaient pas dans les configurations précédentes, vient principalement du fait que, le milieu à gain étant pompé en impulsions, le temps

de génération est limité par la durée de l'impulsion de pompe. Ainsi, plus l'impulsion est courte, plus les modes voisins au mode central (utile) prennent de l'importance (et le nombre de modes de l'étalon autorisés dans ce domaine est bien supérieur que pour un pompage continu). A contrario, à partir d'une certaine durée d'impulsion de pompe, la cavité ne va sélectionner qu'un seul mode de l'étalon ; le temps de génération est alors assez long pour que l'affinement de la cavité puisse s'opérer (voir la Figure 117). Détaillons maintenant ce que nous apporte cette configuration.

III.2.3.2. Des facilités de réglages indéniables

Le premier avantage que nous avons constaté est sans aucun doute le fait que le réglage de la cavité est bien plus simple. L'apport en gain que confère cette disposition permet aisément de faire fonctionner le laser. L'ajustement du faisceau de pompe pour un maximum de rendement ne demande aucune adaptation spatiale (aucune lentille sur le trajet du faisceau de pompe). Le faisceau de pompe, de par son diamètre au niveau du jet, est en effet tout à fait approprié. La seule difficulté réside dans la conciliation des différents éléments sélectifs présents dans la cavité. Alors qu'il n'y en avait que deux dans les configurations étudiées jusqu'à présent (modulateur et étalon), il faut maintenant y ajouter le filtre de Lyot. Le protocole expérimental consiste donc à placer l'un après l'autre chaque élément, du moins sélectif au plus sélectif, en prenant garde de centrer la courbe de transmission sur la transition que l'on désire exciter. Cependant, cette mise au point ne comprend véritablement aucune subtilité et reste assez classique. Il apparaît donc un avantage indéniable du point de vue des réglages vis-à-vis des configurations précédentes.

III.2.3.3. Une conservation de l'aspect « sans mode »

La cavité fonctionnant et délivrant une puissance de ~ 180 mW à 17 kHz (soit une énergie d'impulsion - > 10 μ J - supérieure à celle obtenue avec les autres dispositifs - Figure 122), la question qui se pose alors concerne bien évidemment l'aspect spectral : le mode sélectionné est-il « sans mode » et a-t-il la bonne largeur? Nous avons donc procédé à une étude spectrale du rayonnement à l'aide de l'analyseur de spectre. Il est cependant à noter que cette investigation a été menée pour différentes largeurs d'impulsions. Cela est rendu possible par le fait qu'en faisant varier le taux de répétition du laser de pompe (de 10 à 100 kHz), on fait aussi varier la durée d'impulsion (de 80 à 230 ns)². Ce phénomène avait également été observé sur notre ancien laser de pompe (partie III.2.2.2.4). Nous l'avons caractérisé à nouveau.

¹ Une étude expérimentale nous a montré que l'utilisation de lentilles afin d'optimiser la taille du waist au niveau du jet ne nous amenait aucun bénéfice en terme de rendement.

² Il est intéressant de souligner que la largeur d'impulsion du laser de pompe, à taux de répétition fixé, varie aussi en fonction de la puissance qu'on lui impose de délivrer.

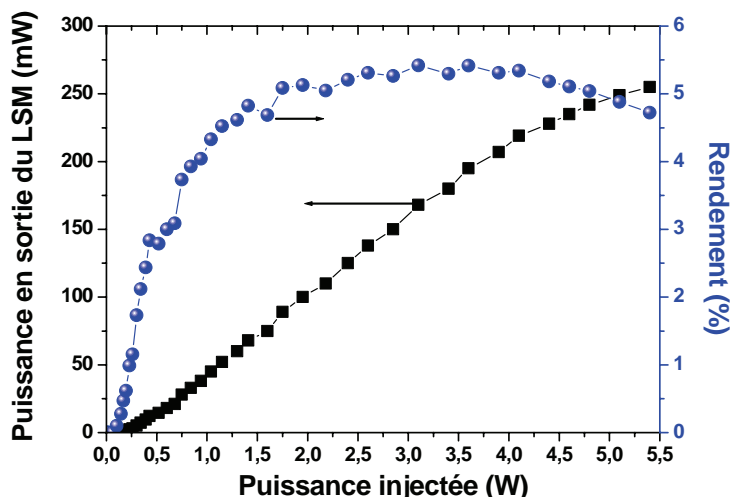


Figure 122 : Evolution de la puissance de sortie et du rendement du LSM en fonction de la puissance moyenne de pompe. L'étude s'effectue pour un taux de répétition de 17 kHz (la largeur d'impulsion est alors de ~110 ns). Pour 3 W de puissance de pompe, le palier de rendement est atteint et on peut donc faire fonctionner dans des conditions stables.

Pour toutes ces mesures, la puissance du laser est ajustée à chaque taux de répétition pour que le LSM délivre ~40 mW. Au-delà d'un taux de répétition de 50 kHz, la puissance en sortie devient trop faible pour que nos résultats soient significatifs. C'est pourquoi les mesures n'apparaissent pas sur la Figure 123.

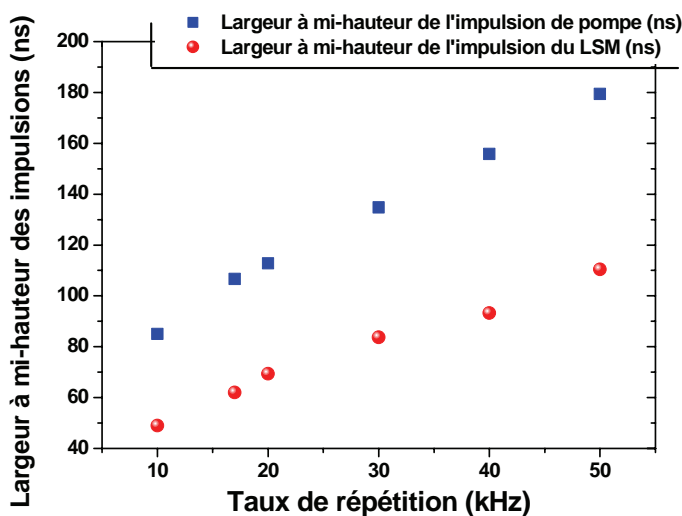


Figure 123 : Evolution des largeurs d'impulsion de pompe et du LSM (à mi-hauteur) pour différents taux de répétition. Ces mesures sont effectuées dans le cas où la puissance du LSM est constante et fixée à ~40 mW. Au-delà de 50 kHz, le laser de pompe n'est pas suffisamment puissant pour que le LSM soit stable ; les données ne sont donc pas visualisées sur le graphique.

Cette variation de largeur d'impulsion du laser de pompe a été utilisée dans ce travail pour contrôler le temps de génération du champ intra-cavité. On observe ainsi l'influence de la largeur d'impulsion de pompe sur la largeur spectrale du rayonnement LSM (Figure 124). Plus l'impulsion (le temps de génération) est longue, plus le spectre aura eu le temps de s'affiner et le spectre intégré sur la durée de l'impulsion paraîtra fin. On peut noter que le régime stable (largeur spectrale constante – phénomène visualisable sur la Figure 116) n'est pas atteint ; il faudrait pour cela des

impulsions plus longues. Le modèle développé (partie IV.3.3.2) met clairement en évidence ce comportement. Il est d'ailleurs en bon accord avec nos résultats expérimentaux (Figure 124).

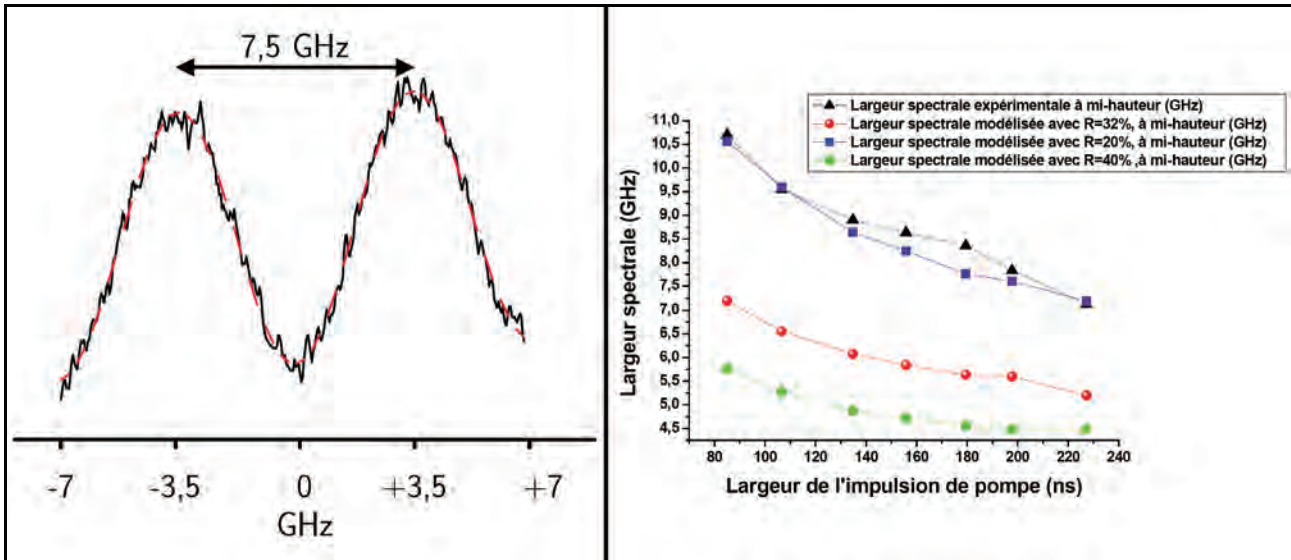


Figure 124 : Evolution de la largeur spectrale à mi-hauteur en fonction de la largeur d'impulsion de pompe à droite). Le modèle (décrit dans la partie IV.3.2) fait apparaître l'influence que peut avoir le coefficient de réflexion de l'étalon sur la largeur spectrale du rayonnement laser. Ainsi, pour une largeur spécifiée, il suffit de déterminer le coefficient de réflexion correspondant. Cependant, on peut noter que pour obtenir une largeur de ~ 1 GHz (cas de la transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$), le coefficient calculé sera probablement très élevé. Il sera donc difficile d'atteindre une telle largeur avec ce dispositif. Sur la partie gauche de la figure est exposé un des spectres obtenus par l'analyseur. On ne remarque aucune structure de modes.

On voit donc que l'aspect sans mode est conservé également dans cette configuration. Les spectres observés ne laisse apparaître aucun trou de fréquence.

III.2.3.4. La finesse du Fabry-Perot : un paramètre à ajuster

Le seul ennui dans ce cas réside dans le fait que la largeur spectrale est trop importante. Or, il est manifeste que cette largeur est imposée principalement par la finesse de l'étalon Fabry-Perot, l'élément le plus sélectif de notre cavité, et le temps de génération. Ne disposant que d'un seul étalon, nous n'avons pu réitérer notre expérience pour différentes largeurs de pics de transmission $\Delta\nu_c$.

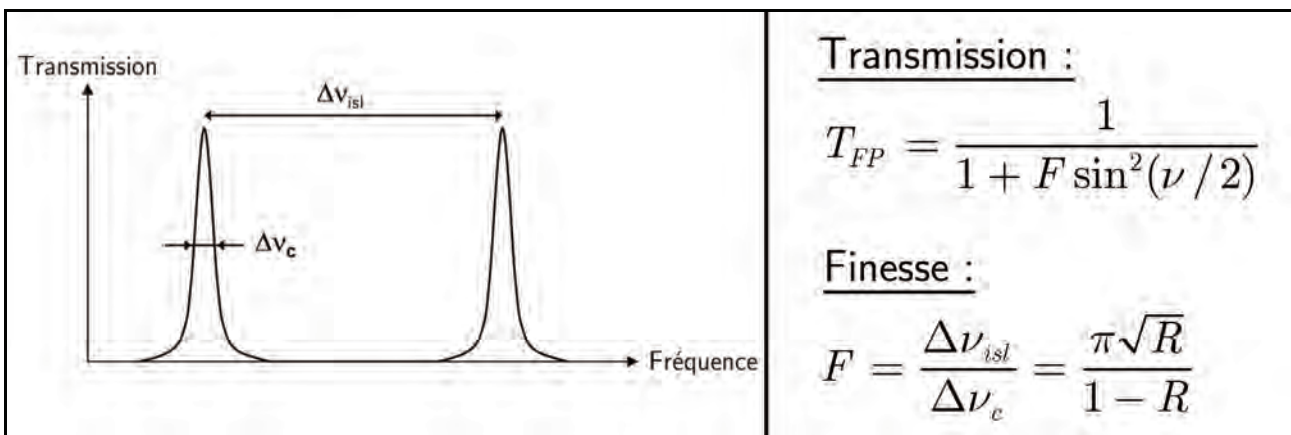


Figure 125 : Représentation des modes d'un Fabry-Perot (à gauche) et définition de sa transmission et de sa finesse (à droite).

Néanmoins, les simulations effectuées à partir de notre modèle (partie IV.3.2) nous donnent la tendance que suit la largeur du spectre lorsque l'on fait varier le coefficient de réflexion R de l'étalon, et par là même la finesse du filtre.

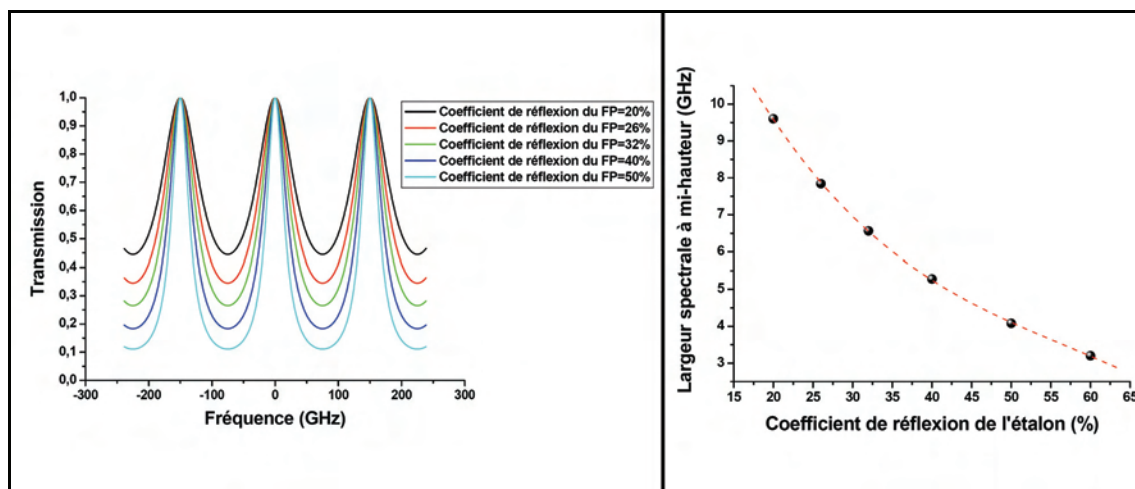


Figure 126 : Profils de la courbe de transmission en un passage d'un étalon Fabry-Perot pour différentes valeurs du coefficient de réflexion (à gauche) et influence de ce coefficient de réflexion sur la largeur spectrale du LSM pompé uniquement en impulsions.

Ainsi, pour un fonctionnement à 17 kHz avec notre laser de pompe (largeur temporelle ~ 110 ns), le modèle nous dit qu'il faudrait un coefficient de réflexion de 60 % pour obtenir une largeur spectrale de 3 GHz. Il faudrait par conséquent un étalon avec une finesse de ~ 6 en conservant le même intervalle spectral libre (Figure 125).

III.2.3.5. La qualité de faisceau : un paramètre à améliorer

Comme il est primordial de disposer d'une chaîne laser proche de la limite de diffraction (partie III.1.5), il est donc impératif que l'élément le plus en amont de celle-ci est un M^2 très proche de l'unité. Nous avons donc mesuré ce facteur.

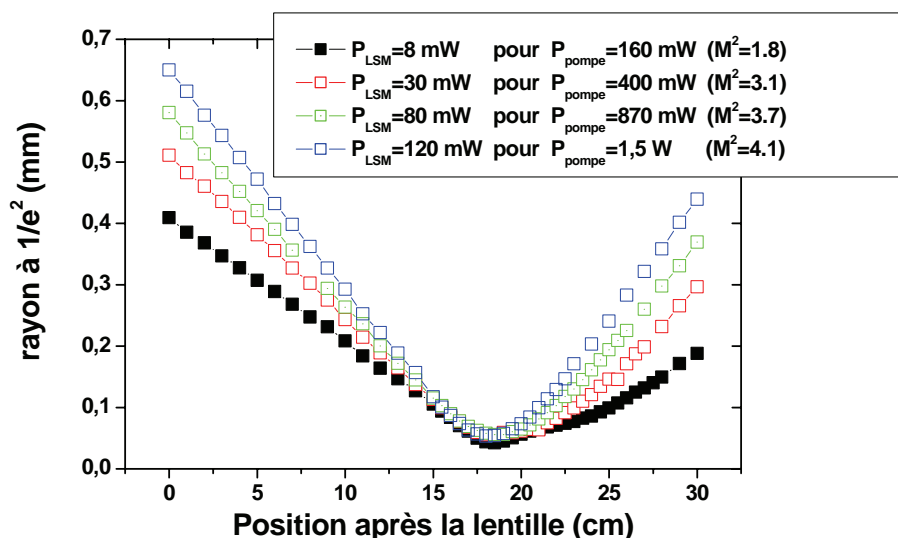


Figure 127 : Mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau de l'oscillateur sans mode pompé en impulsions. La mesure est effectuée pour différentes puissances de pompe moyenne de l'oscillateur.

Nous pouvons voir sur la Figure 127 que le M^2 de l'oscillateur pompé en impulsions varie selon qu'on lui applique une puissance de pompe plus ou moins forte. Ainsi, plus cette dernière est importante, plus la qualité de faisceau est dégradée. Comme nous désirons travailler avec une puissance moyenne importante en sortie du LSM, il faut alors améliorer le M^2 du faisceau pour que la solution de l'oscillateur sans mode pompé uniquement en impulsions devienne une solution viable. L'insertion d'un filtre spatial à l'intérieur de la cavité est une des solutions envisagées pour cela.

III.2.4. L'amplificateur multipassage : la montée en puissance

Nous avons défini dans la partie III.1.3 que la puissance qu'il fallait délivrer en sortie de notre chaîne laser était de 20 W. Afin d'obtenir assez rapidement des résultats concernant la configuration à adopter pour notre amplificateur, les essais d'amplification ont été réalisés en utilisant l'oscillateur pompé en impulsions. Ainsi, le faisceau injecté dans l'amplificateur est stable et sa puissance est élevée (~180 mW).

Contrairement à une amplification classique consistant à faire traverser le faisceau lumineux issu du laser oscillateur dans plusieurs amplificateurs successifs, notre choix s'est porté sur un amplificateur multipassage à pompage longitudinal afin d'obtenir une bonne qualité spatiale requise pour l'application astronomique (voir la partie III.1.5). Ce type d'amplificateur est déjà utilisé dans les chaînes femto et picoseconde [Zitelli1998].

III.2.4.1. Description technique de l'amplificateur multipassage

Son principe de fonctionnement est assez ingénieux : on effectue un pompage longitudinal (cas où le faisceau de pompe pénètre le milieu amplificateur avec une incidence proche de celle du faisceau à amplifier) et bi-directionnel (afin d'homogénéiser le gain) d'une cellule de qualité interférométrique où circule une solution de colorant. Le faisceau à amplifier, guidé par un jeu de miroirs haute réflexion à 589 nm, va alors traverser plusieurs fois le milieu à gain. Cinq passages devraient permettre d'extraire 20 W de puissance moyenne pour une puissance de pompe d'environ 100 W. Cette configuration est dite « en papillon » (Figure 128). La motivation de la mise en œuvre de ce type d'amplificateur vient du fait que ses dimensions n'ont rien de comparable avec les systèmes d'amplification classiques tels que l'on peut en observer dans les procédés de séparation isotopique. Certes, les enjeux ne sont pas les mêmes (dans le cadre du projet SILVA – projet CEA-COGEMA - , on cherche à sortir de fortes puissances ; la puissance obtenue en sortie de chaîne est de 1000 W avec des impulsions comparables à notre situation : taux de répétition de 20 kHz, durée d'impulsion de 40-50 ns), néanmoins, l'amplificateur multipassage permet d'avoir un rendement quasi-optimal tout en conservant une taille raisonnable. Cet aspect n'est pas à négliger quand on sait que la chaîne laser doit être implantée sur un site astronomique et que, par conséquent, son encombrement se doit d'être minimal. Par ailleurs, un pompage longitudinal devrait nous permettre d'obtenir un facteur de qualité bien meilleur que pour un pompage transverse (type amplificateurs des chaînes laser pour la séparation isotopique).

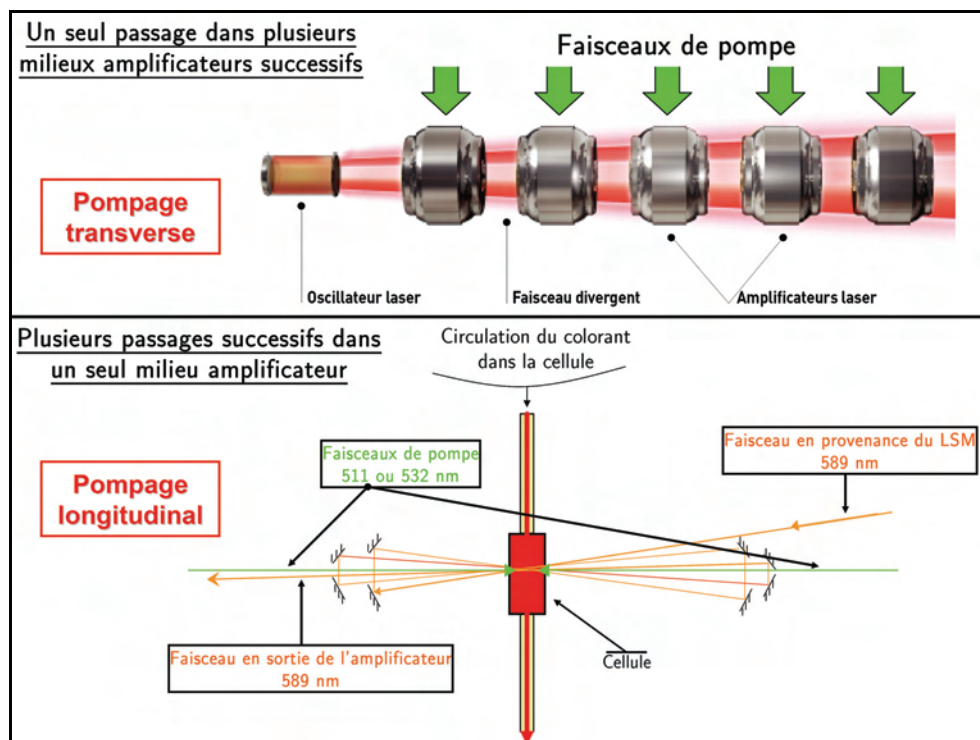


Figure 128 : Comparaison entre un système d'amplification classique (en haut) et la configuration « multipassage » développée pour l'amplification du LSM (en bas). Dans le premier cas, on amplifie la puissance du faisceau en lui faisant traverser une série d'amplificateurs. La deuxième situation ne met en jeu qu'un seul milieu à gain qui va être traversé plusieurs fois (5 fois dans le cas présenté) ; le gain sera donc utilisé à son maximum contrairement à la première configuration.

Source : CEA (pour la partie supérieure de la figure).

La conception d'un amplificateur nécessite une bonne synchronisation entre l'inversion de population au sein du milieu à gain et le passage de l'impulsion à amplifier. Afin de contrôler le déclenchement des impulsions du laser de pompe et du LSM (ou plus exactement du laser de pompe du LSM, la cavité du LSM n'introduisant qu'un délai à très faible « jitter » - $< 1\text{ ns}$), nous avons pu utiliser une « Masterclock » de chez Thalès. Cet appareil permet de générer des signaux de synchronisation (haute et basse fréquences) avec des délais programmables et une résolution temporelle de 300 ps (Figure 129). Le seul ennui concernant la gestion temporelle de la chaîne ne concerne donc que les « jitters » qui existent entre le signal de déclenchement (provenant de la Masterclock) et l'impulsion en sortie des lasers de pompe, que ce soit celui de l'oscillateur ou de l'amplificateur. Nous les avons donc caractérisés. Concernant le laser de pompe de l'oscillateur (Spectra-Physics) la mesure du « jitter » temporel, lorsque le signal de déclenchement est interne, donne $\pm 2\text{ ns}$ pour un fonctionnement à 3 W, 17 kHz (la donnée constructeur donne $< 1\text{ ns}$ pour un fonctionnement à 10 kHz ; nous mesurons $\sim 1,5\text{ ns}$, ce qui est encore valable). Cette valeur de « jitter » est très faible, cependant elle ne correspond pas à notre situation où le signal de déclenchement est délivré par la Masterclock. La valeur du « jitter » s'élève dans ce cas-là à $\pm 10\text{ ns}$. L'importance de ce « jitter » est donc compensé par une largeur d'impulsion de pompe de l'oscillateur importante afin que l'impulsion en sortie du LSM soit plus longue que l'impulsion de pompe de l'amplificateur ; de cette façon, l'émission stimulée dans le milieu à gain de l'amplificateur se produit pendant toute la durée où apparaît l'inversion de population. On évite ainsi de « gaspiller » du gain.

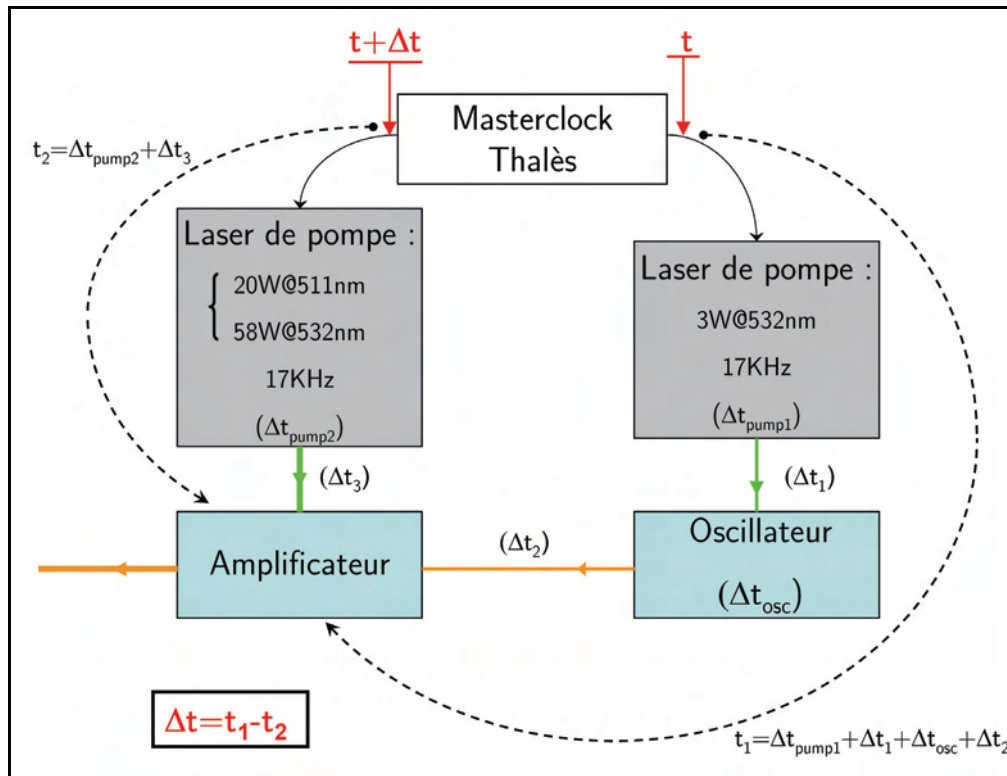


Figure 129 : Schéma explicatif des délais en jeu pour la synchronisation de l'inversion de population au sein du milieu à gain de l'amplificateur, et du passage de l'impulsion du LSM dans ce même milieu. Sont pris en compte ici tous les délais : délais internes aux lasers et délais dus aux chemins optiques. La Masterclock permet d'orchestrer la totalité de la chaîne.

