



HAL
open science

Étude photométrique de l'atome de sodium: application aux étoiles lasers (LGS et PLGS)

I. C. Moldovan

► **To cite this version:**

I. C. Moldovan. Étude photométrique de l'atome de sodium: application aux étoiles lasers (LGS et PLGS) . Optique [physics.optics]. Université Joseph Fourier (Grenoble I), 2008. Français. NNT : . tel-01430239

HAL Id: tel-01430239

<https://theses.hal.science/tel-01430239>

Submitted on 9 Jan 2017

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.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE I

THESE

présentée par

Ioana - Cristina MOLDOVAN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Physique

Etude photométrique de l'atome de sodium application aux étoiles lasers (LGS et PLGS)

Soutenance publique prévue le 28 mai 2008

Composition du jury :

M.François Biraben	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
M.Emmanuel Rosencher	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
M.Jacques Derouard	Professeur UJF, Grenoble I	Examineur
M.Jean-Paul Pique	Directeur de recherche au CNRS	Directeur de thèse
M.Simion Astilean	Professeur UBB, Cluj Napoca	Co -directeur de thèse
M.Hugues Guillet de Chatellus	Chargé de recherche au CNRS	Examineur

Thèse réalisée au Laboratoire de Spectrométrie Physique, à Saint Martin d'Hères.

À ma famille.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Benoit Boulanger et Thierry Dombre, respectivement ancien et actuel directeur du Laboratoire de Spectrométrie Physique, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je voudrais aussi adresser mes remerciements à Jean-Paul Pique, pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe Optique Laser et Applications, et pour m'avoir encadré pendant ces trois années. Ses connaissances, et son expérience m'ont énormément apporté.

Je remercie aussi tous les membres de l'équipe : Hugues Guillet de Chatellus, Vincent Fesquet, Thibaut Vacelet, Fabien Marc, et Jean-Louis Cheval, pour leurs diverses contributions aux travaux. Evoluer à vos cotés a été très agréable et enrichissant.

Mes remerciements vont également à tous les membres du jury de thèse dont Jacques Derouard, Simion Astilean, et notamment aux deux rapporteurs François Biraben et Emmanuel Rosencher pour la lecture et correction de ce document.

Merci à mon mari Olivier Doyen, pour m'avoir aidé lors des relectures de ce document, et soutenu durant toute la période de la thèse.

Table des matières

CHAPITRE I :	19
LE CONTEXTE SCIENTIFIQUE DE LA THESE : ETOILES LASER ET OPTIQUE ADAPTATIVE POUR L'ASTRONOMIE	19
I.1. OBSERVATIONS ASTRONOMIQUES PAR DES TELESCOPES OPTIQUES : LIMITATIONS ET SOLUTIONS.....	20
I.1.1. Les grands télescopes et leur résolution dans le contexte astronomique	20
I.1.2. Les turbulences atmosphériques : les principales limitations des observations atmosphériques réalisées par des télescopes terrestres	23
I.1.2.1 . Le modèle de Kolmogorov de la turbulence atmosphérique	23
I.1.2.2 . Fluctuations de l'indice de réfraction	24
I.1.2.3 . Paramètre de Fried.....	25
I.1.2.4 . Représentation de la phase turbulente dans la base des polynômes de Zernike	26
I.1.2.5 Propriétés temporelles de la phase turbulente : longueur de cohérence de l'atmosphère	28
I.1.3. L'imagerie optique en astronomie	28
I.1.3.1 . La fonction d'étalement de point avec turbulence atmosphérique et le « seeing »	29
I.1.3.2 . Temps d'exposition dans l'imagerie.....	30
I.1.3.3 . Rapport de Strehl.....	30
I.2. L'OPTIQUE ADAPTATIVE : LA SOLUTION POUR CORRIGER LES PERTURBATIONS ATMOSPHERIQUES.....	31
I.2.1. Principe de fonctionnement	31
I.2.2. L'optique adaptative aux courtes longueurs d'onde.....	33
I.2.3. Couverture du ciel.....	35
I.3. OPTIQUE ADAPTATIVE ET ETOILE LASER : UNE SOLUTION POUR AUGMENTER LA COUVERTURE DU CIEL	36
I.3.1. Les types d'étoiles lasers.....	36
I.3.1.1 . Etoile laser Mie.....	37
I.3.1.2 . Etoile laser Rayleigh	37
I.3.1.3 . Etoile laser par diffusion résonante.....	38
I.3.2. Limitation de la technique Etoile Laser	39
I.3.2.1 . Effet de cône.....	39
I.3.2.2 . Effet du tilt	40
I.3.2.3 . Effet de la plume laser.....	42
I.3.2.4 . Effet du focus.....	42
I.3.2.5 . La diffusion Rayleigh : un problème pour l'étoile laser (LGS).....	43
I.3.3. Méthode « optique adaptative double canal » (ou dual AO)	44
I.3.4. Méthode de l'imagerie courte pose.....	44
I.3.5. Méthode de la perspective	45
I.3.6. Méthode de l'étoile laser monochromatique + étoile naturelle : principe de fonctionnement de la technique	45
I.3.6.1 . Correction du « tip-tilt » avec une étoile naturelle.....	45
I.3.6.2 . Etoile laser monochromatique implémentée sur les grands télescopes.....	46
I.3.6.3 . La faible couverture du ciel : la plus grande limitation de cette technique	51
I.3.7. La méthode de l'étoile laser polychromatique : principe de fonctionnement de cette technique	52
I.3.7.1 . Détermination du tilt grâce à deux longueurs d'onde : principe de fonctionnement.....	53
I.3.7.2 . Principe d'excitation à deux photons.....	56
I.3.7.3 . Principe d'excitation à un photon.....	59