La valeur du « jitter » du laser de pompe de l'amplificateur dépend bien évidemment du laser que nous utilisons. Durant ces premiers essais d'amplification, nous avons ainsi pu disposer de deux lasers : le laser CuHBr, développé au Laboratoire de Spectrométrie Physique [Coutance1995], et le laser « Touaryx » Nd :YAG doublé de Thalès. Les résultats sont donnés dans la partie suivante.

III.2.4.2. Les premiers résultats d'amplification

L'étude sur l'amplification a été menée dans deux configurations. La première reprend de façon exacte le schéma de la Figure 128 (partie du bas). La cellule de 1 mm d'épaisseur est placée à l'angle de Brewster afin de diminuer les pertes par réflexion, et pompée par les 20 W du laser CuHBr à 511 nm¹. Le colorant utilisé a été choisi de façon à respecter les deux conditions suivantes :

- une bonne absorption à 511 nm,
- une bonne fluorescence à 589 nm.

Une expérimentation annexe nous a permis de désigner la Rhodamine 610 comme étant le colorant le plus adapté (le solvant utilisé étant de l'éthanol). Toutes les polarisations des faisceaux (de pompe et à amplifier) en incidence sur la cellule sont verticales.

Le laser CuHBr délivre des impulsions de ~68 ns à mi-hauteur (bien que la forme de l'impulsion temporelle dans le vert présente un rebond [Coutance1996]) et a un facteur de qualité M^2 proche de

¹ Le laser CuHBr possède deux composantes chromatiques : une raie à 510,6 nm et une autre à 578,2 nm. Cette dernière étant trop proche de notre longueur d'onde de travail (589 nm), nous ne pouvons l'utiliser car il n'existe pas de milieu amplificateur ayant un « Stokes shift » aussi faible (le « Stokes shift » est la différence entre les positions du maximum de la bande d'absorption et du spectre de luminescence pour une même transition électronique).

2,5 en horizontal et de 3 en vertical. Son « jitter » par rapport à un signal de déclenchement externe a été mesuré à +/- 2 ns, ce qui reste très convenable pour notre expérience. Afin d'estimer la progression de l'amplification, nous avons placé pour les trois premiers passages dans la cellule des photodiodes derrière les miroirs correspondants. On peut ainsi voir l'évolution et l'état de l'amplification au cours des passages (Figure 130).

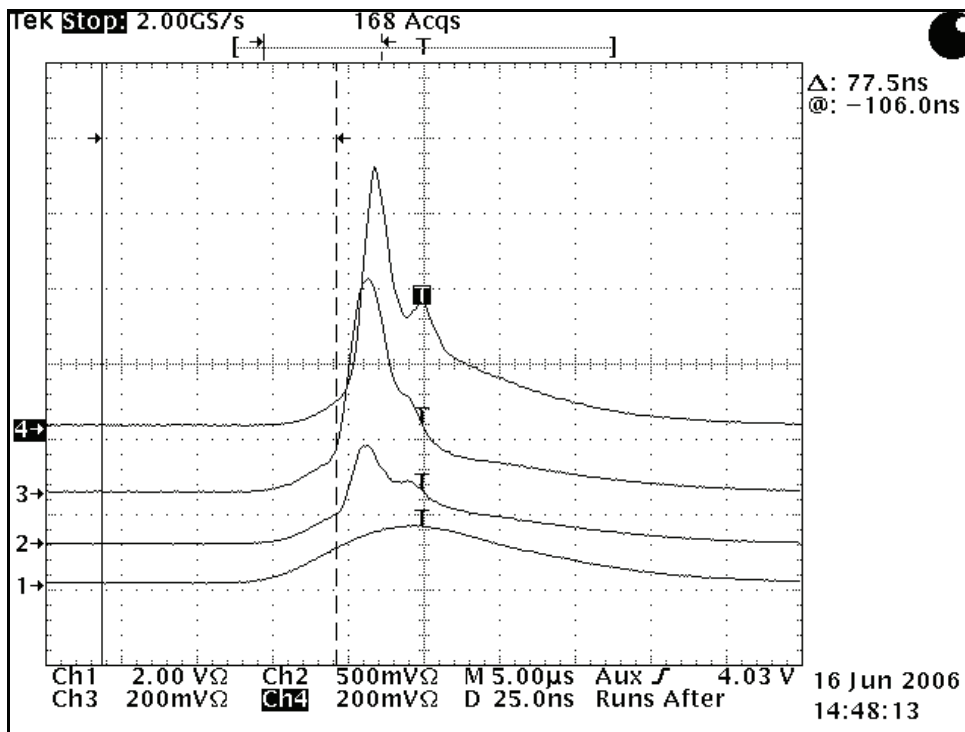


Figure 130 : Visualisation de l'évolution du faisceau amplifié. Les courbes, du bas vers le haut, correspondent au signal passage après passage (la première étant l'impulsion injectée dans l'amplificateur). On constate que l'impulsion amplifiée prend la forme temporelle de l'impulsion de pompe (présence du rebond).

L'amplification se produit bien dans cette configuration ; cependant, le gain est très faible (~2,5 après 3 passages) comme on peut le constater sur la figure Figure 130. Ce même schéma a été respecté lors des premières expériences avec le laser Nd :YAG « Touaryx » prêté par Thalès. Il est vite apparu que cette disposition ne permettrait pas d'atteindre notre objectif de puissance. Il était clair à ce stade que le gain n'était pas suffisant. En effet, la concentration était optimisée pour obtenir 85-90 % d'absorption de la puissance de pompe ; compte tenu du waist obtenu, le nombre de molécules excitées étaient largement insuffisants pour réaliser une bonne amplification. Nous avons donc procédé à un léger changement dans l'agencement de notre amplificateur. En effet, afin d'augmenter le volume d'interaction entre le milieu à gain où se produit l'inversion de population et le faisceau à amplifier, nous avons disposé la cellule à plat (elle ne se trouve par conséquent plus à l'angle de Brewster). De cette façon la superposition des faisceaux à amplifier et du faisceau pompe se fait sur la plus grande longueur possible (qui nous est permise), soit 10 mm (Figure 131). Le milieu amplificateur est désormais le colorant Rhodamine 6G dissous dans de l'éthanol (une étude nous ayant montré qu'il était le plus adapté pour un pompage à 532 nm); il est pompé par le laser « Touaryx » dont les spécifications à 10 kHz sont les suivantes : puissance maximale permise de 65 W, durée d'impulsion de 45 ns, facteur de qualité $M^2 < 20$, stabilité du pointé du faisceau $< 30 \mu\text{rad}$. Pour ne pas avoir à re-caractériser le laser pour un fonctionnement à 17 kHz, nous avons travaillé à 10 kHz. Les premiers essais ont mis en évidence un problème bien connu dans le

domaine des lasers de puissance, l'émission spontanée amplifiée (ASE). Notre milieu à gain étant assez long pour que l'émission spontanée soit amplifiée, couplé au fait que le faisceau de pompe soit en incidence normale sur la cellule, les faces de la cette dernière vont alors former une cavité où va s'établir une amplification de l'émission spontanée. Afin de limiter son influence, nous avons donc déplacé angulairement la cellule dans le plan horizontal (Figure 131). Malgré cette astuce, la contribution de l'ASE reste importante (il n'y a plus de cavité mais le phénomène est du à la diffusion sur les faces de la cellule – comme nous travaillons en polarisation p, la cellule pourrait être mise à l'angle de Brewster ; cela devrait amener une bonne amélioration).

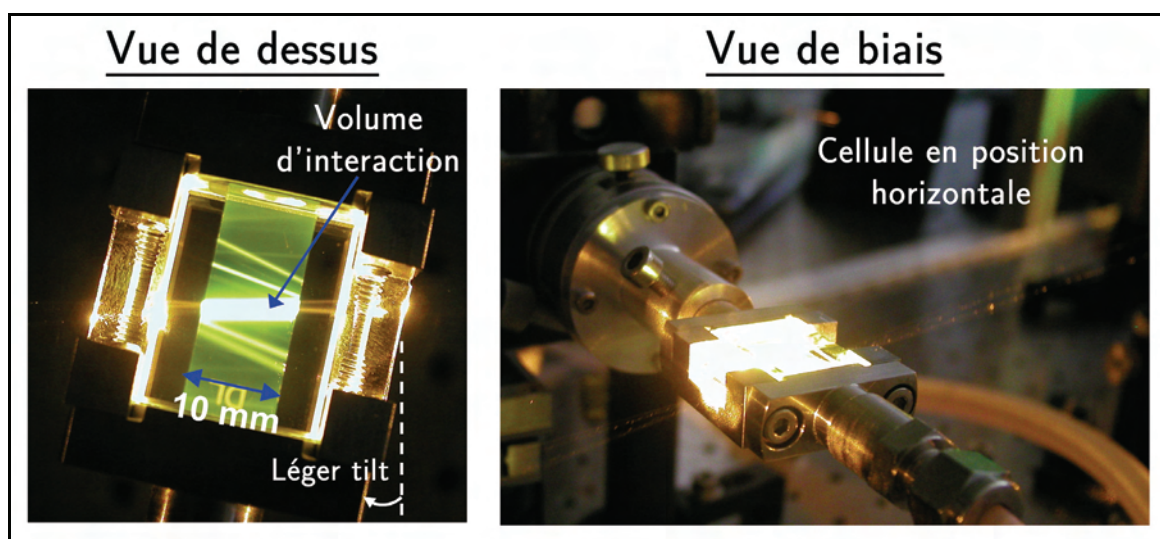


Figure 131 : Photographies de la cellule en fonctionnement. A gauche, on peut observer que le volume d'interaction occupe la longueur totale permise par la cellule disposée à plat, soit 10 mm. Le tilt imposé à la cellule pour éviter de créer de l'ASE. A droite, on peut voir que la cellule est à l'horizontale et on peut découvrir les différents faisceaux (diffusion Rayleigh) correspondant aux divers passages dans le milieu à gain.

Dans les situations plus classiques où la puissance d'un faisceau est amplifiée par sa traversée successive de plusieurs amplificateurs, il est admis que ceux-là doivent être suffisamment espacés (généralement de l'ordre du mètre) pour qu'ils ne puissent amplifier l'ASE générée en amont sur la chaîne d'amplification (l'ASE étant moins directive que la lumière cohérente utile).

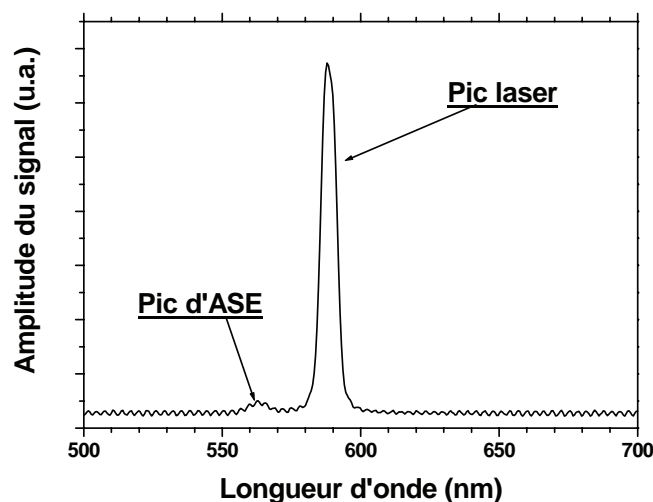


Figure 132 : Spectres laser et de l'ASE visualisés lors de l'amplification (visualisés au monochromateur *Sopra*). Notre objectif a donc été de réduire la contribution parasite de l'ASE.

Dans notre cas, la volonté de concevoir un amplificateur aux dimensions réduites nous oblige à avoir recours à des biais afin de contrer un tel phénomène. C'est pourquoi nous avons rajouté dans le montage un prisme afin de séparer suffisamment le faisceau à amplifier de l'ASE, cette astuce ayant déjà été utilisée dans le cas de l'amplificateur multipassage décrit dans [Laubscher2000] (Figure 133, Figure 132). Fort de cette ingéniosité, nous avons pu tester l'efficacité de notre configuration. Il est à noter qu'afin d'optimiser la puissance de sortie, nous avons ajouté une lentille après chaque passage pour refocaliser le faisceau sur la cellule. Dans ces conditions, le résultat optimal que nous avons atteint est une puissance en sortie de l'amplificateur de 10,8 W à 589 nm pour une puissance de pompe de 58 W à 532 nm. Ceci ne constitue qu'une première approche qui peut être grandement améliorée (mettre la cellule à l'angle de Brewster, mettre des coatings anti-reflet, utiliser des miroirs concaves...). La limitation principale concernant cette étude aura été la courte durée de prêt du laser « Touaryx » ; c'est la raison pour laquelle il nous a fallu aller à l'essentiel.

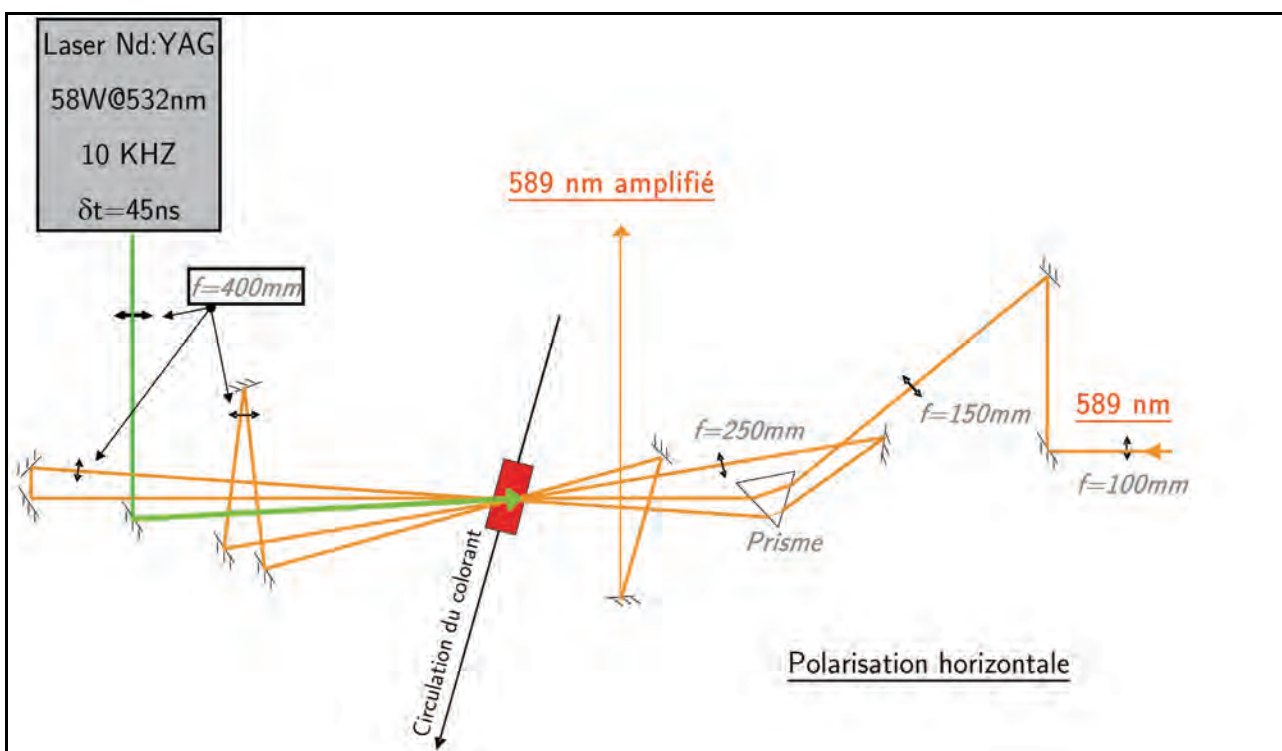


Figure 133 : Schéma de l'amplificateur dans le cas où la longueur du milieu à gain est de 10 mm. Le laser de pompe est le laser « Touaryx » de Thalès. Pour des raisons pratiques (temps limité de la mise à disposition du laser de pompe), il n'a pu être réalisé que 4 passages. Toutefois, on parvient à obtenir une puissance moyenne supérieure à 10 W à 589 nm pour une puissance de pompe de 58 W.

A partir de ce bon résultat, nous avons pu mener plusieurs études consistant à regarder le comportement de l'amplificateur lorsque l'on fait varier les puissances des différents lasers de pompe (de l'amplificateur et du LSM). Sur la Figure 134 (à droite), nous pouvons voir que l'amplification se produit de façon satisfaisante puisque le rendement à la pente est mesuré à 24 %. Pour les fortes puissances de pompe, on ne voit pas apparaître d'inflexion significative qui manifesterait un phénomène de saturation ; on peut aussi en déduire que la concentration en colorant est dans ce cas assez bien optimisée (la concentration est fixée à l'origine de l'expérience pour une absorption de la puissance de pompe de 90 %).

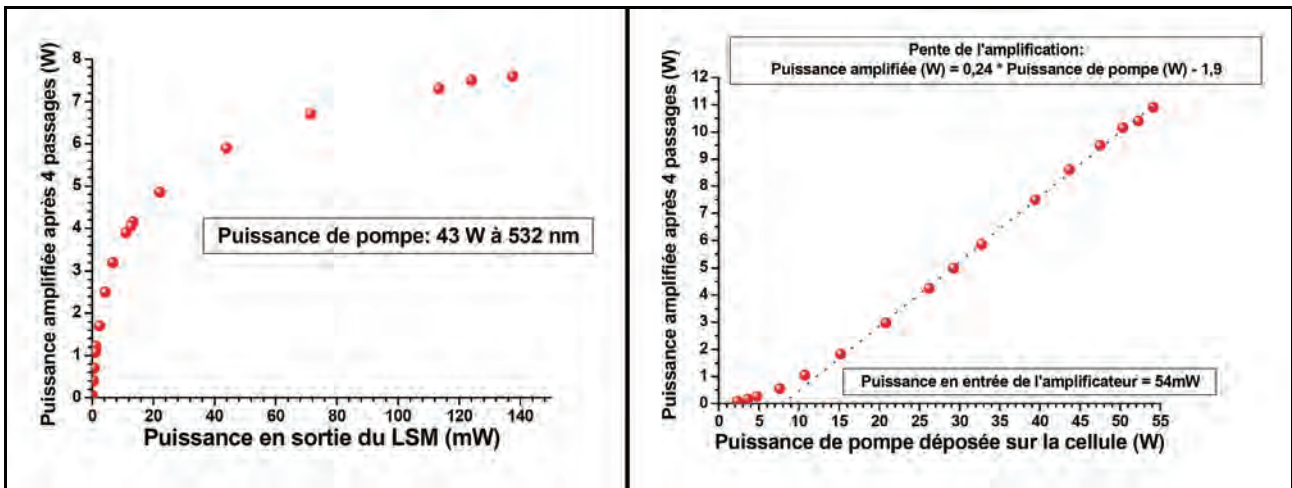


Figure 134 : Etudes sur le comportement en puissance de l'amplificateur. A gauche, on peut constater que lorsqu'on augmente la puissance en entrée de l'amplificateur, on atteint un palier (courbe de type logarithmique); au-delà d'une puissance de pompe de 80 W, on ne gagne plus beaucoup. A droite, on voit apparaître un pseudo-seuil (~8 W de puissance pompe) au-dessus duquel l'amplification se produit de manière quasi-linéaire. Le rendement à la pente est de 24 %, ce qui est d'ores et déjà un bon résultat. En abscisse est indiqué la puissance de pompe effective et non pas réelle car les pertes sur le trajet optique (sur les miroirs et la cellule) sont estimées à 5%.

Nous nous sommes par ailleurs intéressés à la qualité spatiale du faisceau amplifié. Une des conditions requises pour notre laser est qu'il doit être à la limite de diffraction, ou en d'autres termes avoir un M^2 proche de l'unité. Nous avons donc déterminé le coefficient M^2 en sortie de l'amplificateur en relevant le profil spatial (mesure du rayon à $1/e^2$) pour différentes positions. On trouve donc $M^2 \approx 4$. Ce facteur est assez mauvais car nous n'avons véritablement pas tenu trop compte de la qualité spatiale du faisceau. Il reste donc trop élevé pour satisfaire la condition préalable de qualité spatiale.

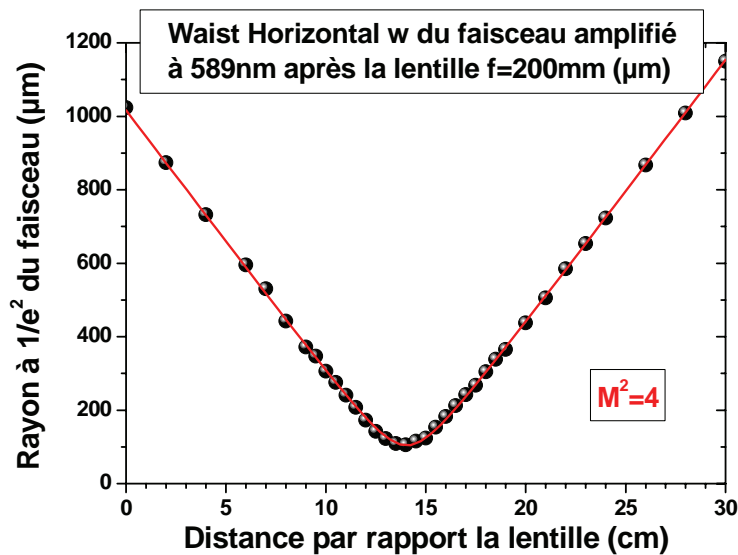


Figure 135 : Détermination du facteur de qualité M^2 du faisceau à 589 nm en sortie de l'amplificateur. On mesure pour cela le rayon à $1/e^2$ du faisceau à différentes distances après une lentille de courte focale ($f=200$ mm dans notre cas). A partir de cette courbe, on arrive (grâce à la formule décrivant la propagation de faisceaux gaussiens) à calculer le facteur M^2 .

Un tel résultat peut s'expliquer simplement par le fait que le faisceau à amplifier (provenant de l'oscillateur pompé uniquement en impulsions) avait un M^2 proche de 4 (voir la partie III.2.3.5). Il est à préciser que lors de nos essais d'amplification, nous nous attachions principalement à des

considérations de puissance ; par conséquent, nous n'avons pas pris en compte la qualité de faisceau. Le M^2 provient donc du LSM pompé en impulsions et nous pouvons dire que l'amplification ne dégrade pas la qualité du faisceau. Nous pouvons cependant légitimement penser qu'en travaillant dans la configuration « oscillateur & pré-amplificateur intra-cavité » pour lequel le facteur de qualité est bien meilleur ($M^2=1,05$ - partie III.2.2.5), le M^2 en sortie de la chaîne devrait être grandement amélioré ($< 1,1$). Le fait d'effectuer un pompage longitudinal par un faisceau dont le M^2 est de l'ordre de 20 ne devrait pas être rédhibitoire pour notre application.

Ce résultat en terme de puissance est en tous cas déjà très prometteur d'autant que de nombreux paramètres peuvent être optimisés. En effet, les miroirs utilisés sont par exemple tous spécifiés pour une incidence à 45° et une polarisation s (cas que nous avons envisagé originellement). De plus, pour des raisons de temps, nous n'avons pu tester cette configuration avec un cinquième passage. Par ailleurs, il reste à accomplir une étude plus précise sur la dimension des waist des différents faisceaux à adopter au niveau de la cellule ainsi que sur la concentration optimale de colorant (les deux problématiques étant fortement liées). L'acquisition d'un laser YAG ETNA (Thalès) permettra de finir ce travail. De plus, une cavité confocale du type de celle décrite dans l'article [Laubscher2000] devrait être aussi testée.

Conclusion

La chaîne laser « sans mode » de puissance que nous devons réaliser devait satisfaire les conditions suivantes :

- largeur spectrale équivalente à la largeur de la raie Doppler (/hyperfine) à exciter (~ 3 GHz pour la D_2 et ~ 1 GHz pour la transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$),
- taux de répétition : 17 kHz,
- durée d'impulsion : 40-50 ns,
- puissance moyenne : 20 W,
- faisceau quasi-gaussien ($M^2 \approx 1$) ; mode TEM_{00} ,
- faible encombrement.

Nous avons pu voir que chaque particularité de notre laser a été traitée de façon distincte à un stade bien précis de la mise en forme du signal. En effet, l'oscillateur sans mode permet de composer spectralement le signal ; ensuite, le pré-amplificateur intra-cavité sert à configurer temporellement ce même signal tout en conservant la singularité spectrale du LSM ; et pour finir, l'amplificateur multipassage à pompage longitudinal (AMPL) en augmente la puissance. A ce jour, l'objectif des 20 W n'est pas encore atteint mais il n'y a peu de doutes sur le fait que l'on y parvienne dans des temps relativement courts (la puissance obtenue étant de 10,8 W pour une puissance de pompe de 55 W ; passer à 130 W de pompe (soit deux lasers ETNA), comme il était prévu originellement, nous rapprocherait déjà beaucoup de l'objectif initial). Le principal inconvénient reste la disponibilité du laser de pompe de l'amplificateur ; il est intéressant de noter que l'étude sur l'amplificateur avec le laser « Touaryx » de Thalès n'a été menée que pendant un mois et qu'elle donne d'ores et déjà un bon résultat.

Concernant la qualité spatiale du faisceau, nous avons pu constater qu'après chaque « étage » du LSM (oscillateur puis pré-amplificateur), le faisceau avait un mode TEM_{00} et que, par ailleurs, le faisceau était quasi-gaussien. Cependant, lors de l'expérience d'amplification, le M^2 mesuré s'est

révélé être proche de 4. Il est justifié de penser que cette relative dégradation de la qualité du faisceau peut être causé par le fait que le LSM utilisé lors de l'amplification était dans sa configuration où il est pompé uniquement en impulsionnel (pour lequel le M^2 est proche de 4). Travailler avec la disposition « oscillateur & pré-amplificateur » devrait permettre d'atteindre un facteur de qualité proche de l'unité en sortie de la chaîne.

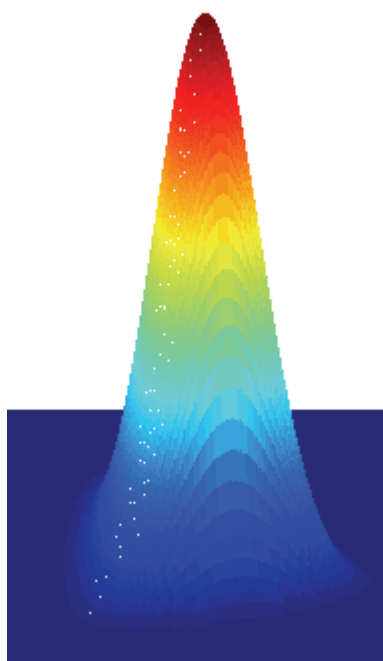
Le LSM pompé en impulsionnel s'est toutefois révélé être une configuration avec de grandes possibilités : grande stabilité, puissance élevée, facilité de réglage (pas d'électronique). La difficulté principale que nous ayons rencontré concerne la largeur spectrale ; celle qui nous est permise avec l'étalon Fabry-Perot dont nous disposons est encore trop importante pour la double excitation qui nous est demandée (elle convient bien par contre pour réaliser un laser à 330 nm puisqu'il apparaît une diminution de la largeur spectrale lors du doublage en fréquence du faisceau à 660 nm – 5 GHz sont requis à 660 nm). On peut néanmoins déjà l'utiliser dans le cadre d'applications LIDAR pour la mesure de polluants dans l'atmosphère, les largeurs de spectre étant très proches des largeurs homogènes des raies Doppler des polluants (comme par exemple le mercure - 6.5 GHz). Une étude annexe utilisant le modèle développé dans le Chapitre IV de cette thèse indique cependant que la réduction de cette largeur est rendue possible en utilisant un étalon à la finesse plus importante. Cela amène donc des perspectives prometteuses.

Références

- [Abedin2003]: K.M. Abedin, M. Alvarez, A. Costela, I. García-Moreno, O. García, R. Sastre, D.W. Coutts and C.E. Webb, « 10 kHz repetition rate solid-state dye laser pumped by diode-pumped solid-state laser », *Opt. Comm.* 218 (2003) 359.
- [Bonaccini2006]: D. Bonaccini Calia, W. Hackenberg, S. Chernikov, Y. Feng and L. Taylor (2006), "AFIRE: fiber Raman laser for laser guide star adaptive optics", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272*.
- [Bonaccini2006+]: D. Bonaccini Calia, E. Allaert, J.L. Alvarez, C. Araujo Hauck, G. Avila, E. Bendek, B. Buzzoni, M. Comin, M. Cullum, R. Davies, M. Dimmler, I. Guidolin, W. Hackenberg, S. Hippler, S. Kellner, A. van Kesteren, F. Koch, U. Neumann, T. Ott, D. Popovic, F. Pedichini, M. Quattri, J. Quentin, S. Rabien, A. Silber and M. Tapia (2006), "First Light of the ESO Laser Guide Star Facility", *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272, 627207*, (2006).
- [Coutance1995]: P. Coutance, G. Naylor, and J.-P. Pique, "A copper "hybrid" laser of high beam quality using an axial unstable cavity," *IEEE J. Quantum Electron.* 31, pp. 1747—1752, 1995.
- [Coutance1996]: Coutance, P., « Etude du laser Cu/HBr, son application au pompage d'une chaîne laser Sa :Ti », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- [CTI2006]: "High-power solid-state sodium beacon guidestar laser for the Gemini North Observatory", *American Astronomical Society Conference*, January 2006.
- [d'Orgeville2005]: d'Orgeville, C., G. Arriagada, et al. "Gemini North Laser Guide Star First Light." 2005.
- [ENS-AO]: « Diffraction acousto-optique », Cours de J-F. Roch (ENS Cachan-France) du 26 Novembre 2002.
- [Ewart1985]: Ewart P., 1985, "A modeless, variable bandwidth, tuneable laser", *Optics Com.*, 55, 124.
- [Feng2006]: Yan Feng, Domenico Bonaccini Calia, Wolfgang Hackenberg, Stanislav Chernikov, "Design of a narrow band 589 nm laser by direct Raman shift in single mode fiber », *Advances in Adaptive Optics II*, edited by Brent L. Ellerbroek, Domenico Bonaccini Calia, *Proc. of SPIE Vol. 6272, 62724A*, (2006).
- [Foy1995]: Foy, R., A. Migus, et al. (1995). "The polychromatic artificial sodium star: A new concept for correcting the atmospheric tilt." *Astronomy and Astrophysics Supplement series 111*: 569-578.
- [Foy&Pique2003]: Foy, R. and J.-P. Pique "Lasers in Astronomy." *Handbook of Laser Technology and Applications* Ed. C E Xeb, University of Oxford, UK.
- [Friedman1995]: Friedman, H.W. et al. *SPIE*, Vo12534, 150-160, 1995.
- [Friedman1998]: Friedman, H. W., et al. 1998, *Proc. SPIE*, 3353, 260.

- [Jones2002]: A.L. Jones Jr., R.J. DeYoung and H.E. Elsayed-Ali, "Compact solid-state dye polymer laser for ozone lidar applications", *Opt. Eng.* 41(11) (2002) 2951.
- [Kowalski1987]: Kowalski, F. V., J. A. Squier, et al. (1987). "Pulse generation with an acousto-optic frequency shift in a passive cavity." *Applied Physics Letter* 50(12): 711.
- [Laubscher2000] : Laubscher M., Segonds P., Pique J.-P., 2000, "High resolution cw laser beam preamplified in a multipass cavity pumped by a CuHBr (HyBrID) laser", *Optics Com.*, 184, 425.
- [Lavi1985]: S. Lavi, M. Amit, O. Bialolanker, E. Miron, and L. A. Levin, "High repetition rate high power variable band-width dye laser", *App. Opt.* 24, 1905-1909 (1985).
- [Liang1984]: J. Liang, L. Moi, and C. Fabre, "The 'lamp-laser': realization of a very long cavity dye laser," *Opt. Commun.* 52, 131– 135 (1984).
- [Littler1991]: I.C.M. Littler, S. Balle and K. Bergmann, *J. Opt. Soc. Am. B* 8 (1991) 1412.
- [Nhung2003]: T.H. Nhung, M. Canva, T.T.A. Dao, F. Chaput, A. Brun, N.D. Hung and J.P. Boilot, « Stable doped hybrid sol-gel materials for solid-state dye laser », *App. Opt.* Vol.42 No.12 (2003) 2213.
- [Pennington2004]: D.M. Pennington, J.W. Dawson, A. Drobshoff, Z. Liao, S. Payne, D. Bonaccini, W. Hackenberg and L. Taylor, "Compact fiber laser approach to 589 nm laser guide stars," *CLEO* 2, 1 (2004).
- [Pique&Farinotti2003]: Pique, J. and S. Farinotti (2003). "Efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star." *Journal of the Optical Society of America B* 20(10): 2093-2102.
- [Pique2006]: J.P. Pique, I. C. Moldovan, V. Fesquet (2006), "Concept for polychromatic laser guide stars: one-photon excitation of the $4P_{3/2}$ level of a sodium atom", *JOSA A*, vol.23, issue 11, pp. 2817-2828.
- [Rabien2004]: S. Rabien, R. I. Davies, T. Ott, J. Li, R. Abuter, S. Kellner, U. Neumann, « Test Performance of the PARSEC Laser System », *Advancements in Adaptive Optics*, edited by Domenico Bonaccini Calia, Brent L. Ellerbroek, Roberto Ragazzoni, *Proceedings of SPIE Vol. 5490* (SPIE, Bellingham, WA, 2004).
- [Tracy2004]: A. Tracy, A. Hankla, C. Lopez, D. Sadighi, N. Rogers, K. Groff, I. McKinnie, C. d'Orgeville, "High-Power Solid-State Sodium Beacon Laser Guidestar for the Gemini North Observatory", *Advancements in Adaptive Optics*, edited by Domenico Bonaccini Calia, Brent L. Ellerbroek, Roberto Ragazzoni, *Proceedings of SPIE Volume 5490*, pp. 998-1009 (2004).
- [Yamane1977]: T. Yamane, « Intracavity amplification of mode-locked pulses by cw Nd :YAG laser gain switching », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Sept. 1977, 13(9), 65-66.
- [Zitelli1998]: Zitelli, M., E. Fazio, et al. (1998). "On the Design of Multipass Dye Laser Amplifiers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34(4): 609.

CHAPITRE IV:
ETUDE DE LA DYNAMIQUE DES
LASERS A DECALAGE DE FREQUENCE
INTRA-CAVITE : MODELISATION DU
LASER SANS MODE



Introduction

La plupart des lasers que nous utilisons dans la vie courante sont constitués d'un milieu amplificateur inséré dans une cavité résonnante Fabry-Perot. Ce type de cavité permet de sélectionner une (pour un laser monomode) ou plusieurs (pour un laser multimode) longueurs d'onde dans la courbe de gain du milieu amplificateur ; c'est ce qu'on appelle les modes longitudinaux de la cavité.

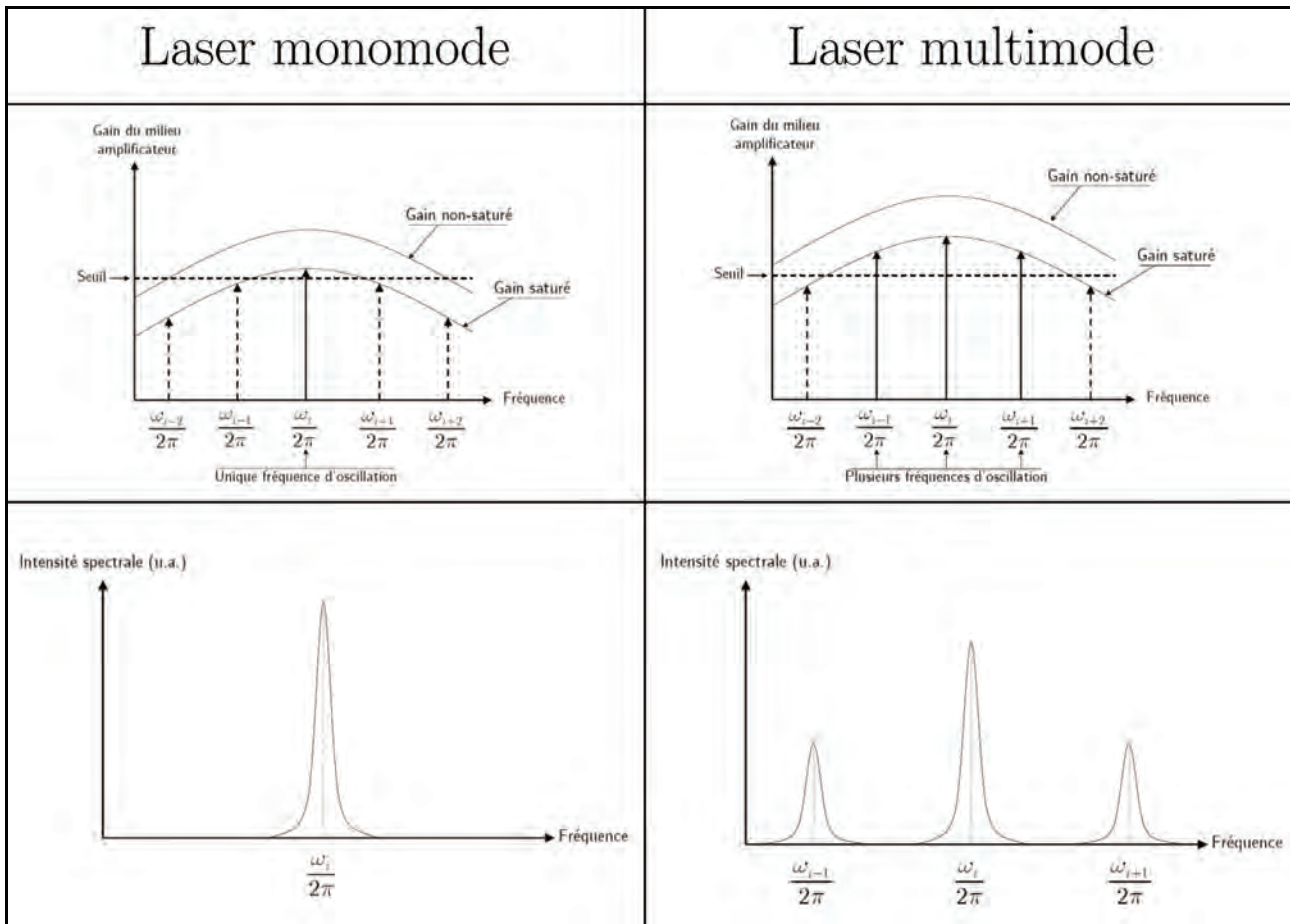


Figure 136 : Comparaison entre les aspects spectraux d'un laser monomode et d'un laser multimode. Notons que ces courbes sont réalisées pour un milieu amplificateur homogène comme c'est notre cas pour la Rhodamine 6G (bien qu'il y ait aussi un élargissement inhomogène et donc du « hole burning »).

La différence existant entre un laser monomode et un laser multimode (pour un même milieu amplificateur) vient donc de la largeur du domaine d'oscillation permis. Ce domaine correspond à la bande spectrale pour laquelle le gain est supérieur au seuil. Dans le cas où les fréquences d'oscillation de la cavité sont fixes (cas où la longueur optique de la cavité ne varie pas), si le domaine d'oscillation est plus petit que l'intervalle spectral libre de la cavité (écartement spectral entre deux fréquences d'oscillation voisines), il n'y aura qu'un seul mode sélectionné et le laser sera monomode. Si le domaine est plus grand que l'ISL de la cavité, il va pouvoir y avoir coexistence de plusieurs modes ; on aura un laser multimode. En général, ces modes ont une phase et une amplitude aléatoires. Il existe des effets non-linéaires qui permettent une mise en phase de tous ces modes ; le laser devient alors « modes bloqués ».

Ces modes longitudinaux sont espacés spectralement de la valeur de l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité défini par :

$$ISL = \frac{c}{2L} \quad \{4.1\}$$

dans le cas d'une cavité linéaire. Le paramètre L est la longueur optique de la cavité et c la célérité de la lumière. En général, la largeur spectrale de ces modes est définie par la durée du

champ électrique (on parle de modes « Fourier Transform ») ; la largeur apparente mesurée résulte d'un autre phénomène appelé « jitter ». Généralement, les dérives thermiques ainsi que les vibrations provoquent un élargissement assez important des modes appelé « jitter ». Cependant, même pourvus d'asservissements pour compenser un « jitter » spectral (ce qui revient en pratique à ajuster en permanence la longueur de la cavité), les lasers n'atteignent jamais leur limite fondamentale en terme de largeur spectrale (largeur de Schawlow-Townes, définie à partir de la diffusion de la phase due à l'émission spontanée). Cependant, avec des asservissements qui réduisent le « jitter » au Hertz, on parvient à obtenir des largeurs de raie de l'ordre du kHz.

Toutes les spécificités de ces lasers sont bien connues. Que se passe t'il désormais si on introduit un décaleur en fréquence dans de telles cavités ? Concernant ces lasers à décalage de fréquence (qu'il se produise hors ou dans la cavité), il subsiste encore de nombreux points à éclaircir. En effet, la réinjection d'un champ (« feedback ») dont la fréquence et la phase ne sont pas identiques à celles du champ intra-cavité pose de nombreux problèmes intéressants. Cette partie se propose de résumer la théorie des lasers à réinjection avec décalage de fréquence (ou lasers FSF pour Frequency-Shifted Feedback) dans la configuration particulière qui nous intéresse, à savoir celle où le décalage se fait intra-cavité. Nous exposons ensuite les différents modèles que nous avons mis au point pour interpréter le comportement de notre laser « sans mode » aux différents stades de sa mise en forme. Pour finir, nous faisons une prospective concernant les alternatives au colorant comme milieu amplificateur.

1. Historique des lasers à décalage de fréquence

IV.1.1.	De Kowalski à nos jours	192
IV.1.2.	Des applications de plus en plus nombreuses	201

Introduction

Le concept de laser FSF où le décalage en fréquence est réalisé dans la cavité a été étudié dès le début des années 1970 par Taylor et al. [Taylor1971]. L'idée était de réaliser un laser accordable en insérant un dispositif acousto-optique (de CaMoO_4) dans une cavité où le milieu à gain était un jet de R6G pompé par un laser en impulsions (100 ns de durée d'impulsion, puissance crête de 5 kW). Ceci permettait de contrôler la longueur d'onde du laser, la faisant passer de 544,5 à 622,5 nm en variant la fréquence acoustique de 58,2 à 45,0 MHz. La largeur de mode laser la plus fine qu'ils aient obtenu était de 1,35 Å, soit ~ 110 GHz. Streifer et Whinnery ont ensuite mis au point un modèle pour tenter d'expliquer une expérience similaire [Streifer&Whinnery1970] ; leur théorie était que les modes étaient « chirpés » (par le décalage en fréquence à chaque aller-retour) de façon continue dans la bande de gain. Le modèle correspondant ne prend pas en compte le fait que les modes soient corrélés (effets non-linéaires dans le milieu amplificateur, possibilité d'une relation entre la valeur de la fréquence acoustique et celle de l'intervalle spectral libre de la cavité). L'analyse du comportement particulier de ce type de laser fut encore étudié quelques temps ([Saltz&Streifer1972] [Streifer&Saltz1973]) puis tomba en désuétude. Ce n'est que vers la fin des années 1980 – début des années 1990 que fut relancé l'intérêt pour les lasers à décalage de fréquence intra-cavité, avec les études des équipes de Kowalski (*Colorado School of Mines*) et de Bergmann (*Fachbereich Physik der Universität – Kaiserslautern*). La conséquence fut principalement la mise en évidence de deux régimes de fonctionnement : génération d'impulsions courtes et observation d'un signal continu large bande. C'est de ces études que s'inspire directement le laser « sans mode » que nous développons. Revenons donc sur les principales avancées sur le sujet.

IV.1.1. De Kowalski à nos jours

IV.1.1.1. Cas de la cavité passive

En 1987, Kowalski et al. ont remis au goût du jour une cavité comprenant un « décaleur » de fréquence [Kowalski1987]. A la différence d'un laser sans mode, la cavité utilisée originellement était passive. Ainsi, on injectait un rayonnement continu monochromatique d'un laser hélium-néon sur l'ordre 0 d'un modulateur acousto-optique placé dans une cavité fermée sur son ordre 1. Sa fréquence acoustique ν_a était de 80 MHz. La longueur L de la cavité en anneau étant de 3,75 m, son intervalle spectral libre était ainsi parfaitement égal à la valeur de la fréquence acoustique.

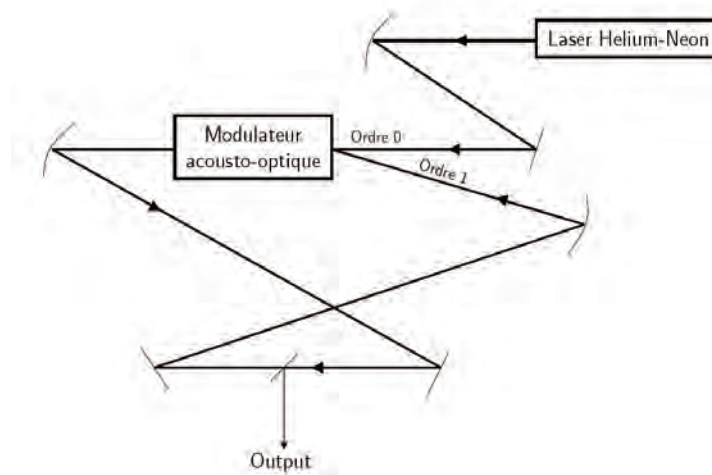


Figure 137 : Schéma explicatif de l'expérience de [Kowalski1987]. On injecte un rayonnement laser continu monochromatique dans une cavité passive couplée sur l'ordre 1 d'un décaleur en fréquence. La fréquence de décalage est de 80 MHz, soit exactement la valeur de l'ISL de la cavité. On constate en sortie (Output) que l'on a un régime impulsif.

Dans cette configuration qui n'est assurément pas anodine, l'équipe de Kowalski a pu observer qu'en sortie de la cavité passive, le rayonnement laser n'était plus continu mais pulsé. La durée d'impulsion était ~ 2 ns et l'écart entre deux impulsions était de 12.5 ns, ce qui correspond à un taux de répétition de 80 MHz.

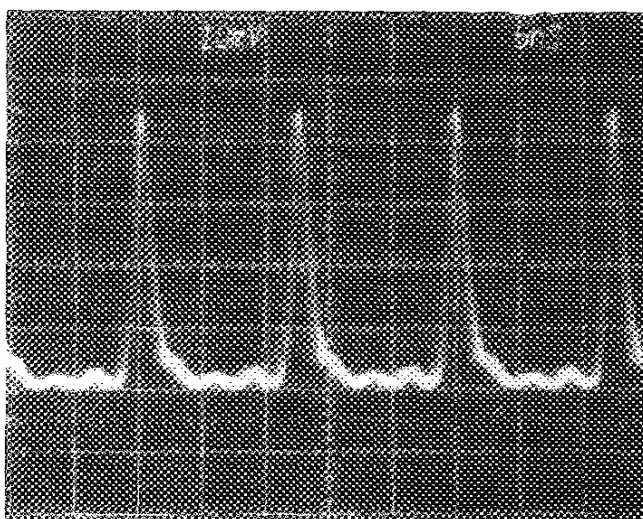


Figure 138 : Aspect temporel observé en sortie de la cavité passive. La durée d'impulsion est proche de 2 ns et la durée entre 2 impulsions voisines est de 12,5 ns. Source : [Kowalski1987].

Afin de comprendre le comportement de cette cavité, ces chercheurs ont choisi de calculer le champ en un point de la cavité différent du point singulier où se produit le décalage en fréquence. La distance par rapport au modulateur est quantifiée par aL où $a < 1$ et L est la longueur de la cavité.

Le champ intra-cavité s'écrit alors comme la somme des différents champs présents en ce point:

$$E_T(t) = E_0 \cdot T_{MAO} \cdot \exp[i\delta_0(t)] + E_0 \cdot T_{MAO} \cdot R_{MAO} \cdot \exp[i\delta_1(t)] + E_0 \cdot T_{MAO} \cdot R_{MAO}^2 \cdot \exp[i\delta_2(t)] + \dots + E_0 \cdot T_{MAO} \cdot R_{MAO}^q \cdot \exp[i\delta_q(t)] \quad \{4.2\}$$

où T_{MAO} est le coefficient de transmission du modulateur sur l'ordre 0 alors que R_{MAO} est le coefficient de réflexion du faisceau diffracté sur le premier ordre. On a aussi :

$$\delta_0(t) = \frac{\omega_0}{c} aL - \omega_0 \cdot t = \delta_0 - \omega_0 \cdot t ;$$

$$\delta_1(t) = \frac{\omega_0}{c} L + [(\omega_0 + \Omega)/c] aL - (\omega_0 + \Omega) \cdot t = \delta_1 - (\omega_0 + \Omega) \cdot t ;$$

$$\delta_2(t) = \frac{\omega_0}{c} L + (\omega_0 + \Omega) \frac{L}{c} + [(\omega_0 + 2\Omega)/c] aL - (\omega_0 + 2\Omega) \cdot t = \delta_2 - (\omega_0 + 2\Omega) \cdot t \quad \{4.3\}$$

...etc. Les paramètres E_0 , ω_0 et Ω représentent respectivement l'amplitude, la pulsation du champ laser et la pulsation de décalage ($\Omega = 2\pi \cdot \nu_a$ où ν_a est la fréquence de décalage).

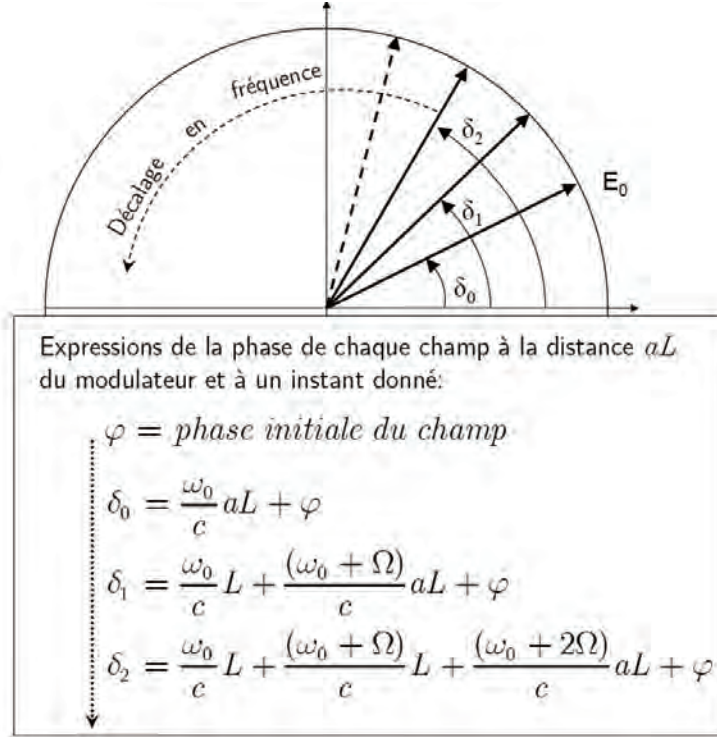


Figure 139 : Diagramme de Fresnel pour les différents champs présents dans la cavité à un instant donné. Le champ total est la somme de chaque champ (sur ce diagramme n'est pas représenté la diminution de l'amplitude du champ après chaque passage dans le modulateur).

En se rappelant que $\Omega L / c = 2\pi$, on peut écrire :

$$E_T(t) = E_0 \cdot T_{MAO} \cdot \exp(i\delta_0(t)) \cdot \left[\begin{array}{l} 1 + R_{MAO} \cdot \exp(i\Delta(t)) + R_{MAO}^2 \cdot \exp(i2\Delta(t)) \\ + R_{MAO}^3 \cdot \exp(i3\Delta(t)) + \dots \end{array} \right] \quad \{4.4\}$$

où $\Delta = \omega_0 L / c + \Omega aL / c - \Omega t$. L'intensité du champ est alors :

$$I(t) = I_0 \frac{T_{MAO}^2}{(1 - R_{MAO})^2} * \frac{1}{1 + 4R_{MAO} \sin^2(\Delta(t)/2)(1 - R_{MAO})^2} \quad \{4.5\}$$

On retrouve ici la formule donnant l'intensité pour un interféromètre Fabry-Perot, à la seule différence que le terme de phase Δ est dépendant du temps. L'intensité en fonction du temps sera donc représentée par une fonction d'Airy. En utilisant les valeurs des paramètres, les auteurs arrivent à simuler de façon probante le comportement de la cavité. Cela peut être constaté sur la Figure 140.

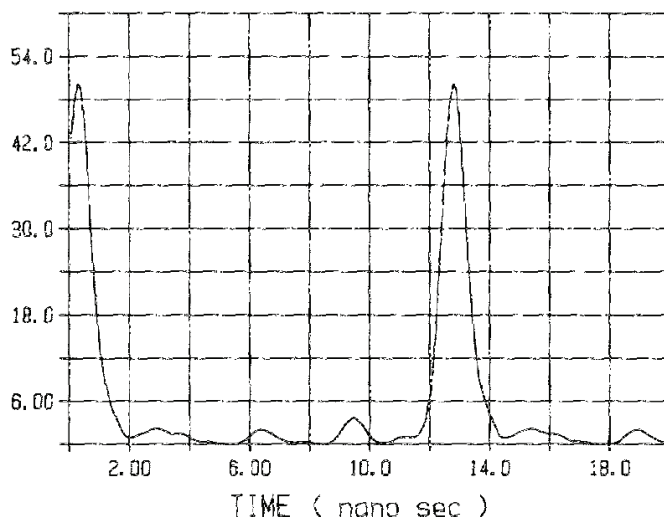


Figure 140 : Simulation visant à reproduire le comportement de la cavité passive pour des conditions expérimentales identiques à celles ayant permis d’obtenir la Figure 138.