CHAPITRE II :	67
PROPRIETES GENERALES DE L'ATOME DE SODIUM. EFFETS DE POLARISATION ET BATTEMENTS QUANTIQUES LORS DE L'EXCITATION PAR UN LASER SANS MODE	67
II.1. PROPRIETES GENERALES DE L'ATOME DE SODIUM	68
II.1.1. Structure fine, hyperfine et Zeeman des niveaux de l'atome de sodium	68
II.1.2. Règles de sélection pour la polarisation	72
II.1.3. Largeur homogène, durée de vie et élargissement Doppler	72
II.2. CALCULS DES SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION ET MOMENTS DIPOLAIRES	75
II.3. SATURATION DE L'ATOME DE SODIUM	79
II.4. PROPRIETES DE POLARISATION DE L'ATOME DE SODIUM LORS DE L'EXCITATION AVEC UN LASER SANS MODE	81
II.4.1. Etude du taux de polarisation de la fluorescence	82
II.4.2. Calcul des intensités de polarisations lors de l'excitation en laser sans mode de la structure Zeeman à l'aide du modèle cinétique	86
II.4.3. Description de l'expérience permettant la mesure du taux de polarisation de la fluorescence de l'atome de sodium lors de l'excitation avec un laser sans mode	89
II.4.4. Le protocole expérimental et les résultats	90
II.4.5. Conclusion : un polariseur, la solution pour réduire la diffusion de Rayleigh	93
II.5. ETUDE DES BATTEMENTS QUANTIQUES DU NIVEAU $4P_{3/2}$	93
II.5.2. Etude des battements quantiques dus à la structure hyperfine	95
II.5.3. Le signal de fluorescence théorique	96
II.5.4. Montage expérimental réalisé pour l'observation des battements quantiques, et mesure de la durée de vie lors de l'excitation avec un laser sans mode	97
II.5.5. Résultats expérimentaux	98
II.6. INFLUENCE DE LA POLARISATION DU LASER SUR L'EFFICACITE DE CREATION DES ETOILES LASER	102
II.7. PROPRIETES DE L'ATOME DE SODIUM MESOSPHERIQUE	103
CHAPITRE III :	111
DEVELOPPEMENT DU LASER SANS MODE UV	111
III.1. HISTORIQUE DU LASER SANS MODE	112
III.2. LE MODULATEUR ACOUSTO-OPTIQUE ET SON ROLE DANS LA MISE EN FORME SPECTRALE DU LASER SANS MODE	112
III.2.1. Modification de l'indice de réfraction par une onde acoustique	113
III.2.2. La diffraction de Bragg sur un réseau acoustique épais	114
III.2.3. Décalage en fréquence	115
III.2.4. Caractéristiques du modulateur acousto-optique	116
III.3. L'OSCILLATEUR SANS MODE DEVELOPPE AU LABORATOIRE DE SPECTROMETRIE PHYSIQUE POMPE EN CONTINU	118
III.3.1. Caractérisation spectrale du rayonnement	120
III.3.2. Puissance de sortie en régime continu	123
III.4. L'OSCILLATEUR SANS MODE AVEC PREAMPLIFICATEUR INTRACAVITE POMPE EN IMPULSION	124
III.5. L'OSCILLATEUR SANS MODE POMPE EN IMPULSION	126
III.5.1. Facilités de réglages	129
III.5.2. Conservation de l'aspect sans mode	130
III.6. LASER SANS MODE UV	131
III.6.1. Doublage en fréquence extracavité	131
III.6.1.1 . L'accord de phase dans la GSH	134
III.6.1.2 . La GSH pour un faisceau gaussien	135
III.6.1.3 . Faisceau gaussien focalisé dans un cristal non-linéaire	135
III.6.2. Description du laser sans mode UV utilisé dans la suite de ce travail	136
III.6.3. L'aspect temporel du laser sans mode UV	137