L’étude concernant l’injection d’un champ laser monomode dans une cavité passive a été poursuivie par les équipes américaine et allemande [Kowalski1994]. La discussion porte alors sur l’influence de la valeur de la fréquence acoustique sur le comportement de la cavité. Ils distinguent alors trois régimes :

- cas où $\frac{\Omega}{2\pi} \ll \frac{c}{L}$; ici, le nombre d’aller-retour ne permet pas d’atteindre une valeur du décalage comparable à l’ISL de la cavité passive ;
- cas où la valeur de la fréquence de décalage est comparable à l’ISL de la cavité ; à l’intérieur de cette catégorie, on différencie deux cas :
 - l’ISL n’est pas un multiple entier de la fréquence de décalage : $\frac{c}{L} = (n + \alpha) \frac{\Omega}{2\pi}$;
 - l’ISL est un multiple entier de la fréquence de décalage : $\frac{c}{L} = n \frac{\Omega}{2\pi}$;

Les paramètres n et α sont respectivement un entier et un irrationnel où $0 < \alpha < 1$.

Le cas de la cavité passive n’est pas celui qui nous préoccupe directement mais il permet d’appréhender d’une manière moins directe le problème de la cavité active (c’est-à-dire comprenant un milieu amplificateur) dans toute sa complexité. D’ailleurs, dans de nombreux articles, l’explication des régimes obtenus se fait en utilisant les caractéristiques passives de la cavité.

IV.1.1.2. L’apparition du « modeless laser » ou laser sans mode

Suite à ses premiers travaux, Kowalski et al. développèrent une cavité FSF en anneau (ISL=220 MHz), en insérant un milieu amplificateur [Kowalski1988]. Il s’agissait d’un jet de colorant R6G. Ce jet était pompé en continu (Figure 141). Ils menèrent leur étude sur cette cavité dans le cas où l’ISL de la cavité n’est pas un multiple de la fréquence de décalage mais où les deux paramètres sont tout de même comparable [Kowalski1988]. Il s’agit d’un cas identique à notre Laser Sans Mode.

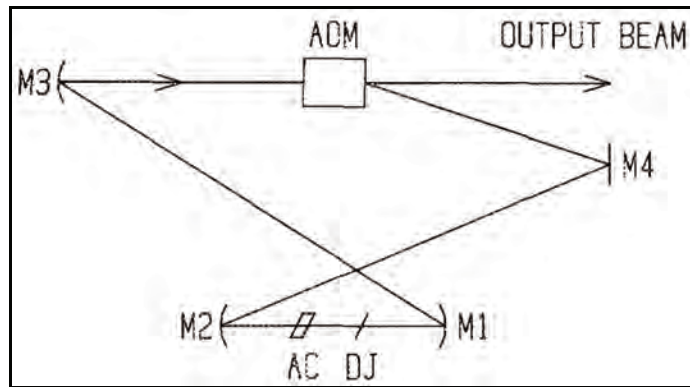


Figure 141 : Schéma de la cavité développée par Kowalski et al. [Kowalski1988]. Elle comprend un jet de R6G (DJ) pompé par un laser argon continu, un compensateur d'astigmatisme (AC) et le modulateur acousto-optique (AOM). Le signal en sortie d'une telle cavité est pulsé, avec des largeurs d'impulsions de l'ordre de la picoseconde.

L'article mentionne deux expériences visant à montrer que le spectre large bande ne résulte pas d'un « chirp » en fréquence comme l'avait modélisé Streifer et Whinnery [Streifer&Whinnery1970]. La première se base sur le fait que l'on devrait observer un signal pulsé en sortie du spectrographe du au chirp en fréquence au-dessus de la fréquence d'analyse. Or, aucune dépendance temporelle, aussi bien du signal en sortie du spectrographe que du signal en sortie du laser, n'est observée. La seconde expérience est l'observation de la figure de franges statiques en sortie de l'interféromètre Fabry-Perot. Un chirp en fréquence devrait provoquer un changement de la figure de franges (évolution temporelle); là encore, rien de cela n'est constaté.

Kowalski et al. concluent donc à l'émission large bande de leur laser, soulignant tout de même que la compréhension totale de son comportement nécessitera de nouvelles études théoriques et expérimentales.

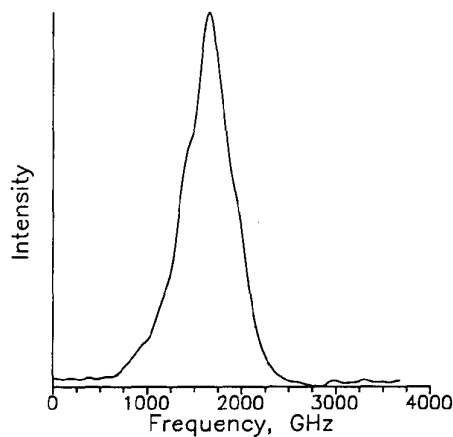


Figure 142 : Spectre en sortie du laser lorsqu'il n'y a pas d'éléments sélectifs dans la cavité (mis à part le modulateur). La résolution est de 15 GHz. La largeur FWHM est de 0,75 nm (soit 650 GHz) à 590 nm. Source : [Kowalski1998].

IV.1.1.3. Le laser FSF utilisé pour la génération d'impulsions courtes

Parallèlement à l'étude du laser FSF à spectre large bande, Kowalski et al. ont poursuivi l'expérience dans le but de réaliser un laser modes bloqués pour faire de la génération d'impulsions courtes [Kowalski1988+]. Pour cela, il fallait que la configuration expérimentale vérifie la condition

$2n\pi = \Omega L / c$, c'est-à-dire que l'ISL de la cavité soit un multiple entier de la fréquence de décalage. La fréquence de décalage était donc fixée à 110 MHz. Dans ce cas-là, nous avons vu que l'intensité en sortie était une fonction d'Airy dépendante du temps. Par ailleurs, ils introduisirent des étalons fins de façon à forcer le laser à opérer avec une largeur de bande de 10 GHz (cela revient à réduire le nombre de modes longitudinaux permis pour un laser classique). Lorsque la fréquence du modulateur est bien ajustée, ils parviennent à observer - avec un analyseur de spectre (Figure 143) - une structure avec des pics espacés de la valeur de la fréquence de décalage [Hale&Kowalski1990].

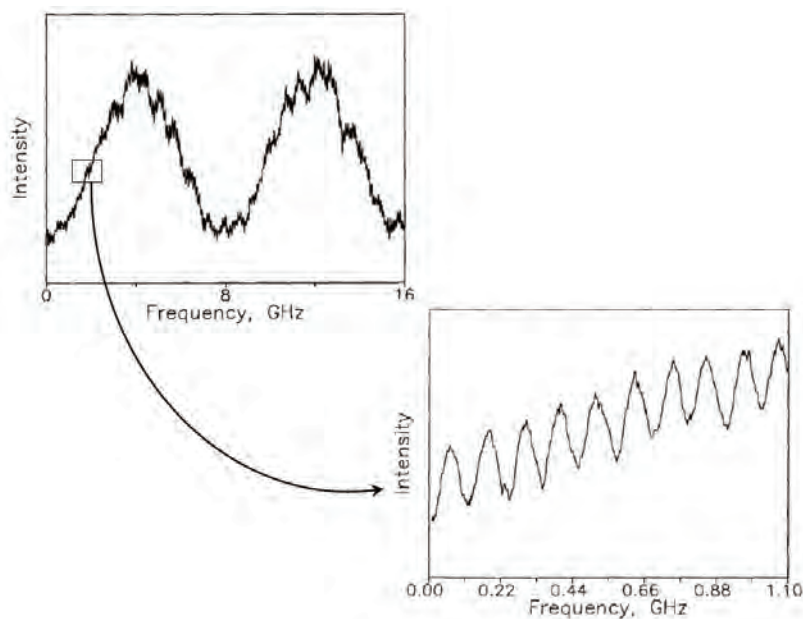


Figure 143 : Spectre de fréquence Fabry-Perot. Le faisceau de la cavité FSF est envoyé à travers un interféromètre FP (ISL=7.1 GHz ; finesse=5) puis est envoyé sur un analyseur de spectre confocal (8 GHz, finesse=110, vitesse de balayage=273 GHz/s).
Source : [Hale&Kowalski1990].

Dans cette configuration particulière, ils ont donc pu obtenir des impulsions aux largeurs FWHM comprises entre 10 et 30 ps (dépendantes de la largeur spectrale du laser ; plus celle-ci est grande, plus l'impulsion est courte) et des périodes allant de 4,5 à 0,9 ns, soit des taux de répétition allant de 220 à 1760 MHz (les cadences permises sont des multiples de la valeur de l'ISL de la cavité ; elles sont obtenues en jouant sur la puissance rf de l'AOM et sur la puissance de pompe). Il est cependant important de noter qu'il a été observé des impulsions stables en sortie du laser malgré le fait que la fréquence acoustique du modulateur soit « désaccordée » de 4,5 % (soit 5 MHz) par rapport au sous-multiple (110 MHz) de l'ISL de la cavité. Cependant, les auteurs ne discutent aucunement de la stabilité à moyen terme d'un tel système. En effet, nous avons pu constater (au Laboratoire de Spectrométrie Physique) que la régularité de ce processus nécessite une puissance de pompe et une puissance rf (de l'AOM) très stables ; par ailleurs, il faut que la longueur de la cavité soit asservie afin d'éviter tout « jitter » parasite. Sa réalisation n'est donc pas aussi aisée que ce qu'on peut penser. Ce fut en tous cas l'apparition d'un nouveau moyen pour la génération d'impulsions optiques courtes où il est théoriquement possible de contrôler la largeur d'impulsions et le taux de répétition.

IV.1.1.4. Limite où le décalage en fréquence est très faible en comparaison de l'intervalle spectral libre de la cavité

L'étude de Balle et al. amène pour cela des résultats intéressants [Balle1993]. Avec leur configuration expérimentale (Figure 144), ils parviennent à obtenir une petite fréquence de décalage ν_a telle que : $200 \text{ kHz} < \nu_a < 8 \text{ MHz}$ (par décalages successifs sur l'ordre 1 puis -1). Celle-ci est largement plus faible que l'intervalle spectral libre de la cavité ($ISL = 188 \text{ MHz}$).

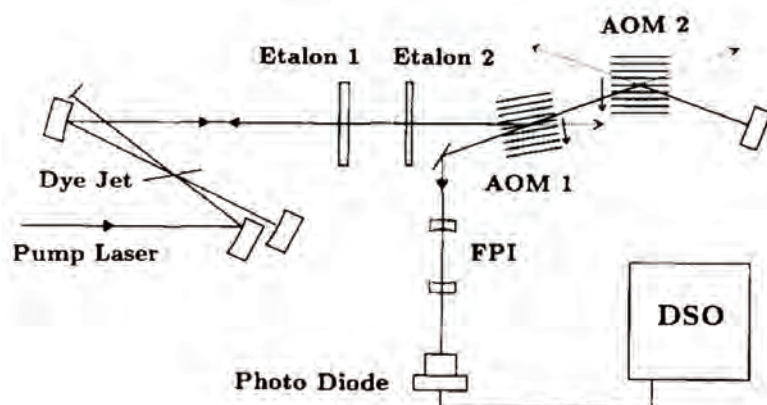


Figure 144 : La cavité utilise un colorant (DCM) comme milieu amplificateur. Elle comporte deux modulateurs acousto-optique fonctionnant sur l'ordre 1. Cependant, de par leurs dispositions, l'un va générer un décalage positif alors que ce sera un décalage négatif pour l'autre (soustraction de fréquence); de cette façon, on arrive à réaliser un faible décalage en fréquence (de 200 kHz à 8 MHz). Les deux étalons (200 et 100 GHz) permettent un affinement spectral. Le FPI est un interféromètre Fabry-Perot permettant d'observer le spectre du signal. La photodiode et l'oscilloscope (DSO) fonctionnent respectivement à 1 GHz et 350 MHz. Source : [Balle1993].

Dans de telles conditions, ils étudient le comportement temporel et spectral en sortie du laser. En ne regardant qu'en sortie de l'interféromètre (FPI : $ISL=2 \text{ GHz}$, $\text{résolution}=13 \text{ MHz}$), sans qu'il ne soit scanné, ils observent des impulsions. Cela correspond donc à des composantes d'un peigne en fréquence qui « chirpent » sur la fréquence d'analyse de l'interféromètre (partie (1-a) de la Figure 145). Le temps qui s'écoule entre deux impulsions correspond au temps que met un mode de la cavité pour être décalé sur son mode voisin (passage $\omega_i \rightarrow \omega_{i+1}$ de la Figure 136). Ce temps est donc $\tau = n \cdot \tau_c$ où n est le nombre d'aller-retour pour décaler la fréquence d'un ISL et τ_c le temps d'un aller-retour dans la cavité (et qui correspond donc à l'inverse de l'ISL de la cavité). On a donc $\tau = \frac{ISL}{\nu_a} \tau_c = \frac{1}{\nu_a}$. Ils ont donc pu estimer la « vitesse de chirp » $\frac{d\nu}{dt} = \frac{\nu_a}{\tau_c} = \nu_a * ISL$.

En procédant au balayage de l'interféromètre, pour lequel il est à noter que la vitesse de balayage est beaucoup plus faible que la fréquence de chirp des modes, ils obtiennent alors une succession d'impulsions dont les valeurs crêtes dépendent de leurs positionnements dans l'enveloppe spectrale imposée par les conditions du laser. Le résultat obtenu, après un lissage numérique, donne un spectre de 1,5 GHz (partie (1-b) de la Figure 145). Balle et al. ont ensuite effectué une expérience hétérodyne en comparant le signal d'un laser monomode au signal de leur laser FSF pour différentes fréquences de décalage. Sur le graphique (3-a) de la Figure 145, on constate qu'un mode du laser FSF s'accorde avec le mode de référence au temps $0 < t < 0,5 \mu\text{s}$. La fréquence de battement augmente ensuite (60 MHz une microseconde plus tard).

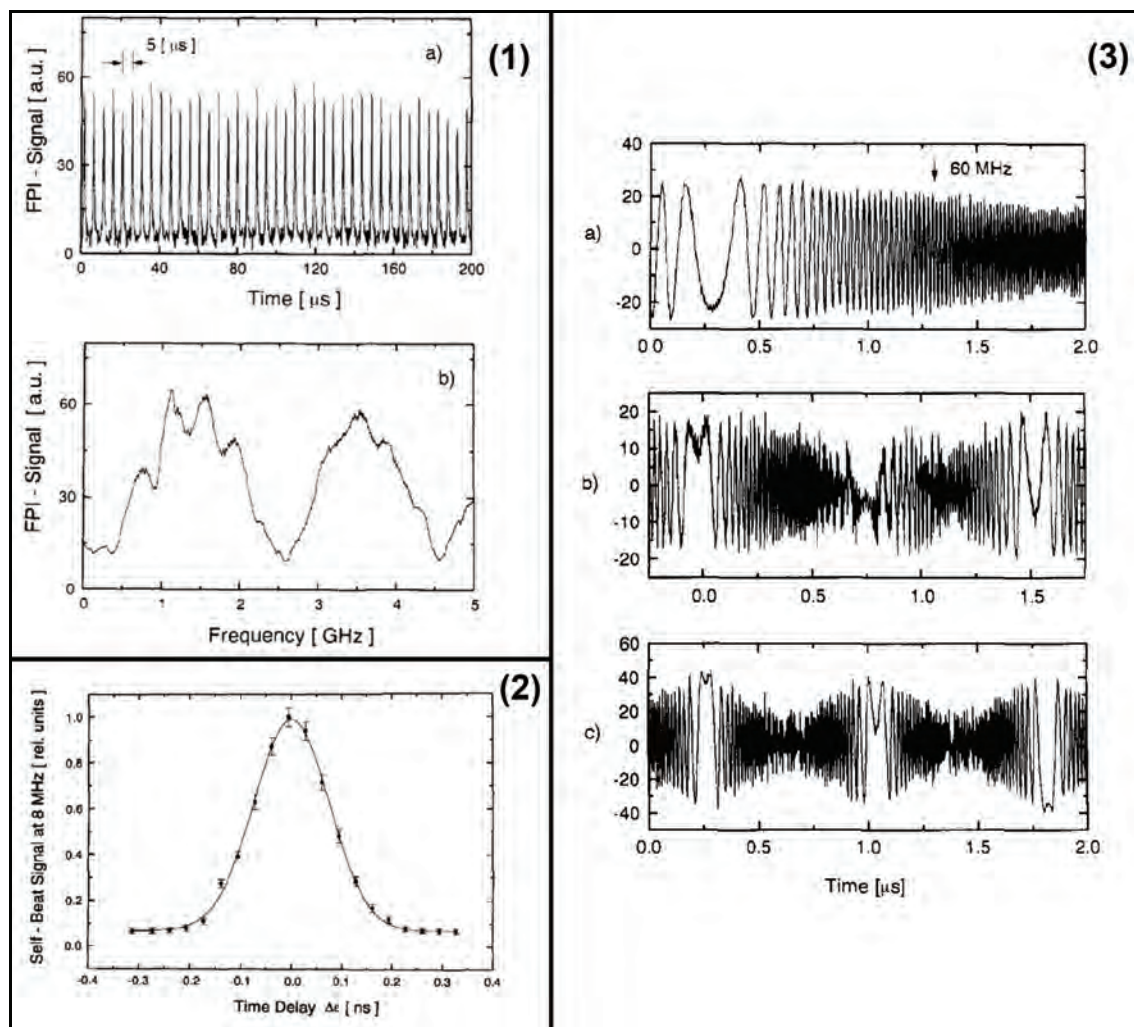


Figure 145 : Sont exposés ici les résultats concernant l'expérience d'une cavité avec faible décalage intra-cavité. La partie (1) concerne l'observation directe en sortie de l'interféromètre, sans balayage (a) et avec balayage et lissage numérique (b). La partie (2) présente l'expérience hétérodyne ; le laser de référence est monomode (stabilisé au MHz) ; pour le laser FSF, l'expérience est réalisée pour trois valeurs de décalage : 320 (a), 640 (b) et 1280 kHz (c).
 Source : [Balle1993].

L'incrémentation discrète en fréquence du signal FSF à chaque aller-retour n'est pas observée ici. Lorsque la fréquence de décalage est plus importante, on peut constater deux (3-b) ou trois points (3-c) où les lasers s'accordent. On observe donc des composantes du peigne qui sont espacés temporellement de la valeur $\tau = \frac{1}{\nu_a}$ définie auparavant (on fait l'hypothèse ici que la phase relative entre chaque composante du peigne ne change pas avec le chirp). Ainsi, pour des décalages de 640 et 1280 kHz, le temps entre deux croisements sera respectivement de 1,56 et 0,78 μs. La dernière expérience réalisée consiste à faire une étude interférométrique du signal FSF. Pour cela, il est permis d'ajuster la longueur d'un des bras de l'interféromètre (de Michelson) de façon à ce qu'il puisse être égal ou plus long (2 fois la longueur de la cavité, ce qui revient à décaler d'un ISL de la cavité laser) que l'autre bras. Pour une fréquence de décalage de 8 MHz et des chemins optiques équivalents sur les deux bras, la figure d'interférences est statique et demeure statique lorsque la longueur d'un bras varie ; le contraste diminue à zéro lorsque le décalage est supérieur à $c/\Delta\nu_c$ ($\Delta\nu_c$ étant la largeur spectrale du laser FSF). La partie (2) de la Figure 145 donne l'évolution de l'amplitude du signal d'interférence en fonction du décalage appliqué. Cette

observation (figure d'interférences statique pour des petits décalages) les amènent à penser que le « chirp » n'est pas continu mais bien discret.

La conclusion de cette étude globale sur des cavités où sont opérées des petits décalages en fréquence est donc que le spectre en sortie du laser consiste en un peigne de modes « chirpés » de façon discrète à chaque aller-retour dans la cavité.

Le point de vue d'un peigne qui se décale en fréquence par des pas discrétisés a cependant été remis en question par l'équipe de Nakamura (Tohoku University, Japon) [Nakamura1995] [Kowalski1997]. Leur point de vue est que le décalage se fait plutôt de façon continue [Nakamura1998].

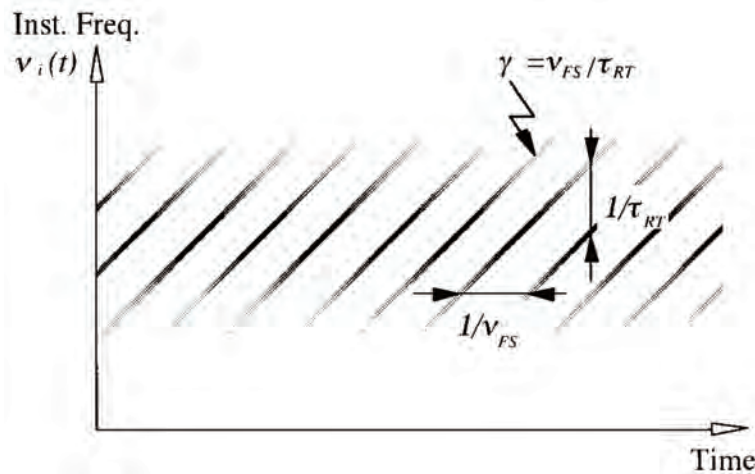


Figure 146 : Simulation du peigne de fréquences - « chirpé » de façon continue - en sortie du laser FSF (décalage intra-cavité) de Nakamura et al. ($\nu_{FS} \equiv \nu_a$ et $\tau_{RT} \equiv \tau_c$).
Source : [Nakamura1998].

A ce jour, la compréhension du phénomène n'a que peu évolué [Yatsenko2004].

IV.1.1.5. Conclusion

La recherche concernant le laser FSF à décalage de fréquence intra-cavité aura permis d'observer des phénomènes variés qui, du fait de leur complexité, ont du mal à être expliqués clairement. Deux constats peuvent cependant être tirés :

- le comportement est différent selon la valeur du rapport entre l'ISL de la cavité et la valeur du décalage intra-cavité (comparabilité, commensurabilité) ;
- le comportement est différent selon la classe du laser (généralement A ou B – voir la partie suivante IV.1.2).

Il est à noter que notre Laser Sans Mode est un laser de classe A (durée de vie de l'état excité plus faible que la durée de vie du photon dans la cavité) et que sa fréquence de décalage est comparable mais incommensurable avec l'ISL de la cavité (cas de la partie IV.1.1.2).

IV.1.2. Des applications de plus en plus nombreuses

Les nombreuses études sur les lasers à décalage de fréquence intra-cavité ont donc permis de mettre en évidence différents comportements :

- génération d'un signal large bande et sans trou de fréquence [Kowalski1988], [Littler1991], [Littler1992] ;
- génération d'un peigne de fréquences après injection d'un rayonnement monochromatique dans la cavité FSF [Littler&Bergmann1992], [Phillips1993], [Wu1993] ;
- génération d'un train d'impulsions courtes (pico-seconde) dans un laser à colorant [Kowalski1988+] ou bien dans des lasers à fibres [Sabert&Brinkmeyer1994], [Fontana1994].

De cette variété de fonctionnement, la recherche a pu tirer un grand nombre d'applications. Ainsi, on note son utilisation dans des domaines aussi divers que l'amplification de signaux faibles [Littler&Bergmann1992], le pompage optique [Lim1998], le refroidissement de faisceaux d'atomes [Littler1991+] et la séparation spatiale des isotopes du Rubidium [Mugglin1993].

2. Dynamique des lasers : étude des différentes classes de laser

IV.2.1.	Grandeurs caractéristiques des lasers	202
IV.2.2.	Les différentes classes de lasers.....	203

Introduction

Suite à l'étude mettant en évidence une diversité de comportements (partie IV.1.2), nous avons pu constater que, mis à part les questions de commensurabilité entre les différents paramètres fréquentiels, les fonctionnements des lasers à décalage de fréquence divergeaient aussi en fonction de leurs classes. L'appellation « classe de laser » résulte d'une classification des lasers en fonction de leurs grandeurs caractéristiques. Ces classes ne sont que rarement répertoriées dans les ouvrages de référence laser et que peu usitées dans le monde des « laseristes » ; cela est dû principalement au fait qu'elles ne sont pas représentatives du comportement des lasers dans leurs états stationnaires. Elles apparaissent plutôt lors de l'explication de régimes dynamiques, à des échelles de temps relativement courtes, comme par exemple lors de discussions portant sur la dynamique du démarrage d'un laser (oscillations de relaxations). Dans le cas d'un laser FSF, ces classes permettent de distinguer les comportements. Regardons comment elles sont définies.

IV.2.1. Grandeurs caractéristiques des lasers

Afin de pouvoir dégager des différences de comportements entre les classes de lasers, il convient de comparer les ordres de grandeurs des principaux paramètres caractérisant une cavité. On évite ici d'y ajouter la valeur de la fréquence de décalage caractéristique d'une cavité FSF ; nous ne nous attachons finalement qu'aux échelles de temps. Les trois éléments qu'il est nécessaire de confronter sont les suivants :

- la durée de vie τ_p du photon dans la cavité qui est l'inverse de la largeur de résonance de la cavité $\Delta\nu_p$, et qui est liée au taux de décroissance du champ électrique κ dans la cavité : $2\pi\Delta\nu_p = \frac{1}{\tau_p} \equiv 2\kappa$;
- la durée de vie de population du niveau atomique excité ; afin de faciliter au mieux la compréhension des phénomènes, on prend une durée de vie équivalente τ_s pour chaque niveau ;
- la durée de vie du dipôle microscopique, c'est-à-dire l'inverse de la largeur homogène γ_{ab} .

Pour nos modèles, nous avons négligé ce dernier paramètre (comme c'est souvent le cas dans les équations régissant la dynamique d'un laser [Cours1]).

On s'attache ici à traiter un cas simple ; on impose donc les conditions suivantes :

- $\tau_c < \tau_T < \tau_p$ ou $\Delta\nu_p < \Delta\nu_T < ISL$, dans laquelle $ISL \left(= \frac{1}{\tau_c} \right)$ est l'intervalle spectral libre de la cavité laser, soit l'inverse du temps pour un aller-retour dans la cavité ; $\tau_T = \Delta\nu_T^{-1}$ où $\Delta\nu_T$ est l'intervalle entre modes transverses ;
- $\Delta\omega_{inh} \ll \gamma_{ab}$, où $\Delta\omega_{inh}$ est la largeur inhomogène du milieu actif (négligeable).

IV.2.2. Les différentes classes de lasers

Les trois classes de lasers se distinguent alors comme suit [Cours1]:

- Lasers de classes A : $\tau_s < \tau_p$. La durée de vie de l'état excité est inférieure à la durée de vie du photon dans la cavité. Il s'agit typiquement de milieu amplificateur où la durée de vie de l'état excité est faible, comme les colorants (~ns) ou des gaz (He-Ne, Ar⁺). La dynamique du laser est généralement régie par la seule équation du champ.
- Lasers de classe B : $\tau_p < \tau_s$. La durée de vie de l'état excité est supérieure à la durée de vie du photon dans la cavité. La dynamique du laser est dans ce cas gouvernée par le couplage des équations de champ et des populations. Ces lasers sont ceux rencontrés le plus fréquemment, comme les « tout-solide » (Ti :Sa, verres dopés aux terres rares..).
- Lasers de classe C : $\tau_s \approx \tau_p$. Les deux variables évoluent avec des échelles de temps très proches ; il est alors impossible d'éliminer des équations et le système régissant la dynamique en devient très complexe.

Cette distinction intervient généralement lorsqu'on cherche à modéliser le démarrage d'un laser (oscillation de démarrage, fréquence de relaxation...). Dans notre cas, elle permet surtout de rendre compte de différentes dynamiques où, même lorsque le régime stationnaire est établi, il peut survenir des phénomènes chaotiques.

3. Les différents modèles mis au point pour la compréhension des phénomènes en jeu

IV.3.1.	Modèle de l'oscillateur « sans mode » pompé en continu	205
IV.3.2.	Modèle de la cavité complète « oscillateur et pré-amplificateur »	210
IV.3.3.	Modèle général d'un laser à décalage de fréquence intra-cavité : prospections sur de nouveaux types de lasers	223

Introduction

Le fait de travailler avec une cavité FSF à décalage intra-cavité nous amène à appréhender un comportement particulier, différent du comportement d'un laser classique. Dans notre cas, cela nous conduit à faire des approximations qui ne sont justifiées que dans le cas où nous travaillons avec un laser de classe A (car le milieu amplificateur est un colorant). En effet, nous venons de voir que les lasers peuvent être dissociés en trois classes dont deux principales, les classes A et B qui sont définies en fonction de la durée de vie de l'état excité de leur milieu amplificateur et de la durée du photon à l'intérieur de leur cavité. Dans le cas d'un laser à décalage de fréquence intra-cavité, on note un comportement propre à chaque classe de laser. Cela a été mis en évidence par plusieurs équipes de recherche et fait toujours l'œuvre d'une étude théorique approfondie.

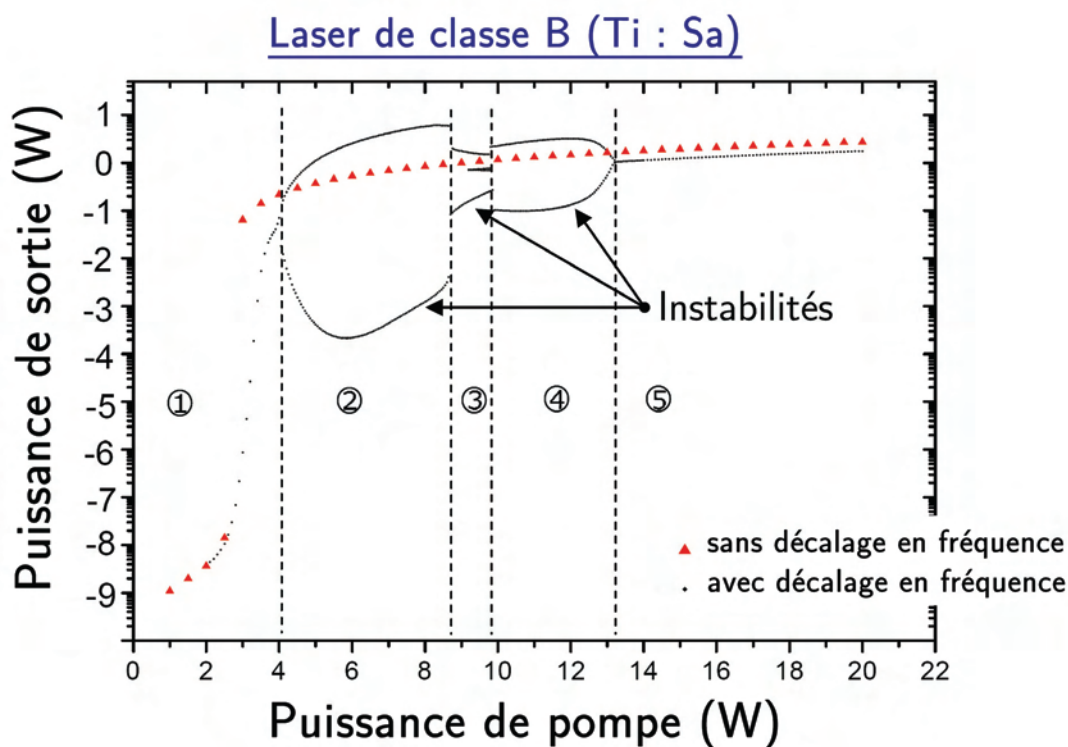


Figure 147 : Simulation d'un diagramme de bifurcations d'un laser FSF à décalage intra-cavité de classe B, où le milieu amplificateur est un cristal Ti :Sa. On remarque qu'il y a cinq régimes de fonctionnement pour un tel laser. Pour obtenir une puissance stable en sortie de ce laser (condition à respecter dans le cadre du projet ELP-OA), il faut une puissance de pompe supérieure à 13 W.
Source : [Stellpflug2003].

L'équipe de Bonnet et al. a démontré expérimentalement l'existence de différents régimes dans la dynamique d'un laser de classe B (type Ti :Sa) [Bonnet1996]. Ces résultats ont été modélisés et résolus numériquement par Stellpflug et al. [Stellpflug2003]; on y constate clairement l'influence de la puissance de pompe sur les caractéristiques en sortie du laser (Figure 147). Selon ces simulations, pour obtenir une puissance stable en sortie du laser, il faut une puissance de pompe supérieure à 13 W. On note ici l'existence de cinq régimes, identifiables par la dépendance au temps de la puissance de sortie, et en accord avec les observations expérimentales.

Dans le cas d'un laser de classe A, on n'observe pas ce comportement chaotique. Le laser n'a pas de domaine d'instabilités en puissance tel qu'on peut le voir pour un laser de classe B. Cela permet de simplifier le modèle en traitant uniquement les solutions stationnaires, de façon à réduire le temps de calcul pour nos simulations. En effet, vu que le taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité ($\frac{1}{\tau_p} \approx 30 * 10^6 s^{-1}$) est plus faible que le taux de décroissance spontané ($\frac{1}{\tau_s} \approx 250 * 10^6 s^{-1}$), l'inversion de population suit de façon adiabatique le flux intra-cavité. Cela permet de simplifier grandement le modèle et un traitement numérique est envisageable.

Cependant, réaliser un modèle de ce système n'est pas trivial. Nous avons un système complexe puisque nous avons à prendre en compte l'aspect temporel et l'aspect spectral de la cavité, tel qu'il a été décrit par Littler et Eschner ([Littler&Eschner1992]) et résolu numériquement par J.P. Pique et S. Farinotti dans notre cas pour un pompage continu ([Pique&Farinotti2003]).

IV.3.1. Modèle de l'oscillateur « sans mode » pompé en continu

IV.3.1.1. Définition du système d'équations relatif à l'oscillateur « sans mode »

IV.3.1.1.1. Equations de bilan

Chaque laser à décalage de fréquence intra-cavité, qu'il soit de classe A ou B, est régi par deux équations : une équation d'inversion de population et une équation sur la densité spectrale de photons. En effet, la distribution d'énergie sur ce type de laser est continue sur l'ensemble du spectre (ou du moins considérée comme telle dans notre cas – voir partie III.2.1.3.1), il faut donc introduire un terme de densité spectrale de photons $n(\nu)$.

Le terme d'inversion de population N croît avec le taux de pompage P_0 et diminue avec le taux de fluorescence spontanée $N.\tau_s^{-1}$ ainsi que par l'émission stimulée due au champ intra-cavité ; on a :

$$\frac{dN}{dt} = P_0 - N \left(\tau_s^{-1} + \int d\nu . B(\nu) . n(\nu, t) \right) \quad \{4.6\}$$

L'évolution temporelle de la densité spectrale de photons $n(\nu)$ est déterminée par le gain net au cours d'un aller-retour dans la cavité, par le décalage en fréquence et par l'émission spontanée. La relation suivante lie la densité de photons après un aller-retour à celle qui la précède :

$$n(\nu + 2\nu_a, t + \tau_c) = n(\nu, t) + \int_t^{t+\tau_c} dt' \cdot \{ [B(\nu) \cdot N(t') - \gamma(\nu)] \cdot n(\nu, t') + \tau_c \cdot B(\nu) \cdot N(t') \} \quad \{4.7\}$$

Ici, τ_c est le temps pour un aller-retour dans la cavité, $B(\nu)$ est le gain par molécule (dépendant de la fréquence), ν_a est la fréquence du décalage introduit par le modulateur acousto-optique et $\gamma(\nu)$ est le coefficient de pertes dans la cavité, c'est-à-dire l'inverse de la durée de vie d'un photon dans la cavité (là encore dépendant de la fréquence).

IV.3.1.1.2. Rôle de l'émission spontanée :

Dans notre modèle, la cavité « sans mode » peut être considérée comme un amplificateur régénératif de l'émission spontanée. En effet, dans un tel laser, il est indispensable de prendre en compte le rôle de l'émission spontanée. Stellpflug et al. ont montré par des simulations (pour un laser FSF Ti :Sa) qu'en évinçant la contribution de l'émission spontanée, le spectre dérivait vers des fréquences élevées [Stellpflug2003]. Les pertes étant supérieures lorsqu'on s'éloigne du centre de la bande spectrale permise par l'étalon Fabry-Perot, on va constater une disparition de l'énergie intra-cavité après seulement quelques microsecondes. Cela montre bien que, contrairement au comportement d'un laser classique où l'émission spontanée est négligée dès que le régime stationnaire est atteint, la dynamique d'un laser FSF à décalage intra-cavité prend en compte celle-ci à tout moment. Elle peut être modélisée de deux façons :

- on considère que, indépendamment de la présence de modes dans l'espace des fréquences, le taux d'émission spontanée est égal au taux d'émission stimulée par photon. On a dans ce cas :

$$P_{stimulée} = n_{ph} \cdot \frac{c}{V} \cdot \sigma(\nu) \quad \{4.8\}$$

$$P_{spontanée} = \frac{c}{V} \cdot \sigma(\nu)$$

et on peut donc écrire :

$$P_{spontanée} = \frac{P_{stimulée}}{n_{ph}} \quad \{4.9\}$$

où P_i est la probabilité d'avoir une émission de type i , σ est la section efficace d'émission stimulée et V est le volume d'interaction. C'est la solution qu'utilise Littler et Eschner pour modéliser l'émission spontanée [Littler&Eschner1992].

- On considère l'émission spontanée comme un processus stochastique. Cette méthode est plus représentative de la réalité physique du phénomène. Elle a été choisie par Stellpflug et al. et permet une meilleure description que la première méthode pour des petites perturbations [Stellpflug2003]. Néanmoins, les résultats donnés par les deux méthodes sont généralement quasi-identiques. L'une et l'autre peuvent donc être considérées.

Le comportement de la cavité est donc modélisable à partir de ce système d'équations intégrodifférentielles couplées (équations {4.6} et {4.7}). Il prend en compte le décalage temporel, le

décalage en fréquence et travaille avec un terme de densité spectrale de photons (nécessaire dans notre cas puisque nous travaillons sur un spectre large). Dans notre cas où le milieu amplificateur est un colorant (classe A) et que nous travaillons en continu, on s'attache à ne modéliser que le régime stationnaire.

IV.3.1.1.3. Solution stationnaire

Nous cherchons à modéliser le laser en fonctionnement continu. On peut donc effectuer les opérations classiques établies dans le cas d'un régime stationnaire (invariance par rapport au temps) :

$$\frac{dN}{dt} = 0 \quad \{4.10\}$$

$$\frac{\partial n_{ph}(\nu, t)}{\partial t} = 0 \quad \{4.11\}$$

L'inversion de population N_{ss} à l'état stationnaire est donc :

$$N_{ss} = \frac{P_0 \cdot \tau_s}{\left(1 + \tau_s \int B(\nu) \cdot n(\nu) \cdot d\nu\right)} \quad \{4.12\}$$

Concernant l'évolution de la densité spectrale de photons, il est nécessaire de réaliser le développement de Taylor limité au premier ordre (les valeurs de ν_a et τ_c étant assez faibles pour que l'on puisse négliger le deuxième ordre) :

$$n(\nu + 2\nu_a, t + \tau_c) - n(\nu, t) \approx 2\nu_a \frac{\partial n(\nu, t)}{\partial \nu} + \tau_c \frac{\partial n(\nu, t)}{\partial t} \quad \{4.13\}$$

A l'état stationnaire, nous avons donc :

$$n_{ss}(\nu + 2\nu_a) - n_{ss}(\nu) \approx 2\nu_a \frac{dn_{ss}(\nu)}{d\nu} \quad \{4.14\}$$

d'où

$$\frac{dn_{ss}(\nu)}{d\nu} = \frac{n_{ss}(\nu + 2\nu_a) - n_{ss}(\nu)}{2\nu_a} \quad \{4.15\}$$

L'équation originelle devient donc à l'état stationnaire :

$$n_{ss}(\nu + 2\nu_a) - n_{ss}(\nu) = n_{ss}(\nu) (B(\nu)N_{ss} - \gamma(\nu))\tau_c + \tau_c^2 \cdot B(\nu) \cdot N_{ss} \quad \{4.16\}$$

et on obtient ainsi :

$$\frac{dn_{ss}(\nu)}{d\nu} = \frac{\tau_c}{2\nu_a} (B(\nu)N_{ss} - \gamma(\nu))n_{ss}(\nu) + \frac{\tau_c^2}{2\nu_a} B(\nu)N_{ss} \quad \{4.17\}$$

A partir des deux équations de base (équations {4.6} et {4.7}), et en prenant en compte le fait que nous n'étudions que le régime stationnaire, nous obtenons donc un système d'équations couplées qui est indépendant du temps (équations {4.17} et {4.12}) où N_{ss} et n_{ss} sont respectivement l'inversion de population et la densité de photons intra-cavité à l'état stationnaire.

IV.3.1.1.4. Les caractéristiques du laser

Il s'agit ici principalement d'établir les équations des termes de gain et de pertes en fonction de la fréquence.

- Gain

Le milieu amplificateur que nous utilisons est un colorant ; la courbe de gain a donc un élargissement homogène dont la largeur est de l'ordre de 25 THz (R6G), ce qui signifie que l'on peut considérer ce gain comme une constante sur le domaine fréquentiel dans lequel se forme le rayonnement sans mode. Ainsi : $B(\nu) \rightarrow B$. Pour ce qui est des pertes, il convient au préalable de les déterminer pour chaque élément sélectif (pertes inutiles) ainsi que pour la cavité vide (pertes utiles).

- Pertes utiles

Dans le cas d'une cavité vide idéale, il n'y a pas de pertes à l'intérieur même de la cavité et les pertes ne sont finalement dues qu'aux transmissions des miroirs composant la cavité. Dans notre cavité linéaire, deux miroirs sont à haute réflexion, c'est-à-dire qu'ils n'introduisent (quasiment) pas de pertes ; seul le miroir de sortie a un coefficient de transmission T de $\sim 10\%$ constant sur notre domaine d'étude. Ces pertes utiles peuvent être représentées par le taux de pertes γ_{out} :

$$\gamma_{out} = ISL * T \quad \{4.18\}$$

- Pertes dues au modulateur acousto-optique

Dans un premier temps, la configuration de la cavité faisait intervenir un filtre de Lyot comme élément sélectif large bande ; cependant, nous avons pu constater que le réseau de diffraction formé par la propagation d'une onde acoustique dans le cristal du modulateur possédait des caractéristiques très proches en terme de sélectivité spectrale. Le modèle originel ([Pique&Farinotti2003]) ne s'en trouve donc pas changé et le taux de pertes du réseau $\gamma_{MAO}(\nu)$ s'écrit bien :

$$\gamma_{MAO}(\nu) = \frac{2}{\tau_c} * \ln \left(\frac{1}{\exp \left(- \left(\frac{\pi \cdot \nu}{\Delta \nu_{MAO}} \right) \right)} \right) \quad \{4.19\}$$

où $\Delta \nu_{MAO}$ est la bande passante du réseau acousto-optique.

- Pertes dues à l'étalon Fabry-Perot

Le taux de pertes d'un étalon Fabry-Perot est bien connu et s'écrit :

$$\gamma_{FP}(\nu) = \frac{2}{\tau_c} * \ln \left(1 + \frac{4R}{(1-R^2)} \sin^2 \left(\pi \frac{\nu}{ISL_{FP}} \right) \right) \quad \{4.20\}$$

où R et ISL_{FP} sont respectivement le coefficient de réflexion et l'intervalle spectral libre de l'étalon. Il s'agit de l'élément le plus sélectif de notre cavité ; son rôle va consister à fixer la longueur d'onde absolue du laser ainsi que sa largeur spectrale (voir la partie III.2.3.4).

- Pertes supplémentaires

Ces pertes englobent ici toutes les pertes introduites par la dispersion, les imperfections des différents éléments et par le fait que l'efficacité de diffraction sur le premier ordre du modulateur

n'est pas de 100 %. Elles sont considérées comme indépendantes de la fréquence et on peut les exprimer globalement par le taux γ_c :

$$\gamma_c = ISL * X \tag{4.21}$$

où X représente les pertes de la cavité indépendamment des éléments sélectifs.

Les pertes totales peuvent alors s'exprimer par le taux $\gamma(\nu)$:

$$\gamma(\nu) = \gamma_{out} + \gamma_{FP}(\nu) + \gamma_{MAO}(\nu) + \gamma_c \tag{4.22}$$

La résolution numérique se fait alors en utilisant ce terme de pertes.

IV.3.1.2. La résolution numérique du système

Il s'agit donc de résoudre numériquement le système d'équations déterminé dans la partie IV.3.1.1.3. Afin de ne pas rendre le temps de calcul trop long, on fixe une valeur à N_{ss} ; cela revient véritablement à fixer une puissance de pompe. A partir de cela, le logiciel de calcul Matlab résout de façon numérique l'équation de la densité spectrale de photons en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 5 à pas adaptatif. En faisant plusieurs simulations numériques à partir de ce système, les résultats que l'on obtient concordent avec l'expérience. Cela a été montré par J.P. Pique et S. Farinotti dont les principaux résultats sont exposés sur la Figure 148.

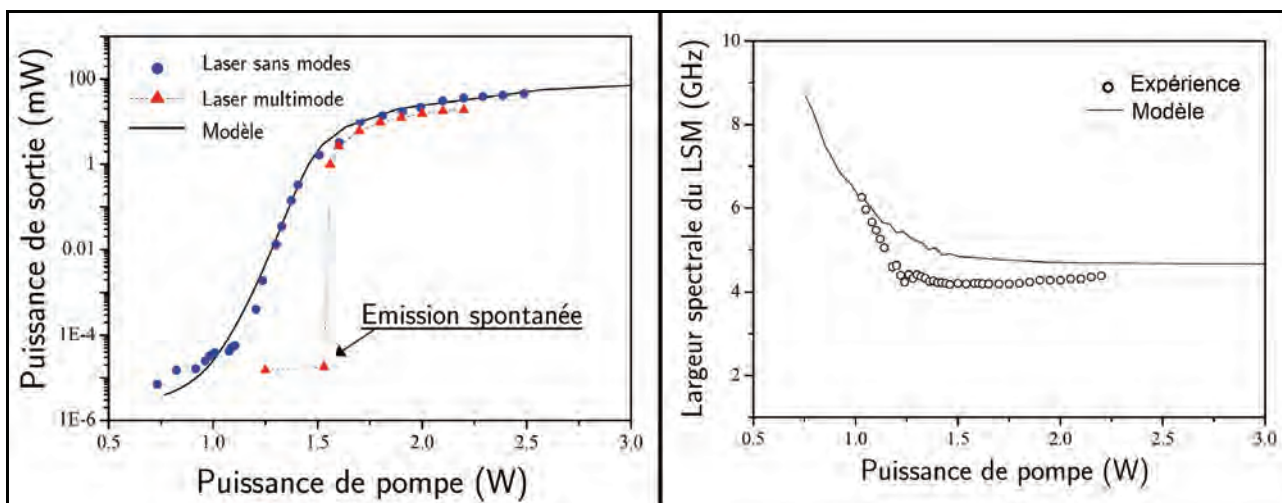


Figure 148 : A gauche : logarithme de la puissance de sortie d'un laser multimode et d'un laser FSF de classe A (le milieu amplificateur est un colorant) en fonction de la puissance de pompe. A droite : largeurs spectrales expérimentales et calculées de notre oscillateur en fonction de la puissance de pompe. Ces deux courbes sont représentatives du comportement d'un laser de classe A (colorant). On constate qu'il n'y a pas de régime chaotique tel que l'on en observe pour un laser de classe B (voir la Figure 147).

Source : [Pique&Farinotti2003].

Dans le cas de notre cavité « sans mode », la puissance de sortie augmente lentement et de façon progressive sur six décades lorsqu'on augmente la puissance de pompe. Le modèle est en accord avec l'expérience. Si on regarde maintenant l'aspect spectral, là encore les simulations - même si elles ne prennent pas en compte la phase du champ - permettent de retrouver les tendances du laser. Expérimentalement, nous avons pu constater que la fréquence de décalage après un aller-retour - $2\nu_a$ - étant incommensurable avec l'intervalle spectral libre de la cavité, il n'y a pas de modes longitudinaux privilégiés et le spectre ne présente donc aucune structure de modes ; le

spectre est continu et sans trou de fréquence sur une large bande spectrale ~ 3 GHz (partie III.2.1.3.1). Les éléments sélectifs de la cavité (MAO et étalon Fabry-Perot) ne servent donc plus uniquement à éliminer le « build-up » des modes voisins, mais aussi à limiter la largeur spectrale du rayonnement laser. Le processus de décalage en fréquence ne se produit que dans la bande permise par l'étalon. On note un seuil de 1,5 W en puissance de pompe au-delà duquel le spectre a une largeur spectrale constante. Ce profil s'explique par le fait que lorsque la puissance de pompe diminue, le gain diminue. Les photons de la cavité font alors un nombre d'allers-retours plus faible. L'affinement spectral dû aux éléments sélectifs de la cavité n'est donc pas aussi prononcé que dans le cas où il y a un grand nombre d'allers-retours (zone où la largeur spectrale est constante, au-delà d'une puissance de pompe de 1,5 W). Par ailleurs, lorsque le nombre d'allers-retours est plus faible, le décalage en fréquence est moins conséquent et le centre de la raie laser est plus proche du centre de la bande passante de l'étalon.

IV.3.1.3. Discussions

Le fait d'avoir la possibilité de simplifier au maximum les équations de base régissant la dynamique de notre cavité a donc permis une résolution numérique efficace et représentative de ce qui a été observé expérimentalement. Ainsi, malgré les nombreuses hypothèses, le modèle développé par Littler et Eschner permet de retrouver les caractéristiques en puissance et spectrales de notre oscillateur laser en régime stationnaire. Il est clair que ce modèle ne peut nullement prétendre à simuler le démarrage du laser mais l'étude de cet aspect ne fait pas partie de nos intérêts premiers. Que se passe-t-il maintenant si on insère le pré-amplificateur intra-cavité ? Le fait d'amplifier à l'intérieur de la cavité nous amène à faire évoluer ce modèle.

IV.3.2. Modèle de la cavité complète « oscillateur et pré-amplificateur »

IV.3.2.1. Définition du système d'équations relatif à la cavité « oscillateur & pré-amplificateur »

Notre laser se révèle atypique puisqu'il dispose en sortie d'une composante continue et d'une composante impulsionnelle. Nous avons vu précédemment que cela était dû à une modulation du gain à l'intérieur de la cavité. Pour modéliser la cavité, nous découplons l'aspect impulsionnel de l'aspect continu. Nous avons donc le modèle que nous avons développé dans la partie IV.3.1 pour décrire le comportement en régime continu de la cavité, et lorsque l'impulsion de pompe arrive sur le pré-amplificateur, nous utilisons un modèle plus complexe que nous avons développé. L'astuce consistant à découpler les deux régimes de fonctionnement est valable puisque entre deux impulsions de pompe, la cavité a largement le temps de retrouver le régime continu stationnaire. En effet, la durée de vie de l'état excité du colorant est très faible (~ 4 ns) au vu du temps entre deux impulsions (~ 60 μ s - le milieu amplificateur répond quasi-instantanément aux fluctuations de pompe).

Cependant, dans la modélisation de la pré-amplification, nous intégrons dans nos équations le fait qu'il existe une composante continue du signal à l'origine des temps ($t=0$). Nous compensons à chaque instant les photons qui sont sortis de la cavité en régime continu - par le biais des pertes utiles (relatives à la transmission du miroir de sortie) - par le même nombre de photons issus du milieu amplificateur et aux caractéristiques identiques. De cette façon, en l'absence d'un signal de pompe en impulsions, le signal de la cavité FSF est continu en intensité et sa largeur spectrale est constante.

Hypothèse : Pour modéliser la génération d'impulsion au sein de la cavité, nous avons émis l'hypothèse que, malgré le fait que notre laser a un spectre large et sans trou de fréquence, il n'y a pas de corrélations entre les fréquences durant l'amplification. Ainsi, chaque échelon de fréquence est traité indépendamment des autres. L'expérience nous a montré que le spectre du rayonnement laser est bien conservé durant l'impulsion et que cette hypothèse n'est donc pas injustifiée (partie III.2.2.2.2). Cette hypothèse acceptée, nous avons pu développer le système d'équations adapté. Afin de traiter la génération d'impulsions, nous utilisons un système tel qu'il est décrit par Lloyd W. Hillman ([Hillman1990]) et repris par M. Laubscher et al ([Laubscher2000]). Il s'agit d'un système à quatre niveaux :

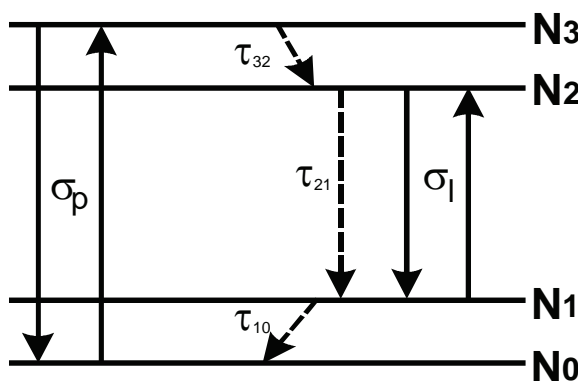


Figure 149 : Diagramme schématisé d'un pseudo-système à quatre niveaux (les transitions des niveaux 3 vers 2 et 1 vers 0 sont très rapides).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_{10}} - I_p \cdot \sigma_p \cdot (N_0 - N_3) \\ \frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_{10}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + I \cdot \sigma_l \cdot (N_2 - N_1) \\ \frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - I \cdot \sigma_l \cdot (N_2 - N_1) \\ \frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{32}} + I_p \cdot \sigma_p \cdot (N_0 - N_3) \end{array} \right. \quad \{4.23\}$$

où N_i est la population du niveau i , τ_{ij} la durée de vie de la transition du niveau i vers le niveau j ($\tau_{21} \equiv \tau_s$) ; σ_l et σ_p sont respectivement la section efficace d'émission pour le faisceau amplifié et la section efficace d'absorption pour le faisceau de pompe. I_p est l'intensité du faisceau de pompe et I est l'intensité du faisceau à l'intérieur de la cavité.

Les transitions non-radiatives du niveau 3 vers le niveau 2 et du niveau 1 vers le niveau 0 étant rapides (quelques picosecondes) en comparaison du temps τ_{21} (quelques nanosecondes), on peut faire des simplifications :

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0 \quad \{4.24\}$$

$$N_1 \ll N_2$$

$$N_3 \ll N_0$$

Cela amène à un système simplifié :

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_2}{\tau_s} - I_p \cdot \sigma_p \cdot N_0 + I \cdot \sigma_l \cdot N_2 \quad \{4.25\}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_0}{dt} \quad \{4.26\}$$

L'évolution de l'intensité du faisceau amplifié est donné par :

$$\frac{dI}{dt} = c \cdot \frac{l}{L} \cdot \sigma_l \cdot N_2 \cdot I - \frac{I}{\tau_p} \quad \{4.27\}$$

Ici, l représente la longueur du milieu amplificateur traversé par le faisceau amplifié, L est la longueur de la cavité et τ_p la durée de vie du photon dans la cavité.