III.6.4. L'aspect spectral du laser sans mode UV.....	137
III.6.5. Qualité de faisceau.....	139
III.7. LASER SANS MODE UV VS LASER MULTIMODES UV.....	139
III.7.1. L'oscillateur multimode UV pompé en impulsions.....	139
III.7.2. Caractérisation spectrale, spatiale et temporelle du laser multimode.....	140
CHAPITRE IV :.....	149
EXPERIENCES DE PHOTOMETRIE EN LABORATOIRE DANS LE CADRE DE LA PRODUCTION DES ETOILES LASER MONOCHROMATIQUE ET POLYCHROMATIQUE	149
IV.1. DESCRIPTION GENERALE DES MONTAGES EXPERIMENTAUX	150
IV.1.1. Montage expérimental en laboratoire pour la photométrie à un photon à 330 nm (cf. figure 4.1).....	151
IV.1.2. Montage expérimental en laboratoire pour la photométrie à deux photons (cf. figure 4.2).....	152
IV.2. CARACTERISTIQUES DES MOYENS EXPERIMENTAUX, CALIBRATIONS, ET MESURES	154
IV.2.1. Mesure de la largeur temporelle.....	154
IV.2.2. Mesure de la largeur spectrale de la raie laser	156
IV.2.2.1. Caractéristiques du monochromateur Sopra2000	156
IV.2.2.2. Calage de la longueur d'onde.....	160
IV.2.2.3. Calcul des largeurs spectrales des lasers sans mode et multimode.....	161
IV.2.2.4. Recouvrement spectral.....	164
IV.2.2.5. Système d'enregistrement spectral	168
IV.2.3. Mesure du profil spatial du laser et mise en forme du faisceau.....	168
IV.2.4. Mesure de la puissance laser : le détecteur de puissance Ophir (PD Orion).....	172
IV.2.5. Mesure du flux de fluorescence.....	173
IV.2.5.1. La source de fluorescence	173
IV.2.5.2. Détection et acquisition du signal de fluorescence	176
IV.2.5.3. Le système d'acquisition : Le compteur de photons IFast-P7888.....	181
IV.3. CALIBRATION DE LA PUISSANCE LASER ET DU FLUX DE FLUORESCENCE	184
IV.4. EVALUATION DES ERREURS	185
CHAPITRE V :.....	191
MODELES THEORIQUES ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	191
V.1. LE CODE BEACON - EQUATIONS DE BLOCH	192
V.1.1. Description du code de calcul.....	193
V.1.2. Modification du champ électrique dans le code Beacon pour une excitation en laser sans mode	196
V.2. LE MODELE CINETIQUE : LE NOUVEAU CODE REM (RATE EQUATION MODEL)	198
V.2.1. Excitation à un photon de l'atome de sodium à 589 nm – modèle pour l'Etoile Monochromatique (LGS)	199
V.2.2. Excitation à un photon à 330 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique (PLGS)	201
V.2.3. Excitation à deux photons résonants à 589 nm puis à 569 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique	203
V.2.4. Excitation à deux photons non résonants à 2x578 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique (PLGS)	205
V.3. FLUX DE FLUORESCENCE RETOURNE ET EVALUATION DE LA LIMITE ASYMPTOTIQUE.....	207
V.4. REM VERSUS BEACON - COMPARAISON ET VALIDATION THEORIQUE DE REM POUR L'EXCITATION A DEUX PHOTONS RESONANTS.	211
V.5. INFLUENCE DE DIFFERENTS PARAMETRES.....	212
V.5.1. L'inhomogénéité temporelle du laser.....	212
V.5.2. L'inhomogénéité spatiale du faisceau laser	212