Ces équations de taux permettent de modéliser le comportement d'un laser à une largeur spectrale réduite (raisonnement pour une seule fréquence). Dans notre cas où le rayonnement est assez large en fréquence, il faut y apporter quelques modifications. Le système devient alors dépendant du temps et de la fréquence. On a alors :

$$\begin{aligned} \frac{dN_0(t)}{dt} &= \frac{N_2(t)}{\tau_s} - I_p(t) \cdot \sigma_p(\nu_p) \cdot N_0(t) + \int_{\nu_l} I(\nu_l, t) \cdot \sigma_l(\nu_l) \cdot N_2(t) \cdot d\nu_l \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -\frac{N_2(t)}{\tau_s} + I_p(t) \cdot \sigma_p(\nu_p) \cdot N_0(t) - \int_{\nu_l} I(\nu_l, t) \cdot \sigma_l(\nu_l) \cdot N_2(t) \cdot d\nu_l - N_2(t) \cdot \sigma_{mp}(\nu_p) \cdot I_p(t) \\ \frac{dI(\nu_l, t)}{dt} &= c \cdot \frac{l}{L} \cdot \sigma_l(\nu_l) \cdot N_2(t) \cdot I(\nu_l, t) - \frac{I(\nu_l, t)}{\tau_p(\nu_l)} + \frac{I_0(\nu_l)}{\tau_p(\nu_l)} \end{aligned} \quad \{4.28\}$$

Dans la résolution numérique de ce système, nous avons alors autant d'équations $\frac{dI(t)}{dt}$ qu'il y a d'échelons en fréquence traités.

On constate par ailleurs la présence du terme $\frac{I_0(\nu_l)}{\tau_p(\nu_l)}$ qui est la composante continue du signal laser.

Le terme $I_0(\nu_l)$ représente en fait l'intensité produite par l'oscillateur continu. Dans ce cas, elle est calculée par le modèle de l'oscillateur continu, et dépend bien évidemment de la fréquence.

Pour pouvoir modéliser correctement, on introduit un terme de section efficace $\sigma_{mp}(\nu_p)$ représentant des effets parasites, c'est-à-dire les effets qui entraînent une diminution du rendement du système. On considère deux phénomènes : l'excitation multiphotonique et la relaxation d'un état singulet vers un état triplet peuvent avoir des effets non négligeables dans notre pseudo-système à quatre niveaux (bien que dans les pyrrométhènes, le couplage de l'état S_l vers l'état T_l est beaucoup plus faible que dans une molécule de Rhodamine). La littérature nous montre qu'une

molécule excitée dans de tels états (S_n / T_n où n est un nombre entier élevé supérieur à 1) met un certain temps à retrouver son état fondamental S_0 .

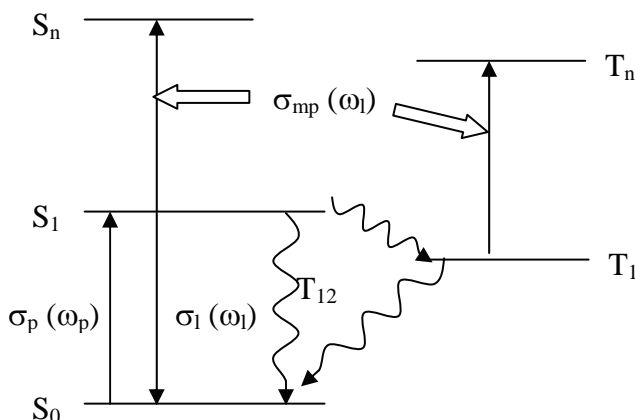


Figure 150 : Diagramme énergétique d'un pseudo-système à quatre niveaux prenant en compte l'excitation multiphotonique et la relaxation vers les états triplets. Le niveau S_0 est le niveau fondamental et le niveau S_1 est l'état excité. Le niveau S_n représente les niveaux singulets supérieurs en énergie au niveau S_1 . Le niveau T_1 est un état triplet. Le niveau T_n représente les niveaux triplets supérieurs en énergie au niveau T_1 .

Ce temps est supérieur à 100 μs dans les pyrrométhènes, ce qui revient à dire qu'une molécule se retrouvant dans cet état ne peut plus intervenir dans le processus d'émission stimulée puisque la durée d'impulsion que nous imposons dans le modèle est de quelques dizaines de nanosecondes. Donc l'astuce du modèle, consistant véritablement à évincer du système atomique toutes les molécules ayant été soumises aux phénomènes d'absorption par des états excités (« excited-state absorption » des états S_n/T_n où $n > 1$) et d'absorption par des états triplets, donne une représentation correcte de l'évolution du système. On peut par ailleurs ajouter à ce terme la contribution d'une lentille thermique susceptible de se former dans le milieu à gain du pré-amplificateur et qui amène donc des pertes dans la cavité (plus la puissance augmente et plus les pertes sont importantes). On obtient au final un système intégral-différentiel dissipatif (les atomes dans les états S_n/T_n où $n > 1$ étant considérés comme perdus) à partir duquel on effectue des simulations.

IV.3.2.2. La résolution numérique du système

IV.3.2.2.1. Modèle : Equations de pompage et équations des champs

Le but ici est donc de résoudre de façon numérique le système d'équations {4.28}. Nous venons de voir que les équations de taux prennent en compte le fait que le spectre en sortie du LSM est large bande. Numériquement, on traduit cela en distribuant l'intensité sur un certain nombre d'échelons en fréquence. Durant l'amplification, nous faisons l'hypothèse que ces échelons en fréquence n'ont aucune corrélation entre eux ; ainsi, nous traitons une opération d'amplification pour chaque échelon en fréquence. La fréquence et le temps sont donc discrétisés et on a respectivement $\nu_i = i.\delta\nu$ et $t_j = j.\delta t$.

Par ailleurs, pour une meilleure compréhension de l'opération d'amplification, on travaille désormais avec des densités spectrales de photons $n(\nu)$ (l'intensité étant liée au nombre de photons

par la relation $I(\nu) = n(\nu).h.\nu$ où $h.\nu$ est l'énergie d'un photon de fréquence ν). Notre équation d'évolution de la densité spectrale de photons s'écrit donc :

$$\frac{\delta n(\nu_i, t_j)}{\delta t} = c. \frac{l}{L} . \sigma_l(\nu_l) . N_2(t_j) . n(\nu_i, t_j) - \frac{n(\nu_i, t_j)}{\tau_p(\nu_i)} + \frac{n_0(\nu_i, t_j)}{\tau_p(\nu_i)} \quad \{4.29\}$$

où les paramètres c (vitesse de la lumière), l (largeur du milieu amplificateur), L (longueur de la cavité) et $\sigma_l(\nu_l)$ (section efficace d'émission - pour tout i , $\sigma_l(\nu_i) \equiv \sigma_l(\nu_l)$ - elle est considérée constante sur la largeur spectrale traitée) sont constants quel que soit le temps ou la fréquence. Le paramètre $\tau_p(\nu_i)$ représente la durée de vie d'un photon de fréquence ν_i à l'intérieur de la cavité. Celui-ci est donc inversement proportionnel aux pertes $\gamma(\nu_i)$ et varie sur la plage spectrale étudiée (variations dues principalement à la fonction de transmission de l'étalon Fabry-Perot). Ces pertes ont été évaluées pour l'oscillateur « sans mode » dans le travail de J.P. Pique et S. Farinotti [Pique&Farinotti2003], et ont été réévaluées puisqu'en introduisant un élément supplémentaire (le pré-amplificateur), on a ajouté des pertes inutiles au système.

Le paramètre $n_0(\nu_i, t_j)$ représente quant à lui les photons injectés de façon continue par le milieu amplificateur de l'oscillateur « sans mode » (sans pré-amplification intra-cavité). Sa valeur, calculée à partir du modèle de l'oscillateur « sans mode » continu, est fonction bien évidemment de la fréquence (ce terme étant par ailleurs supposé constant durant l'opération d'amplification, il peut aussi bien s'écrire sous la forme $n_0(\nu_i)$).

Nous avons ensuite les équations d'évolution des populations du niveau fondamental et du niveau excité :

$$\frac{\delta N_0(t_j)}{\delta t} = \underbrace{\frac{N_2(t_j)}{\tau_s}}_{\text{Emission spontanée}} - \underbrace{n_p(t_j) . \sigma_p(\nu_p) . N_0(t_j)}_{\text{Pompage}} + \underbrace{\sum_i (n(\nu_i, t_j) . \sigma_l(\nu_l) . N_2(t_j) . \delta\nu)}_{\text{Emission stimulée}} \quad \{4.30\}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta N_2(t_j)}{\delta t} = & \underbrace{-\frac{N_2(t_j)}{\tau_s}}_{\text{Emission spontanée}} + \underbrace{n_p(t_j) . \sigma_p(\nu_p) . N_0(t_j)}_{\text{Pompage}} - \underbrace{\sum_i (n(\nu_i, t_j) . \sigma_l(\nu_l) . N_2(t_j) . \delta\nu)}_{\text{Emission stimulée}} \\ & - \underbrace{N_2(t_j) . \sigma_{mp}(\nu_p) . n_p(t_j)}_{\text{Absorption multiphotonique}} \end{aligned} \quad \{4.31\}$$

où les paramètres τ_s (durée de vie de la transition du niveau 2 au niveau 1) et $\sigma_p(\nu_p)$ (section efficace d'absorption) sont constants. Le paramètre n_p est le terme de densité de photons du faisceau de pompe et varie selon j (indice du temps) puisque le pompage est impulsionnel (l'impulsion est considérée comme étant une gaussienne ; c'est très proche de ce que nous avons expérimentalement).

La variable $N_2(t_j)$ indique le nombre d'atomes de colorant dans l'état excité. Celui-ci évolue avec le temps (on a un pompage impulsionnel) mais reste identique, à un temps t_j donné, pour toutes les équations d'évolution temporelle des densités spectrales de photons. Cela est tout à fait logique puisqu'on suppose que toutes les fréquences sont amplifiées en même temps et que le gain est homogène (pas de « Hole burning »). Par conséquent, on retrouve dans les équations de pompage la contribution de la somme des densités spectrales de photons pour le processus d'émission

stimulée (le gain est considéré comme totalement homogène). Elle s'écrit sous la forme : $\sum_i (n(\nu_i, t_j) \cdot \sigma_i(\nu_i) \cdot N_2(t_j) \cdot \delta\nu)$.

On retrouve, au final, dans l'équation d'évolution du niveau excité tous les termes vus dans l'équation $\frac{\delta N_0(t_j)}{\delta t}$ (puisque dans un système parfait, $\frac{dN_0}{dt} = -\frac{dN_2}{dt}$) auxquels on rajoute l'influence d'un paramètre représentant les phénomènes parasites que sont l'excitation multiphotonique et la relaxation d'un état singulet vers un état triplet. Ce dernier est défini comme une section efficace d'absorption du faisceau de pompe $\sigma_{mp}(\nu_p)$. On note que le terme représentant les absorptions parasites du faisceau de pompe n'est pris en compte que dans les équations de pompage relative à l'état excité $\frac{\delta N_2(t_j)}{\delta t}$. En effet, nous avons vu que les temps qui interviennent dans ces processus indésirables sont très longs ($> \mu s$) en comparaison de la durée d'une impulsion (80 ns). Par conséquent, les molécules se retrouvant dans des états parasites (états S_n/T_n où $n > 1$) ne se retrouvent plus dans l'état fondamental S_0 durant toute l'opération d'amplification. Elles sont donc perdues pour le système. C'est pourquoi on ne retrouve pas le terme $N_2(t_j) \cdot \sigma_{mp}(\nu_p) \cdot n_p(t_j)$ dans les équations de pompage relative à l'état fondamental $\frac{\delta N_0(t_j)}{\delta t}$. Le système est donc *dissipatif* puisqu'il perd des molécules au cours du temps, molécules qui ne seront pas réintégrées par la suite.

IV.3.2.2.2. Conditions préalables et ajustement des paramètres pour la résolution numérique

Avec ces trois équations ($\{4.29\}$, $\{4.30\}$, $\{4.31\}$), il nous est désormais possible de simuler l'amplification intra-cavité. Les valeurs des paramètres en jeu sont définies dans le tableau 1. Nous calculons le spectre sur une plage en fréquence comprise entre $[-0.1 \cdot ISL_{FP} ; +0.1 \cdot ISL_{FP}]$. Le pas en fréquence $\delta\nu$ est fixé à 45 MHz. La simulation de l'amplification se fait pas à pas sur un intervalle temporel de 1000 ns avec un pas de 1 nanoseconde ($\delta t = 1 ns$). Le programme nous permet de résoudre de façon numérique le système intégro-différentiel à $(2+j)$ équations (les deux équations des taux de pompage et les j équations des densités spectrales de photons à l'intérieur de la cavité « sans mode »). On utilise pour cela la méthode de Runge-Kutta d'ordre 5 (on fixe ici le pas à 1 nanoseconde). A partir de cette résolution numérique, nous pouvons alors réaliser les évolutions de la densité de puissance intra-cavité et des populations du niveau fondamental et du niveau excité. A partir de cela, nous pouvons aussi tracer l'évolution de l'énergie de l'impulsion en sortie du laser FSF pré-amplifié en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe, et le spectre du rayonnement dans sa composante impulsionnelle.

Tableau 10 : Valeurs des paramètres utilisés dans le modèle numérique. La plupart ont été évaluées dans la publication [Pique&Farinotti2003].

	Paramètres	Valeurs	Ajusté par le modèle
Longueur du milieu amplificateur	l	0.1 cm	/
Longueur de la cavité	L	60 cm	/
Section efficace d'émission à 589 nm	$\sigma_l(\nu_l)$	$1.27 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	/
Section efficace d'absorption à 532 nm	$\sigma_p(\nu_p)$	$3.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	/
Section efficace d'absorption multiphotonique à 532 nm	$\sigma_{mp}(\nu_p)$	$0.22 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	oui
Durée de vie de l'état excité	τ_s	3.7 ns	/
Waist intra-cavité	w	0.025 cm	/
Longueur d'onde laser	λ_l	589 nm	/
Longueur d'onde de pompe	λ_p	532 nm	/
Durée d'un aller-retour dans la cavité	τ_c	3,53 ns	/
Bande passante du réseau de l'AO	$\Delta\nu_{MAO}$	1800 GHz	/
ISL de l'étalon	ISL_{FP}	225 GHz	/
Coefficient de réflexion de l'étalon	R (FP)	32 %	/
Pertes inutiles de la cavité	X	10 %	/
Pertes utiles de la cavité	T	10 %	/

IV.3.2.2.3. Calculs et tracés des différentes grandeurs en jeu

- Evolution de l'intensité en sortie de la cavité

Pour visualiser l'opération d'amplification, nous effectuons un tracé de l'intensité en sortie de la cavité. A chaque pas temporel, la densité totale de photons $n_{tot}(t_j)$ au sein de la cavité est la somme des densités spectrales de photons. On intègre donc sur tout le spectre. Numériquement, cela s'écrit de la façon suivante : $n_{tot}(t_j) = \sum_i n(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu$. Connaissant cela, nous pouvons calculer l'intensité de sortie I_{out} à chaque instant (c'est-à-dire à chaque pas δt). Celle-ci est donnée par la formule :

$$I_{out}(t_j) = \frac{T}{2} \cdot A_{mode} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_l} \cdot n_{tot}(t_j) = \frac{T}{2} \cdot A_{mode} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_l} \cdot \sum_i n(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu \quad \{4.32\}$$

où T est la transmission du miroir de sortie, A_{mode} est l'aire du mode spatial du faisceau intra-cavité et $\frac{h \cdot c}{\lambda_l}$ est l'énergie d'un photon de longueur d'onde λ_l . Le facteur $\frac{1}{2}$ est dû au fait que les photons circulent dans les deux sens dans notre cavité (ce qui n'est pas le cas d'une cavité en anneau). Le tracé de l'intensité de sortie en fonction du temps nous permet donc de voir le profil de l'impulsion (Figure 151).

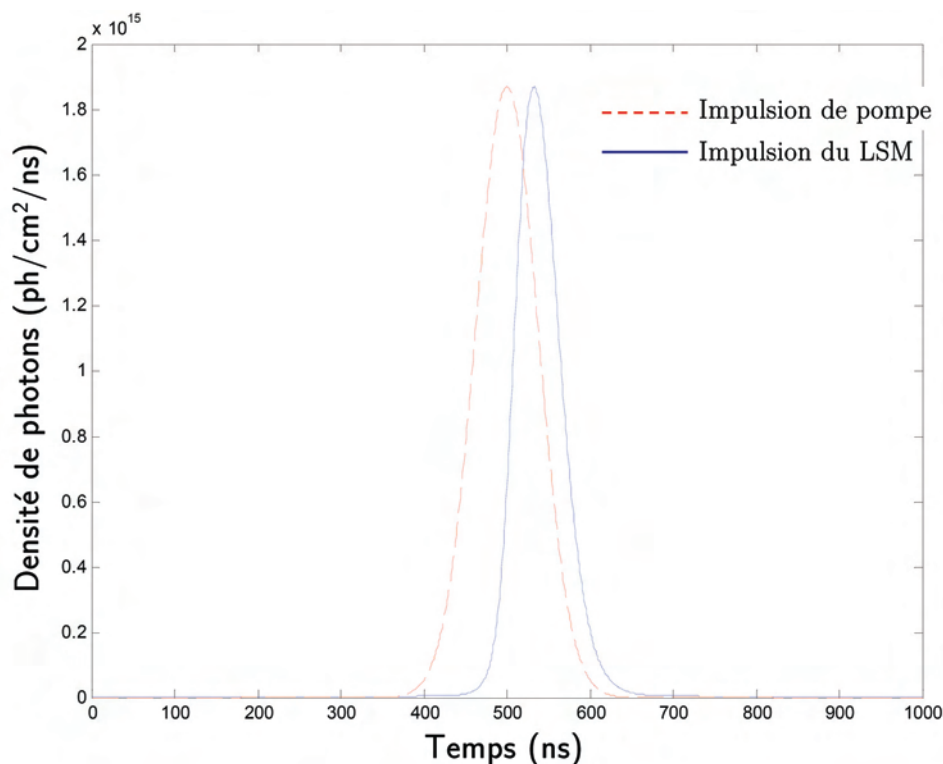


Figure 151 : Exemple de tracé d’une impulsion. L’impulsion de pompe (en pointillés) est une gaussienne centrée sur 500 ns (normalisée à l’intensité de l’impulsion du laser FSF). L’impulsion correspondante du laser FSF (tracé plein) est décalée dans le temps et a une largeur réduite par rapport à l’impulsion de pompe.

De plus, le programme nous permet de calculer l’énergie comprise dans cette impulsion.

- Calcul de l’énergie comprise dans une impulsion en sortie du laser FSF. Tracé de son évolution en fonction de l’énergie de l’impulsion de pompe

Nous voulons calculer l’énergie d’une impulsion du laser. Comme nous connaissons l’évolution de l’intensité de sortie au cours du temps, il nous suffit d’intégrer sur la plage fixée (1000 ns) pour obtenir l’énergie délivrée par le laser sur cette période. Connaissant cette valeur, il suffit d’y soustraire la valeur énergétique du fond continu sur cette même période pour déterminer la valeur d’une impulsion laser. Cela s’écrit sous la forme :

$$E = \sum_j I_{out}(t_j) - \sum_j \left(\frac{T}{2} \cdot A_{mode} \cdot \frac{h.c}{\lambda_l} \cdot \sum_i n_0(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu \right) \quad \{4.33\}$$

Si on fait ce calcul pour différentes énergies d’impulsion de pompe, on obtient alors un profil (Figure 111) qui est en accord avec ce que nous observons expérimentalement.

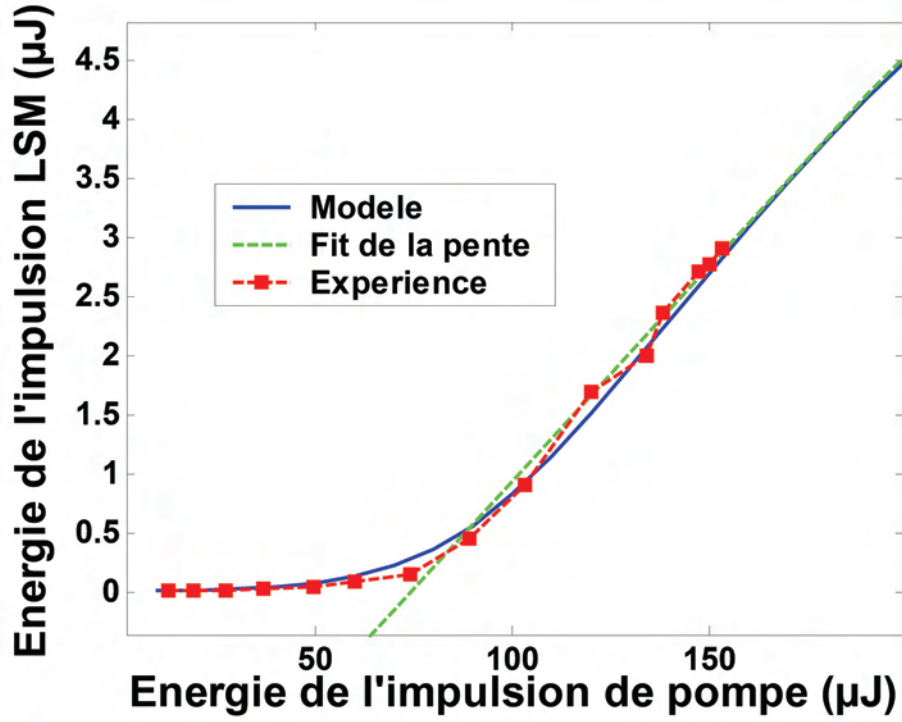


Figure 152 : Tracé de l'énergie par impulsion du LSM en fonction de l'énergie par impulsion de pompe : comparaison entre les données expérimentales et les données du modèle.

- Calcul des densités spectrales de puissance durant l'impulsion. Tracé du spectre

Une autre grandeur mesurable et que nous pouvons modéliser est la densité spectrale de puissance durant l'impulsion. Pour cela, nous intégrons pour chaque échelon en fréquence les photons compris sur la plage temporelle fixée (1000 ns), en retranchant pour chaque échelon en fréquence les photons issus du fond continu. Nous obtenons ainsi une densité de photons pour chaque pas de fréquence, qui est issue uniquement de l'amplification intra-cavité. Il suffit alors de multiplier chaque densité de photons par l'énergie d'un photon $\frac{h.c}{\lambda_i}$ pour obtenir la densité de puissance $I_{pulse}(\nu_i)$. La formule est la suivante :

$$I_{pulse}(\nu_i) = \frac{h.c}{\lambda_i} \cdot \left\{ \sum_j n(\nu_i, t_j) - \sum_j n_0(\nu_i, t_j) \right\} \quad \{4.34\}$$

Afin de comparer le spectre du laser dans son fonctionnement en continu ($I_0(\nu_i)$, calculé par le modèle de l'oscillateur FSF) et pendant son opération d'amplification ($I_{pulse}(\nu_i)$), on les visualise sur un même graphique. On peut noter que les deux spectres ont des largeurs à mi-hauteur quasi-identiques (Figure 153). C'est ce que nous avons constaté expérimentalement (Figure 109). Ce point était primordial dans la conception du pré-amplificateur puisque le spectre doit avoir une largeur bien définie pour permettre une excitation optimale des atomes sodium mésosphériques (voir la partie II.2.3).

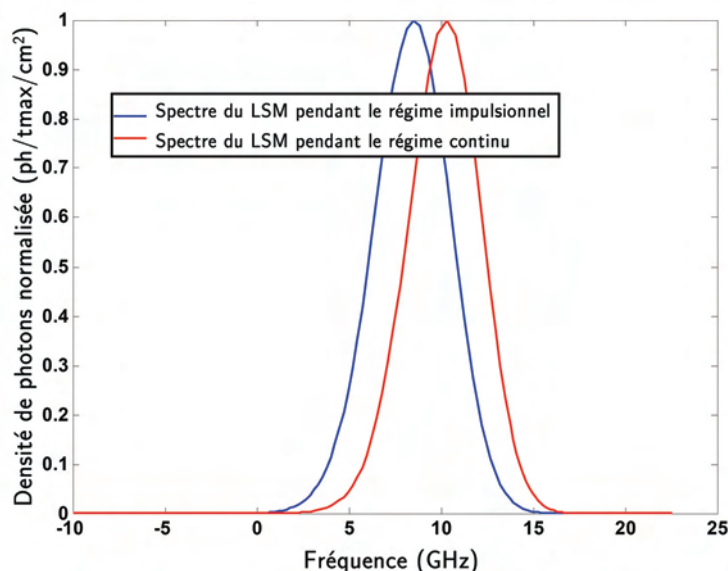


Figure 153 : Spectres simulés du signal laser FSF dans sa composante continue et dans sa composante impulsionnelle. Les deux largeurs à mi-hauteur sont quasi-identiques et les profils sont semblables. On remarque un décalage du spectre pendant la pré-amplification (comme nous l'avons constaté expérimentalement).

La seconde observation que l'on peut faire à partir de cette figure est le décalage du spectre. Cet effet a aussi été visualisé avec un monochromateur (Figure 110), et n'est en aucun cas un souci pour nous. En effet, pour remédier à ce décalage, il suffit de le compenser en jouant sur l'angle d'inclinaison de l'étalon Fabry-Perot. D'un point de vue pratique, cela revient à ajuster la longueur d'onde du laser sur la transition du sodium lorsque le pré-amplificateur fonctionne.

Il est à noter que l'énergie E d'une impulsion du laser peut aussi être calculée à partir des densités spectrales de puissance $I_{pulse}(\nu_i)$. Elle s'écrit alors sous la forme :

$$E = \frac{T}{2} \cdot A_{mode} \cdot \sum_i I_{pulse}(\nu_i) \cdot \delta\nu \tag{4.35}$$

- Calcul et tracé du gain de pré-amplification

Dans tout système d'amplification, il est nécessaire de regarder le gain associé. Dans ce type de pré-amplification, le système bénéficie d'un champ continu intra-cavité qui est relativement important. Comme dans un pré-amplificateur classique, le gain est défini comme étant le rapport entre l'énergie du signal pré-amplifié et l'énergie du signal avant pré-amplification.

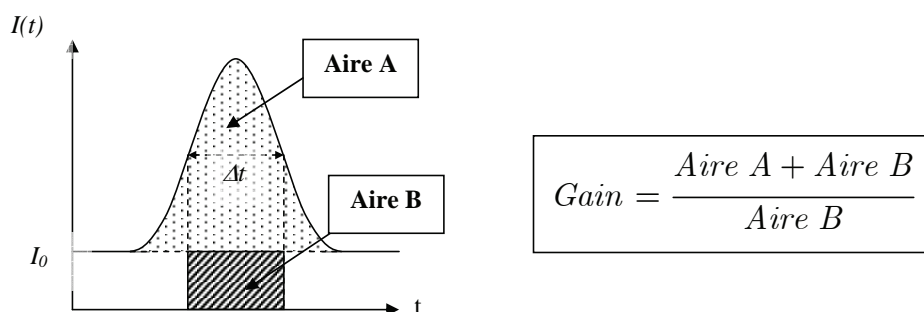


Figure 154 : Définition du gain dans une opération d'amplification. Dans notre cas, il est défini comme le rapport entre l'énergie d'une impulsion en sortie du laser FSF et l'énergie comprise dans la partie continue durant la même durée d'impulsion.

Pour exprimer numériquement le calcul, on pose :

$$I_0(t_j) = \frac{T}{2} \cdot A_{\text{mode}} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_l} \cdot \sum_i n_0(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu \quad \{4.36\}$$

La valeur du fond continu étant constante pendant l'opération d'amplification, elle est indépendante du temps et on peut donc dire que $I_0(t_j) \equiv I_0$. L'énergie E_0 comprise dans la partie continue du signal pendant la durée de l'impulsion Δt (largeur FWHM de l'impulsion laser) est donnée par la formule suivante :

$$E_0 = I_0 \cdot \Delta t = \left(\frac{T}{2} \cdot A_{\text{mode}} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_l} \cdot \sum_i n_0(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu \right) \cdot \Delta t \quad \{4.37\}$$

Le gain s'écrit ainsi de la façon suivante:

$$\text{Gain} = \frac{E + E_0}{E_0} \quad \{4.38\}$$

On trace alors l'évolution du gain en fonction de différentes énergies d'impulsion de pompe. On obtient le graphique qui suit :

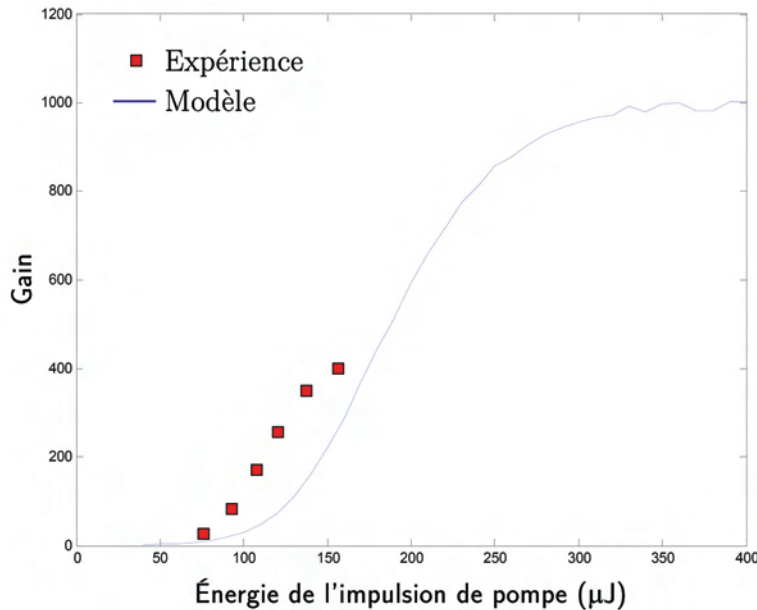


Figure 155 : Evolution du gain en fonction de l'énergie de pompe ($\delta t_{\text{pompe}} = 85$ ns). On remarque que le gain théorique commence à saturer pour une énergie de pompe proche de 250 μJ et que le palier est atteint pour 300 μJ (soit ~ 5 W de pompe à 17 kHz). Le faible écart (quasi-constant) entre théorie et modèle peut provenir du fait que la valeur du fond continu (pris en compte dans le calcul du gain) n'est pas identique dans les deux cas.

IV.3.2.2.4. Question de la largeur d'impulsion de pompe

Le modèle donnant des résultats cohérents avec l'expérience, nous avons réalisé une étude mettant en jeu la largeur d'impulsion de pompe.

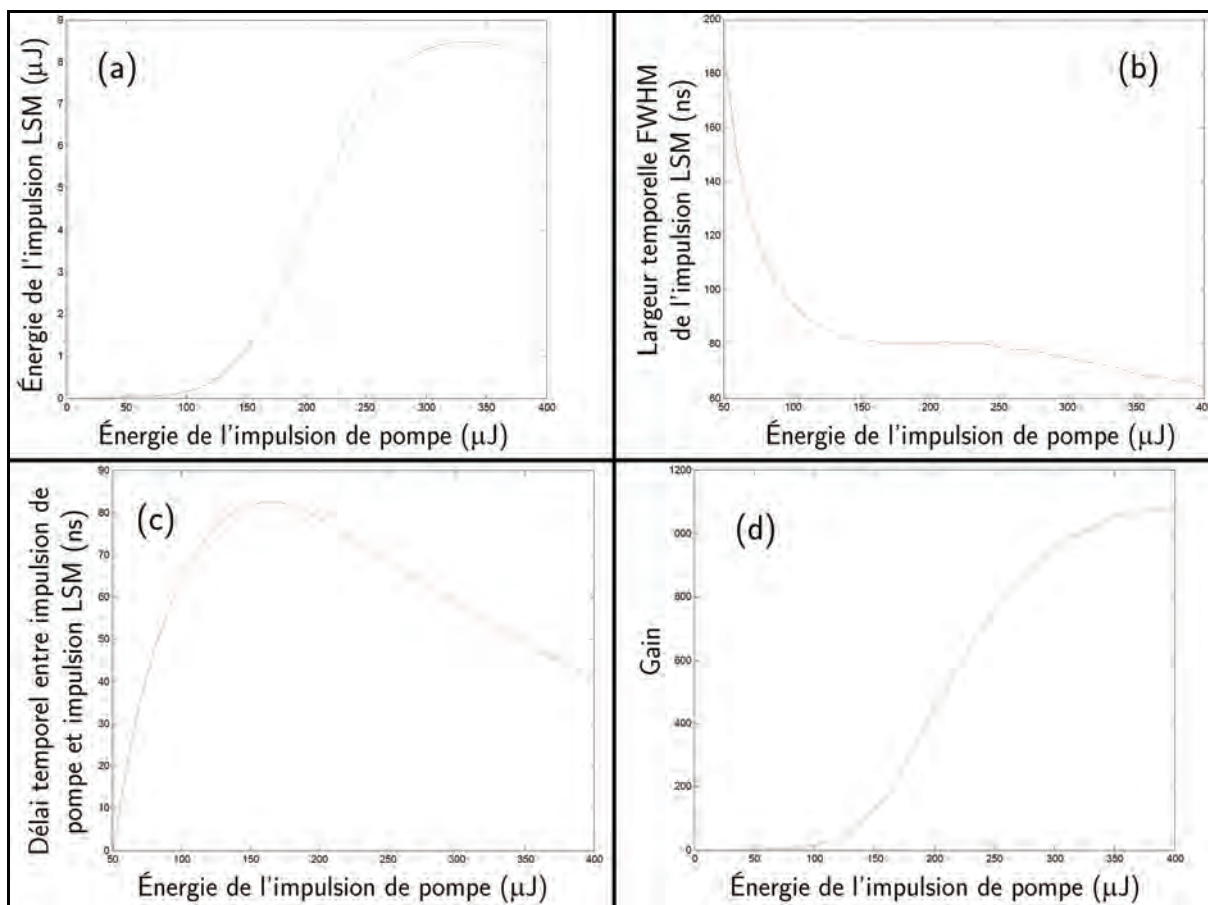


Figure 156 : Sont représentées sur cette figure les évolutions des principaux paramètres de notre cavité en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe lorsque celle-ci a une largeur de 100 ns. On a ainsi l'énergie de l'impulsion LSM (a), la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion LSM (b), le délai temporel entre l'impulsion de pompe et l'impulsion du LSM (c) et le gain du laser en régime impulsionnel (d). Ces simulations ont été réalisées pour plusieurs valeurs de largeur d'impulsion de pompe.

Nous avons donc tracé différents paramètres pour plusieurs largeurs d'impulsion de pompe. Un exemple est donné sur la Figure 156. Suite à ces séries de simulations, nous avons ainsi pu obtenir des estimations quant à la valeur de la largeur d'impulsion de pompe (Figure 157). Ceci est important car il est nécessaire de faire fonctionner notre LSM avec des caractéristiques qui seront accordées avec celles de notre amplificateur. On peut donc regarder quelle largeur de pompe conviendrait pour que la largeur d'impulsion du LSM soit sensiblement supérieure à la durée de l'impulsion de pompe de l'amplificateur (condition pour une bonne amplification). Ainsi fait, il est alors possible de déterminer l'énergie de l'impulsion de pompe (et par conséquent, la puissance moyenne de pompe) qu'il convient de délivrer afin d'obtenir une énergie maximale en sortie du LSM.

Dans notre cas où l'impulsion de pompe de l'amplificateur est proche de ~ 50 ns (quel que soit le laser utilisé), et en prenant en compte le « jitter » temporel qu'introduit principalement le laser de pompe du pré-amplificateur, il faudrait que la largeur temporelle du LSM soit proche de 65 ns. L'impulsion de pompe du pré-amplificateur amenant à un tel résultat devrait donc avoir une largeur proche des 90 ns. Dans ces conditions, l'énergie maximale obtenue devrait être de l'ordre de 7,5 μJ pour une puissance de pompe de 5 W à 17 kHz.

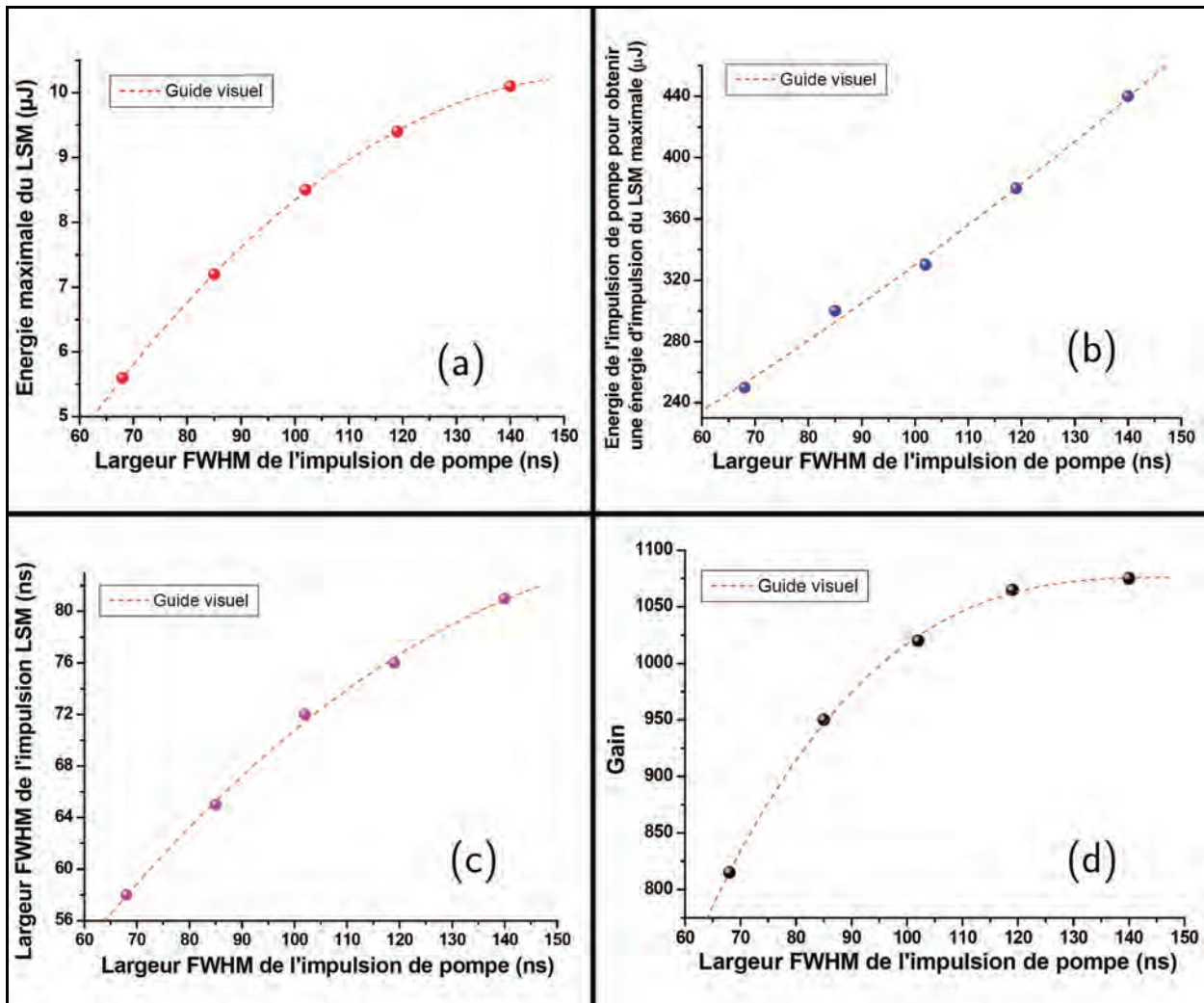


Figure 157 : Variations (simulées) des différents paramètres de la cavité lorsque l'on fait varier la largeur de l'impulsion de pompe. On peut observer ici les tendances concernant l'énergie maximale d'une impulsion en sortie du LSM (a), l'énergie de l'impulsion de pompe nécessaire pour atteindre cette énergie maximale (b), la largeur de l'impulsion du LSM quand elle atteint l'énergie maximale (c) et le gain, toujours dans le cas où l'énergie maximale est obtenue (d).

IV.3.2.3. Discussions

Le modèle développé ici permet de rendre compte exclusivement du comportement de la cavité lorsque l'on amplifie un signal continu et spectralement défini (on amplifie en fait le rayonnement laser lorsque celui-ci est à l'état stationnaire ; le spectre est donc déjà formé). La quantité de photons « injectés » dans le milieu à gain à chaque instant (provenant du régime continu) est bien plus importante que la contribution de l'émission spontanée ; c'est donc elle qui va imposer l'allure spectrale du rayonnement laser. L'émission spontanée, bien que prise en compte dans les équations, ne joue véritablement aucun rôle dans notre modèle de pré-amplification. C'est pourquoi ce modèle ne peut être de quelque façon que ce soit un outil pour la modélisation de l'oscillateur pompé uniquement en impulsions puisque dans ce cas-là, il est nécessaire de prendre en compte à la fois l'émission spontanée (responsable du démarrage du laser et de son auto-entretien¹ – sans émission spontanée, le laser s'arrête de fonctionner une fois que tous les photons ont été éjectés de la bande passante de l'étalon après décalages successifs en fréquence) et le décalage en fréquence car il n'y a

¹ Les lasers FSF sont souvent considérés comme des amplificateurs régénératifs de l'émission spontanée.

aucun signal de référence (pré-formaté) à amplifier. Il convient donc de développer un modèle, qui diffère sur certains points des précédents modèles, afin de simuler correctement le comportement du laser « sans mode » pompé uniquement en impulsions.

IV.3.3. Modèle général d'un laser à décalage de fréquence intra-cavité : prospections sur de nouveaux types de lasers

Nous avons pu voir que les modèles développés pour simuler les comportements de notre cavité à différents stades de son évolution (« oscillateur » puis « oscillateur&pré-amplificateur ») permettaient, malgré plusieurs hypothèses, de rendre compte de façon satisfaisante de ce que nous avons observé expérimentalement. Cependant, en vue d'étudier de nouvelles possibilités (c'est-à-dire de prospecter sur de nouveaux milieux à gain, principalement « tout-solide ») et de modéliser le LSM lorsqu'il n'est pompé qu'en impulsions, nous avons réalisé un modèle numérique complet et général visant à décrire la dynamique spectro-temporelle de tous types de lasers. Celui-ci permet de prendre en compte le décalage en fréquence et l'émission spontanée, deux phénomènes importants qui n'étaient pris en compte que de façon détournée dans les modèles précédents.

IV.3.3.1. Les différents milieux amplificateurs envisageables

Les lasers FSF ont connu une évolution intéressante au cours des quinze dernières années. Comme nous l'avons vu, ils trouvent une utilité dans de nombreux domaines. Par conséquent, différents systèmes FSF ont été imaginés et décrits. Un grand nombre de milieux amplificateurs ont donc été utilisés dans la conception de ces systèmes. On peut relever de nombreuses études concernant le Ti :Sa ou utilisant des fibres dopées. Cependant, peu d'investigations concernent les cristaux dopés au Néodyme (Nd :YAG, Nd :YLF, Nd :YVO₄ – voir le Tableau 11). Il existe en tous cas des solutions alternatives à l'utilisation d'un colorant qui, rappelons-le, ont tout de même deux inconvénients majeurs :

- ils nécessitent la manipulation de volumes importants de produits chimiques (aux caractéristiques parfois inconnues – Pyrrométhènes, PPH). Ce point est bien entendu négatif en vue de l'installation sur un site astronomique où la sécurité joue un rôle important.
- les colorants ont des durées de vie limitées. Ce point n'est pas à négliger dans le cadre de notre projet puisque les expériences menées avec le laser auront des temps très longs. Les facteurs qui limitent la durée de vie d'un laser à colorant sont la dégradation chimique et photochimique de ce colorant en solution. Ces dégradations peuvent être dues à un processus chimique induit thermiquement (dû au réchauffement du colorant par le faisceau de pompe) et/ou par un effet photochimique dû au fonctionnement laser. La durée de vie d'un colorant s'exprime en watt-heures et est généralement déterminée de façon empirique (car elle dépend de nombreux paramètres comme par exemple les matériaux utilisés dans le circulateur) [Hollberg1990].

Il est donc important de s'intéresser à de nouvelles possibilités. Evidemment, faute de ne pouvoir expérimenter chaque milieu amplificateur (dont bon nombre ne conviendrait pas dans notre application, principalement parce que leurs longueurs d'onde de fonctionnement ne correspondraient pas), le seul moyen d'apprécier leurs comportements consiste donc à réaliser des simulations avec notre modèle général. On peut tout de même penser à réaliser un système à addition de fréquence entre un Ti :Sa à 869 nm et la raie à 532 nm du YAG pour délivrer un signal à 330 nm ($1/869+1/532=1/330$).

Tableau 11 : Enumération des différents paramètres relatifs à plusieurs milieux amplificateurs. Ces milieux ont des durées de vie de l'état excité très importantes (>microseconde) et sont donc considérés comme des milieux laser de classe B. Source : [Stellpflug2003].

		Ti:Sa	Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YVO ₄	unités
η	Efficacité de pompe	70	70	70	70	%
τ_{sp}	Durée de vie de l'état excité	3,2	230	500	95	μs
$\Delta\nu_{gain}$	Largeur de la courbe de gain	10^5	159	359	275	GHz
σ	Section efficace d'émission	3,5	2,8	2,0	3,5	10^{-19} cm^2
λ_p	Longueur d'onde de pompe	500	807,5	800	808	nm
λ	Longueur d'onde laser	760	1064	1047	1064	nm

IV.3.3.2. Définition du système d'équations relatif à un oscillateur à décalage de fréquence intra-cavité

Le modèle développé s'inspire directement de celui de l'article de Stellpflug et al. [Stellpflug2003]. Celui-ci utilise un couple d'équations différentielles qu'il résout de façon numérique. La discrétisation du temps et de la fréquence n'est pas réalisée de façon anodine. En effet, le pas concernant ces deux grandeurs est constant et on a $\delta t = 0,1 * \tau_c$ (τ_c étant la durée d'un aller-retour dans la cavité) et $\delta\nu = 2 * \nu_a$ (ν_a étant la fréquence de décalage). Afin de simuler un décalage en fréquence, on utilise alors une astuce : tous les $10 \delta t$, c'est-à-dire le temps d'un aller-retour dans la cavité, on va décaler d'un échelon en fréquence tout le vecteur relatif au dernier pas temporel ($n(\nu_i, t_{j+1}) \rightarrow n(\nu_{i+1}, t_{j+1})$). De cette façon, la densité spectrale de photons est décalée de $2\nu_a$ après chaque aller-retour dans la cavité, ce qui est représentatif au mieux du décalage en fréquence. Les deux équations qui régissent le comportement du laser sont les suivantes :

$$\frac{\delta N(t_j)}{\delta t} = \underbrace{\eta \frac{\lambda_p P_p}{hc}}_{\text{Pompage}} - \underbrace{\frac{N(t_j)}{\tau_s}}_{\text{Emission spontanée}} - \underbrace{N(t_j) \sum_i B(\nu_i) n(\nu_i, t_j) \delta\nu}_{\text{Emission stimulée}} \quad \{4.39\}$$

où $N(t_j)$ est l'inversion de population au temps t_j , η est l'efficacité d'absorption de la puissance de pompe P_p (en watts), λ_p est la longueur d'onde du faisceau de pompe et $B(\nu_i)$ est le coefficient d'émission stimulée ;

$$\frac{\delta n(\nu_i, t_j)}{\delta t} = \underbrace{B(\nu_i) \cdot N(t_j) \cdot n(\nu_i, t_j)}_{\text{Emission stimulée}} - \underbrace{\frac{\gamma(\nu_i)}{\tau_c} n(\nu_i, t_j)}_{\text{Pertes}} + \underbrace{A(\nu_i) \cdot N(t_j)}_{\text{Emission spontanée}} \quad \{4.40\}$$

où $\gamma(\nu_i)$ représente les pertes de la cavité en un aller-retour et $A(\nu_i)$ est le coefficient d'émission spontanée.

Dans l'équation {4.40}, on voit apparaître de manière respective le terme d'émission stimulée, les pertes de la cavité et l'émission spontanée. Ce dernier terme est important car il est la cause du démarrage laser ; il n'est donc pas à négliger. Le paramètre $A(\nu_i)$, de la même façon que pour un laser conventionnel, peut être déterminé à partir du coefficient d'émission stimulée $B(\nu_i)$ par la formule suivante :

$$A(\nu_i) = B(\nu_i) \cdot \tau_c = \sigma(\nu_i) \cdot c \cdot \tau_c / V_{\text{mode}} \quad \{4.41\}$$

où $\sigma(\nu_i)$ est la section efficace d'émission et V_{mode} est le volume du mode dans la cavité [Milonni&Eberly1988]. Dans l'article de Stellpflug et al., l'émission spontanée est aussi modélisée par une distribution binomiale de probabilités ; les simulations qui en résultent ne montrent guère de différences avec celles où l'émission spontanée est modélisée comme un processus régulier. Il est cependant intéressant de constater que, sans émission spontanée, le laser FSF ne peut fonctionner. En atteste la simulation visualisable sur la Figure 158 où on coupe l'émission spontanée ; le laser s'arrête de fonctionner au bout de quelques microsecondes.

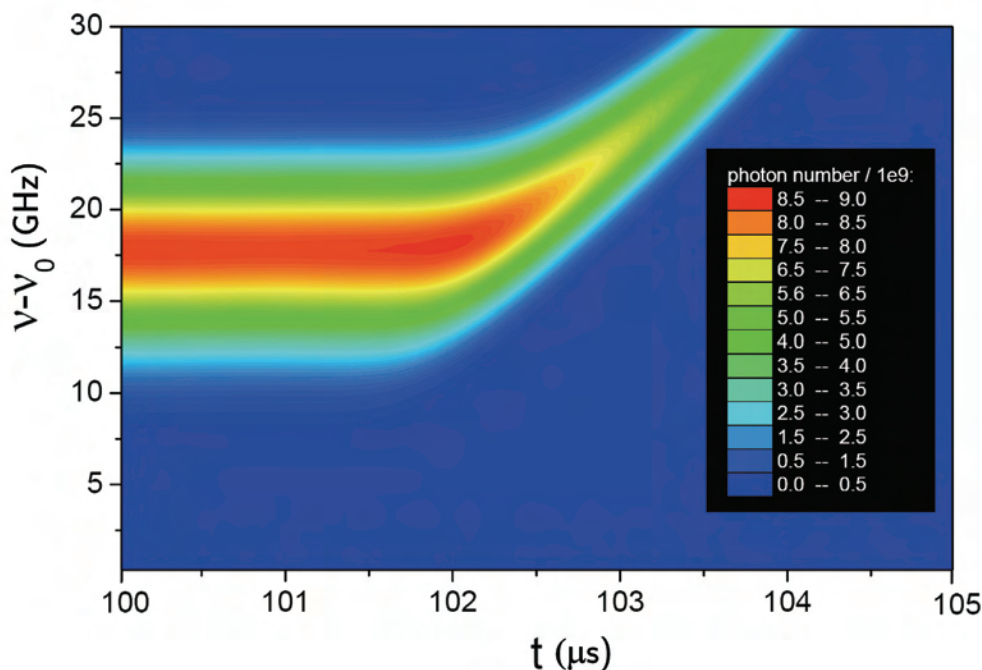


Figure 158 : Simulation de l'évolution temporelle de la densité spectrale de photons pour un laser Ti :Sa. A l'instant $t=100\mu s$, on supprime l'émission spontanée ; on voit alors que l'allure spectrale du rayonnement n'est plus maintenue et que le spectre dérive jusqu'à sortir totalement de la bande passante de l'étalon ; le laser s'arrête alors de fonctionner. Source : [Stellpflug2003].

Au final, le nombre total de photons $M(t_j)$ au temps t_j va s'exprimer de la façon suivante :

$$M(t_j) = \sum_i n(\nu_i, t_j) \cdot \delta\nu \quad \{4.42\}$$

Par ce modèle, nous pouvons simuler le comportement de plusieurs types de lasers ; il suffit pour cela d'introduire les paramètres propres à la cavité que l'on étudie (pertes, gain, coefficient de réflexion de l'étalon...). Le désavantage de ce programme est que les temps de calcul sont très longs (15 H pour modéliser 10 μ s) et que le traitement graphique des données est rendu difficile par le fait que les matrices construites sont très importantes (pour 100 μ s, on devrait avoir une matrice de 100000*1250 environ ; la mémoire disponible ne nous permet malheureusement pas de traiter de telles matrices).

IV.3.3.3. Résolution numérique du système pour différentes configurations

Nous avons ici la volonté d'observer la dynamique temporelle de deux types de laser :

- un laser Ti :Sa (laser de classe B),
- un laser à colorant (laser de classe A).

Comparer les dynamiques d'un laser de classe B et d'un laser de classe A met clairement en évidence des différences de comportement. Observons cela plus en détails.

IV.3.3.3.1. Laser Ti :Sa

Les simulations numériques effectuées pour le Ti :Sa utilise les paramètres expérimentaux de Bonnet et al. [Bonnet1996] et repris par Stellpflug et al. [Stellpflug2003] (Tableau 12). La cavité est en anneau mais on néglige le fait que nous travaillons en onde progressive. Dans tous les modèles développés jusqu'à présent pour les lasers FSF, la distinction entre onde progressive et onde stationnaire n'est jamais effectuée (on travaille uniquement avec la densité spectrale de photons).

Tableau 12 : Enumération des paramètres utilisés pour la simulation de la dynamique d'un laser Ti :Sa à décalage de fréquence intra-cavité (en anneau). Ce sont les valeurs utilisées par Stellpflug et al. [Stellpflug2003].

		Ti:Sa	Unités
η	Efficacité de pompe	70	%
τ_s	Durée de vie de l'état excité	3,2	μ s
$\delta\nu_{\text{gain}}$	Largeur de la courbe de gain	-	GHz
σ	Section efficace d'émission	3,5	10^{-19} cm ²
X	Absorption de la cavité	17,5	%
T	Pertes utiles	10,5	%
ν_a	Fréquence de décalage	80	MHz
ISL_{FP}	ISL de l'étalon	200	GHz
R_{MAO}	Coefficient de réflexion de l'étalon	17	%
V	Transmission de l'étalon	99	%
τ_c	Durée d'un aller-retour dans la cavité	10,7	ns
λ_p	Longueur d'onde de pompe	500	nm
λ_l	Longueur d'onde du laser	760	nm

Les résultats obtenus pour le Ti :Sa sont pour le moins atypiques. On note des différences de comportement selon la puissance de pompe imposée sur le milieu amplificateur (voir la Figure 159). Le régime peut aussi bien être continu ($P=4$ W, $P=15$ W de la Figure 159) qu'impulsionnel ($P=4.5$ W, $P=8$ W). Ces régimes n'apparaissent véritablement que dans le cas d'un laser sans mode de classe B ; on peut visualiser le comportement chaotique de ce type de laser sur la Figure 147 (mise en évidence de bifurcations).