V.5.3. L'influence du profil Lorentzien de la raie homogène.....	215
V.5.4. Les collisions entre les atomes de sodium et le gaz résiduel dans la cellule et leurs conséquences sur le modèle cinétique	218
V.5.4.1 Argumentation pour la prise en compte des transferts induits par collisions avec le gaz résiduel dans le calcul des populations.....	219
V.5.4.2 Tests de différentes cellules de sodium.....	221
V.5.4.3 Détermination de la valeur de la pression du gaz résiduel	222
V.5.4.4 Influence des collisions entre l'atome de sodium et le gaz résiduel sur le flux de fluorescence et sur l'évolution de population	224
V.5.5. Influence de la fréquence de répétition	228
V.5.6. Influence de la surface du spot laser.....	229
V.5.7. Influence de la structure hyperfine	230
V.6. INTERPRETATION DES EXPERIENCES DE PHOTOMETRIE DU CHAPITRE 4.....	233
V.6.1. Différentes méthodes d'excitation de l'atome de sodium avec un laser sans mode	233
V.6.1.1 . Excitation à un photon à 589 nm avec un laser sans mode (Etoile monochromatique, LGS)	233
V.6.1.2 . Excitation à un photon à 330 nm avec un laser sans mode (Etoile polychromatique, PLGS)	237
V.6.1.3 . Excitation à deux photons résonants à 589 nm + 569 nm avec un laser sans mode (PLGS)	240
V.6.1.4 . Excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm avec un laser sans mode (PLGS).....	244
V.6.2. Excitation de plusieurs transitions de l'atome de sodium avec un laser multimode et comparaison expérimentale avec l'excitation avec le laser sans mode.....	246
V.6.2.1 . Excitation à un photon à 589 nm	246
V.6.2.2 . Excitation à deux photons résonants à 589 nm + 569 nm.....	247
V.6.2.3 . Excitation à un photon à 330 nm	249
V.6.2.4 . Excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm	250
V.7. OBSERVATIONS ET DISCUSSIONS	251
V.7.1. Comparaison théorique des trois méthodes permettant de produire une étoile polychromatique	251
V.7.2. Comparaison théorique entre l'excitation en laser sans mode et multimode.....	253
V.7.3. Evaluation du flux requis pour un bon fonctionnement du système d'optique adaptative avec une PLGS	253