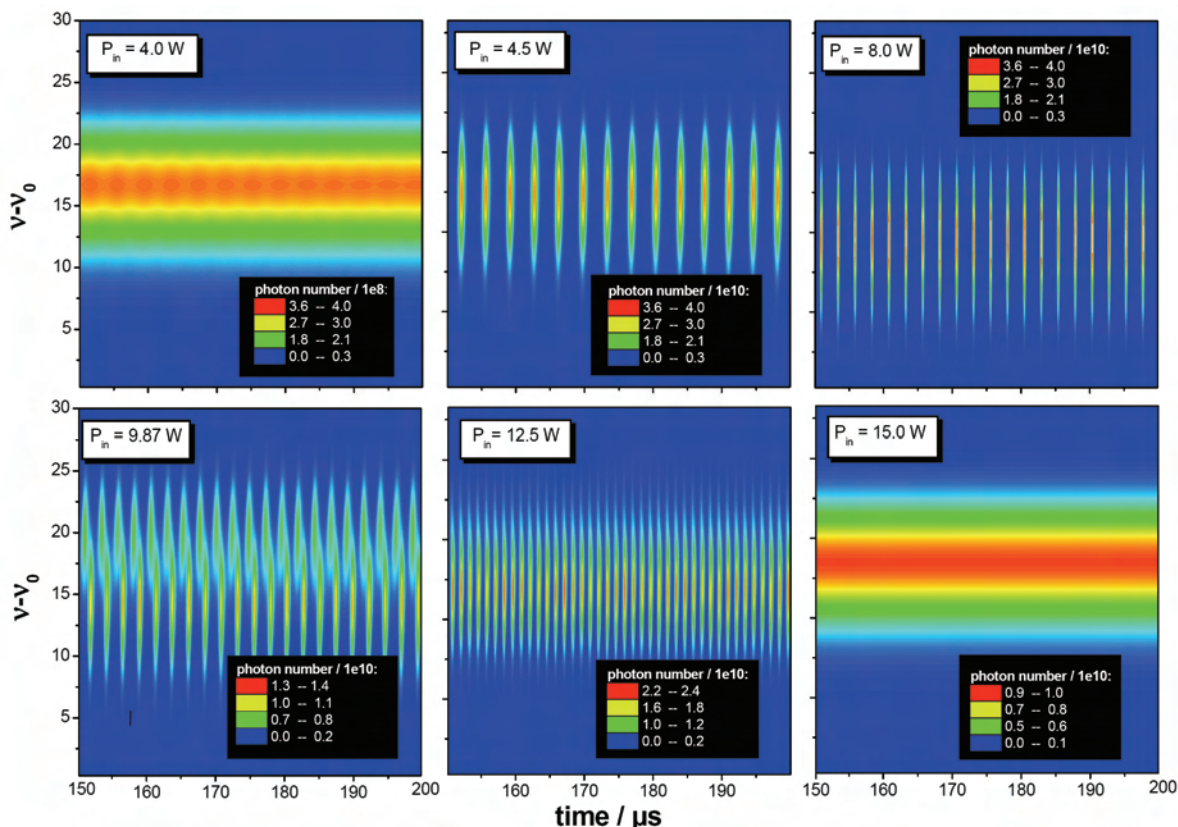


Figure 159 : Evolutions de densités spectrale de photons d'un laser sans mode Ti :Sa pour différentes puissances de pompe. Source : [Stellpflug2003].

Utiliser un laser sans mode de type Ti :Sa nécessite de mener une étude expérimentale approfondie afin de déterminer une plage en puissance de pompe pour laquelle le comportement du laser est stable et la largeur spectrale adéquate. On remarque ici que la stabilité n'est réellement acquise qu'au prix d'une puissance de pompe élevée (~ 15 W).

Le modèle développé par Stellpflug et al. permet de façon astucieuse de représenter de façon numérique le décalage en fréquence. Cependant, le fait de ne définir l'inversion de population que par la seule équation régissant l'évolution de l'état excité est une approximation qui peut être dangereuse, surtout lorsque les puissances de pompe sont élevées. En effet, faire cela revient à ne fixer aucune limite concernant le nombre d'atomes excités ; or il est clair que, pour de fortes puissances de pompe, le phénomène de saturation du gain apparaît et que celui-ci ne peut être pris en compte que si le nombre d'atomes à exciter est fini. Pour de faibles puissances de pompe, le nombre d'atomes excités étant faible, il n'y a pas de saturation. Par contre, pour les puissances élevées, il est nécessaire de définir les deux équations régissant l'état excité et l'état fondamental (dont la valeur initiale demande à être estimée avant d'entreprendre la résolution du système).

C'est ce que nous avons fait pour notre modèle général de la cavité d'un laser sans mode, mais uniquement dans le cas où le milieu amplificateur est de la R6G. Cela est décrit dans la partie qui suit.

IV.3.3.3.2. Laser à colorant

Il convient donc ici de prendre en compte à la fois le décalage en fréquence et l'effet de saturation du gain. L'équation de densité spectrale de photons étant identique à celle définie pour le laser Ti :Sa (equation {4.40}), nous n'avons qu'à redéfinir les équations de population :

$$\begin{aligned} \frac{dN_0(t_j)}{dt} = & -[1 - \exp(-\sigma_p(\nu_p) \cdot N_0(t_j) / S)] * \frac{\lambda_p}{h.c} * P_p(t_j) + \frac{N_2(t_j)}{\tau_s} \\ & + \frac{N_2(t_j)}{S} \cdot \sum_i n(\nu_i, t_j) \cdot d\nu \cdot \frac{\sigma_i(\nu_i)}{\tau_c} \end{aligned} \quad \{4.43\}$$

$$\frac{dN_2(t_j)}{dt} = -\frac{dN_0(t_j)}{dt} \quad \{4.44\}$$

où $\sigma_p(\nu_p)$ est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe, $\sigma_i(\nu_i)$ est la section efficace d'émission à la longueur d'onde de fonctionnement et S est la surface irradiée par le faisceau de pompe (on prend en compte ici les paramètres géométriques du faisceau ainsi que du milieu amplificateur) ; le paramètre N_0 (nombre de molécules dans l'état fondamental) est initialisé avant la résolution numérique (correspond au nombre de molécules présentes dans le volume excité par le mode du faisceau de pompe).

Utilisant ce système d'équations, nous modélisons le comportement du laser sans mode pompé en continu ou en impulsions (Figure 160).

Le programme permet de nous donner l'évolution en puissance (impulsion de sortie), l'évolution de la densité spectrale de puissance, le spectre intégré sur une impulsion (équivalent à ce que nous devons mesurer expérimentalement) ainsi que la largeur d'impulsion de sortie.

On constate d'ailleurs que le spectre dérive de sa valeur centrale avec le temps mais que l'émission spontanée permet d'entretenir le système.

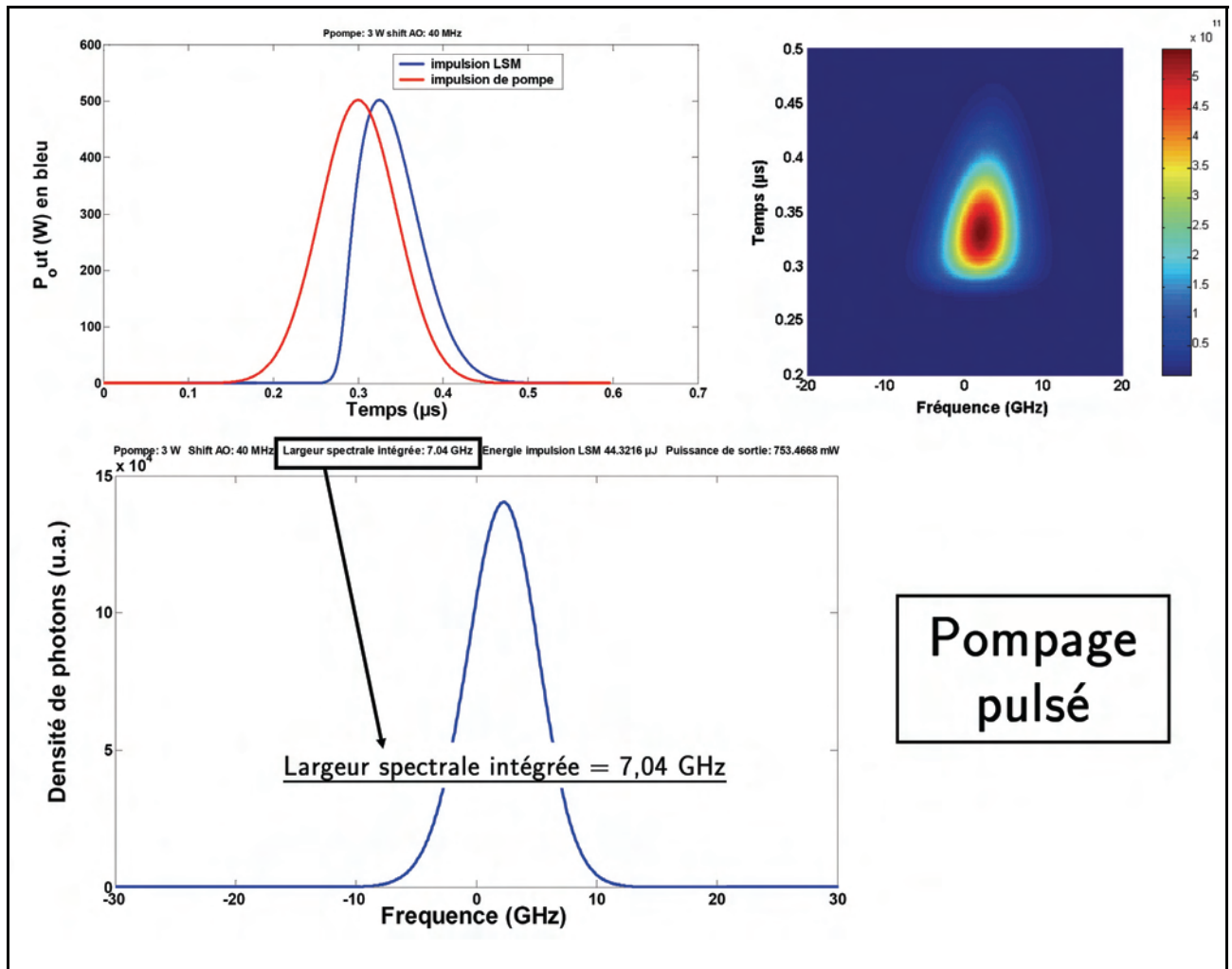


Figure 160 : Graphiques représentant la puissance (en haut, à gauche), le spectre intégré (en haut, à droite) et la densité spectrale de photons (en bas) pour notre laser sans mode pompé en impulsions (3 W, 17 kHz, 106 ns).

IV.3.3.3.3. Conclusions

Le modèle général d'un laser à décalage de fréquence intra-cavité que nous avons pu développer permet d'ores et déjà de rendre compte des comportements de notre laser sans mode fonctionnant en continu ou en pulsé (pour exemple, l'étude menée sur l'influence du coefficient de réflexion de l'étalon sur la largeur du spectre laser – voir la partie III.2.3.4). Il pourra ainsi servir à la prospection de nouveaux milieux amplificateurs en vue de réaliser à plus long terme un laser sans mode « tout-solide » plus adapté aux exigences d'une implantation sur un site astronomique (ou bien même pour tous types d'applications pour lesquelles ce laser peut s'avérer être un instrument approprié).

Conclusion

Tout au long de cette partie, nous avons pu expliciter les trois modèles numériques auxquels nous avons eu recours pour simuler les trois configurations que nous avons étudiées pour notre laser sans mode :

- oscillateur pompé en continu,
- oscillateur pompé en continu et pré-amplification impulsionnelle intra-cavité,

- oscillateur pompé en impulsions.

Malgré le fait que nous raisonnons en densité spectrale de photons et non pas avec le champ, les résultats de nos modèles sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Concernant le modèle général sur le laser sans mode (partie IV.3.3), il devrait permettre de mettre au point de nouvelles cavités (possibilité de faire varier des paramètres géométriques - épaisseur du milieu amplificateur, taille du waist au niveau du milieu amplificateur – de faire varier les pertes, de changer la concentration en molécules) et étudier la mise en œuvre de nouveaux milieux à gain (possibilités de changer les paramètres du milieu : section efficace d'absorption, d'émission). Tout cela s'insère donc dans un travail de perfectionnement de l'instrument « laser sans mode » qui est notre atout majeur dans la création d'étoiles laser.

Références

- [Balle1993]: Balle, S., I. C. M. Littler, et al. (1993). "Frequency shifted feedback dye laser operating at a small shift frequency." *Optics Communications* 102: 166.
- [Bonnet1996]: Bonnet, G., S. Balle, et al. (1996). "Dynamics and self-modelocking of a titanium-sapphire laser with intracavity frequency shifted feedback." *Optics Communications* 123: 790.
- [Cours1]: Cours "Dynamique des lasers",
http://www.phytem.ens-cachan.fr/telechargement/Module%20L8/Dynamique_lasers.pdf .
- [Fontana1994]: F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli and S. Wabnitz, "Self-starting sliding-frequency fibre soliton laser," *Electron. Lett.* 30, 321 (1994)
- [Hale&Kowalski1990]: Hale, P. D. and F. V. Kowalski (1990). "Output Characterization of a Frequency Shifted Feedback Laser: Theory and Experiment." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26(10).
- [Hillman1990]: F.J. Duarte, L.W. Hillman (Eds.), *Dye Laser Principles*, Academic Press, New York, 1990.
- [Kowalski1987]: Kowalski, F. V., J. A. Squier, et al. (1987). "Pulse generation with an acousto-optic frequency shift in a passive cavity." *Applied Physic Letter* 50(12): 711.
- [Kowalski1988]: Kowalski, F. V., P. D. Hale, et al. (1988). "Broadband continuous-wave laser." *Optics Letters* 13(8): 622.
- [Kowalski1988+]: Kowalski, F. V., S. J. Shattil, et al. (1988). "Optical pulse generation with a frequency shifted feedback laser." *Applied Physic Letter* 53(9): 734-736.
- [Kowalski1994]: F.V. Kowalski, S. Balle, I.C.M. Littler, K. Bergmann, *Opt. Eng.* 33 (1994) 1146.
- [Kowalski1997]: Kowalski, F. V., K. Nakamura, et al. (1997). "Frequency shifted feedback lasers: continuous or stepwise frequency chirped output ?" *Optics Communications* 147: 103-106.
- [Laubscher2000]: M. Laubscher, P. Segonds, J.P. Pique (2000), "High resolution cw laser beam preamplified in a multipass cavity pumped by a CuHBr (HyBrID) laser", *Optics Communication* 184: 425-435.
- [Lim1998]: M. J. Lim, C. I. Sukenik, T. H. Stievater, P. H. Bucksbaum and R. S. Conti, "Improved design of a frequency shifted feedback diode laser for optical pumping at high magnetic field," *Opt. Commun.* 147, 99-102 (1998).
- [Littler1991]: I.C.M. Littler, S. Balle and K. Bergmann, *J. Opt. Soc. Am. B* 8 (1991) 1412.
- [Littler1991+]: I. C. M. Littler, H. M. Keller, U. Gaubatz and K. Bergmann, "Velocity Control and Cooling Of an Atomic-Beam Using a Modeless Laser," *Z. Physik D* 18, 307-308 (1991).

- [Littler1992]: Littler, I. C. M., S. Balle, et al. (1992). "The cw modeless laser: spectral control, performance data and build-up dynamics." *Optics Communications* 88: 514-522.
- [Littler&Bergmann1992]: Littler, I. C. M. and K. Bergmann (1992). "Regenerative amplification of a weak cw optical signal in an active frequency shifted feedback cavity." *Optics Communications* 87: 53-60.
- [Littler&Eschner1992]: Littler, I. C. M. and J. H. Eschner (1992). "The cw modeless laser: model calculations of an active frequency shifted feedback cavity." *Optics Communications* 87: 44-52.
- [Mugglin1993]: D. T. Mugglin, A. D. Streater, S. Balle and K. Bergmann, " Observation of white light-induced drift separation of Rb isotopes," *Opt. Commun.* 104, 165 (1993)
- [Nakamura1995]: Nakamura, K., K. Kasahara, et al. (1995). "Interferometric studies on a diode-pumped Nd:YVO₄ laser with frequency-shifted feedback." *Optics Communications* 121: 137-140.
- [Nakamura1998]: Nakamura, K., T. Miyahara, et al. (1998). "Observation of a highly phase-correlated chirped frequency comb output from a frequency-shifted feedback laser." *Applied Physic Letter* 72(21): 2631-2633.
- [Phillips1993]: M. W. Phillips, G. Y. Liang and J. R. M. Barr, "Frequency comb generation and pulsed operation in a Nd:Yf laser with frequency-shifted feedback," *Opt. Commun.* 100, 473-478 (1993).
- [Pique&Farinotti2003]: Pique, J. and S. Farinotti (2003). "Efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star." *Journal of the Optical Society of America B* 20(10): 2093-2102.
- [Sabert&Brinkmeyer1994]: Sabert, H. and E. Brinkmeyer (1994). "Pulse Generation in Fiber Lasers with Frequency Shifted Feedback." *Journal of Lightwave Technology* 12(8): 1360.
- [Saltz&Streifer1972]: P. Saltz and W. Streifer, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-8 (1972) 893.
- [Stellpflug2003]: Stellpflug, M., G. Bonnet, et al. (2003). "Dynamics of frequency shifted feedback lasers: simulation studies." *OPTICS EXPRESS* 11(17): 2060.
- [Streifer&Whinnery1970]: Streifer, W. and J. R. Whinnery (1970). "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter." *Applied Physic Letter* 17(8): 335.
- [Streifer&Saltz1973]: W. Streifer and P. Saltz, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9 (1973) 563.
- [Taylor1971]: Taylor, D. J., S. E. Harris, et al. (1971). "Electronic Tuning of a dye laser using the acousto-optic filter." *Applied Physic Letter* 19(8): 269-271.
- [Wu1993]: Q. Wu, J. Y. Zhou, X. G. Huang, Z. X. Li and Q. X. Li, "Mode locking with linear and nonlinear phase shifts," *J. Opt. Soc. Am. B* 10, 2080-2084 (1993).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES SUR LES SYSTÈMES LASER

Nos résultats laser à ce jour...

Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici concernant la chaîne laser « sans mode » sont prometteurs. Celle-ci délivre dès à présent une puissance moyenne de 11 W (pour une puissance moyenne de pompe de 60 W) avec des impulsions de 50 ns de largeur temporelle pour un fonctionnement à 10 kHz ; par ailleurs, le rayonnement est spectralement large et sans trou de fréquence apparent, condition essentielle pour une excitation efficace des transitions du sodium. Seul le M^2 du faisceau est à travailler dans la situation où le LSM est pompé uniquement en impulsions, mais on peut être optimiste quant à la qualité du faisceau si la configuration utilise la cavité « oscillateur & pré-amplificateur » dont le M^2 est voisin de l'unité.

Cette thèse aura aussi été l'occasion d'appréhender le comportement d'un laser FSF à décalage de fréquence intra-cavité. La caractérisation expérimentale du Laser Sans Mode, ainsi que la bibliographie concernant le sujet nous a permis d'apprécier la complexité d'une telle cavité. En se basant sur les modèles numériques développés par les équipes impliquées dans l'étude de ce type de laser (Kowalski, Bergmann, Nakamura), nous avons donc modélisé notre cavité dans ses différentes configurations (oscillateur continu, oscillateur & pré-amplificateur intra-cavité, oscillateur impulsif). Malgré les approximations effectuées pour simplifier la résolution (raisonnement en densité spectrale de photons), les modèles parviennent à rendre compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux. Ils pourront donc s'avérer utiles pour continuer à optimiser la chaîne que nous avons développée, et dans un effort de prospection sur d'autres milieux à gain ou d'autres configurations de cavité (le temps m'ayant manqué pour rentrer réellement dans cette phase), cela dans le but de se rapprocher au plus des exigences qu'implique l'implémentation d'une chaîne laser sur un site astronomique.

Nous sommes donc proches des spécificités requises pour le projet ELP-OA. On peut penser que l'objectif d'un faisceau de 20 W à la limite de diffraction et avec rayonnement « sans mode » est une échéance à moyen terme.

Les avantages indéniables que propose cette chaîne laser sont multiples :

- il n'y a aucune électronique ; contrairement aux lasers de type SILVA où le laser est monomode et demande donc un asservissement de la longueur de la cavité, notre laser ne dispose d'aucune boucle de rétro-action (nécessite tout au plus un contrôle lent de la fréquence absolue du laser, en jouant sur l'étalon) ;
- comme la notion de saut de mode n'a plus réellement de sens dans notre cavité, notre laser est insensible aux vibrations parasites ainsi qu'aux fluctuations de température ; ce point n'est pas à négliger en regard des conditions austères qui règnent généralement sur un site astronomique (bien qu'il soit généralement fait usage d'une pièce dédiée au système laser, dans laquelle la température est régulée) ;

- notre chaîne laser est très compacte en comparaison des installations laser existantes ; ses dimensions sont portées sur la Figure 161. Par ailleurs, les efforts de modélisation devraient permettre d'étudier de nouvelles possibilités, toujours plus compactes, plus simples (design « épuré ») et plus fiables (lasers « tout-solide » type Ti :Sa, ...) ;
- notre chaîne LSM a aussi l'énorme avantage de pouvoir s'accorder facilement en longueur d'onde pour produire notamment les longueurs d'onde 589, 569 et 660 nm pour les PLGS mais aussi toutes autres longueurs d'onde pour des applications comme le LIDAR ;
- autre point important, son coût. Comme la chaîne laser que nous concevons ne nécessite aucune électronique d'asservissement et ne requiert que trois (voire deux) lasers de pompe (pour une puissance de pompe totale de ~ 120 W), son efficacité d'extraction globale (rapport entre la puissance de sortie de la chaîne laser développée et les puissances de pompe en jeu) est assez élevée ; par conséquent, son coût est assez faible.

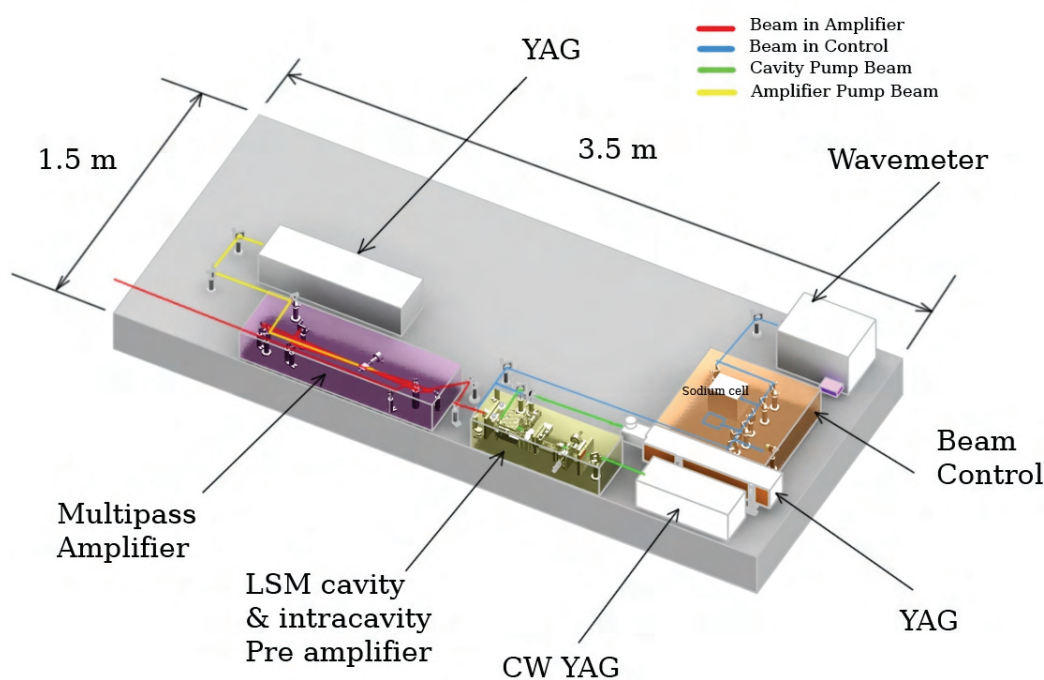


Figure 161 : Schéma d'installation de la chaîne laser sans mode développée au Laboratoire de Spectrométrie Physique. On note ses dimensions réduites ; à terme, il est prévu de disposer deux chaînes laser sur cette même table.

Il est tout de même à noter que cette chaîne laser fonctionne à 589,0 nm (transition D_2) et que, dans ce cas-là, la mise en forme spectrale ainsi que la montée en puissance sont moins ardues que pour la chaîne à 569 nm (transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$). En effet, la réalisation de cette deuxième chaîne peut être confrontée à deux problèmes principaux :

- Comment obtenir une largeur spectrale de 1 GHz « sans mode » ?
- Quel colorant doit-on utiliser pour atteindre la puissance désirée ?

Des éléments de réponse ont déjà été proposés, suite aux simulations effectuées avec nos modèles (augmenter le coefficient de réflexion permet de diminuer la largeur spectrale du laser mais tend aussi à diminuer la puissance du laser), cependant il convient de tester tout cela expérimentalement.

Quel peut être l'apport du laser sans mode de puissance dans le contexte actuel de l'instrumentation en astronomie ?

A ce jour, les différentes techniques envisagées pour la reconstruction de la phase dans le volume (MCAO, GLAO, MOAO...) - pour les télescopes actuels ou ceux de la génération future (TMT, ELT) - nécessitent plusieurs étoiles laser artificielles dans leur champ de vue. Ces étoiles ne pouvant apparaître simultanément (problème de la contribution Rayleigh des différents faisceaux), il est admis que les lasers continus peuvent difficilement satisfaire cette exigence. De fait, les lasers en impulsions s'imposent tout naturellement. Ils pourraient en effet permettre de générer les étoiles successivement, s'affranchissant ainsi de la diffusion parasite des faisceaux voisins. Un autre avantage que possède un laser pulsé vis-à-vis d'un laser continu consiste en la possibilité de monitorer avec précision la LGS (par LIDAR), sans avoir recours à un télescope annexe.

Partant de cette considération, il convient de porter une attention toute particulière au phénomène de saturation du sodium qui intervient lorsque les puissances crêtes laser sont élevées. C'est là que le laser sans mode se distingue d'autres types de lasers (monomode, multimode, modulation de phase...) ; son aspect spectral atypique permet d'atténuer considérablement le phénomène, ce qui a pour conséquence d'accroître (à puissance moyenne égale) le flux de photons rétro-diffusés par l'étoile laser, en comparaison d'une excitation réalisée par des lasers plus classiques. Il paraît donc fortement conseillé pour la génération d'étoiles laser. De plus, notre laser pourrait être un outil extrêmement puissant pour le projet européen ELT de 42 m qui nécessitera des lasers en impulsions à des taux de répétition inférieur à 10 kHz afin de résoudre le problème de l'élongation de la LGS en prenant en compte la difficulté de la diffusion Rayleigh.

Par ailleurs, une question importante réside dans la taille du spot au niveau de la mésosphère. Nous avons pu voir au cours de cette thèse qu'il était impératif d'avoir une LGS la plus petite possible afin d'obtenir une précision optimisée sur le calcul du centroïde. Il est par conséquent indispensable de disposer de lasers à la limite de diffraction pour avoir une divergence la plus faible possible. C'est une exigence à laquelle nous nous sommes attachés dans le développement de notre chaîne laser (choix du pompage longitudinal pour l'ensemble de la chaîne : oscillateur, pré-amplificateur, amplificateur).

Toutes ces réflexions nous amènent à penser que la chaîne laser sans mode de puissance est un instrument adéquat pour la génération d'étoiles laser ; elle pourrait donc se montrer à son avantage dans les projets futurs.