Introduction

Contexte scientifique de la thèse et motivations

Depuis toujours, l'homme s'est intéressé à l'observation du ciel en utilisant, à l'origine, l'œil comme seul outil. La curiosité humaine et le progrès des sciences a conduit à des découvertes importantes à partir des années 1600, lorsque, par exemple, les principaux satellites de Jupiter furent découverts à l'aide de la lunette de Galilée. Avec le développement de la spectroscopie en astronomie, la gamme d'observation a été étendue à la totalité du spectre du rayonnement électromagnétique. Cependant, les observations dans le domaine visible sont toujours un champ privilégié, car elles permettent d'observer des phénomènes physiques qui ne sont pas accessibles dans d'autres domaines. De plus, les astronomes ont toujours désiré augmenter la résolution des leurs images, d'où le remplacement des lunettes par les télescopes. Cependant, la qualité des images est limitée par trois facteurs principaux : la qualité du télescope, la diffraction de la lumière, et les perturbations atmosphériques. Ce dernier point reste le plus gênant, car, bien que le flux lumineux augmente comme la surface du miroir primaire du télescope, la résolution angulaire des observations astronomiques est limitée par la déformation du front d'onde par les turbulences atmosphériques. Par exemple, le pouvoir de résolution d'un télescope de 10 m n'est pas supérieur à celui d'un télescope de une dizaine de centimètres. Par contre, pour les télescopes spatiaux, ce pouvoir de résolution est très proche de la limite de diffraction. De plus, ces télescopes ont aussi l'avantage de travailler à des longueurs d'onde pour lesquels l'atmosphère est opaque (rayon X, gamma) ; un seul inconvénient empêche l'installation de plusieurs télescopes dans l'espace : leur coût exorbitant. C'est la raison pour laquelle les télescopes terrestres sont toujours fortement privilégiés. L'optique adaptative a été un grand succès pour corriger les perturbations atmosphériques. Son principe est simple : un analyseur de front d'onde, pointé sur une étoile intense, permet de corriger en temps réel les perturbations atmosphériques. Un problème qui intervient dans l'utilisation de ce système est la nécessité d'une source intense dans le voisinage de l'objet à étudier. Les étoiles naturelles satisfaisant cette condition ne sont pas nombreuses et la couverture du ciel dans le domaine du visible n'est que de 0.0001%. Une solution qui se propose d'augmenter la couverture du ciel a été l'utilisation d'une étoile artificielle laser (LGS pour « Laser Guide Star »). La source est constituée par la fluorescence induite par laser du sodium présent dans la mésosphère (sa présence entre 80 et 100 km d'altitude avec une concentration relativement importante fut découverte en 1937). La technique LGS a déjà été adoptée et implémentée sur plusieurs télescopes de la famille des 8-10 m comme : KECK, Gemini, VLT, et Subaru. Elle s'impose comme un outil indispensable pour la correction des distorsions optiques introduites par l'atmosphère. Malgré ses avantages, la couverture du ciel dans le domaine visible reste cependant encore faible (~1%), car elle utilise toujours une étoile naturelle pour corriger le « tip-tilt » atmosphérique (perturbation atmosphérique du premier ordre qui correspond au

basculement du front d'onde). La couverture du ciel est beaucoup plus importante dans le domaine IR. Certains astronomes prétendent même que, l'utilisation d'une LGS dans l'IR proche, permettrait une couverture presque totale avec les télescopes de la nouvelle génération, C'est un sujet encore très polémique. En 1995, R. Foy et al. énoncent un principe permettant d'augmenter théoriquement la couverture du ciel à 100% : il s'agit du concept d'étoile laser polychromatique qui utilise la variation de l'indice de réfraction de l'atmosphère avec la longueur d'onde. Ceci introduit une variation dans le chemin optique des différentes composantes chromatiques de l'étoile artificielle polychromatique. Les différentes couleurs apparaissent séparées spatialement, pourtant toutes proviennent de l'étoile polychromatique. Grâce à ce mouvement, on peut déterminer le « tip-tilt » différentiel et remonter au « tip-tilt » réel par une relation de proportionnalité :

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

La précision de la mesure du tip-tilt est d'autant plus grande que $\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}$ est grand. Ceci impose un choix : une des longueurs d'onde doit se trouver dans le domaine UV où l'atmosphère est très dispersive et l'autre composante en visible ou IR. Malgré tout, compte tenu des possibilités de l'atome de sodium, le facteur de proportionnalité est compris entre 18 et 25 ce qui implique que, pour obtenir une correction identique, l'étoile laser doit être 18^2 à 25^2 fois plus intense que l'étoile naturelle « tip-tilt » utilisée dans la technique LGS.

Cadre de la thèse : les projets Etoiles Lasers

Il existe trois méthodes d'excitation de l'atome de sodium permettant la production d'une étoile polychromatique (comprenant la composante UV à 330 nm). Parmi ces méthodes, l'excitation à deux photons résonants a été adoptée par le projet ELPOA qui a pour but de réaliser un démonstrateur sur le télescope de 1,52 m de l'observatoire de Haute-Provence dans l'optique de corriger le «tip-tilt » dans le domaine visible.

Une étude expérimentale et théorique des trois méthodes a été réalisée dans cette thèse. Celles-ci sont : l'excitation directe à 330 nm du niveau fondamental de l'atome de sodium $3S_{1/2}$ vers le niveau $3P_{3/2}$, l'excitation à deux photons résonants de la transitions $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ et $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, et enfin celle à deux photons non résonants de la transitions $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ à 2×578 nm. Dans tous les cas, la cascade radiative produit des longueurs d'onde UV, visible, et IR. Quelle que soit la méthode choisie, une limitation intervient si on utilise des lasers monomodes: la saturation des transitions excitées. D'un point de vue physique, cet effet apparaît lorsque la densité de puissance pour une classe de vitesse devient trop importante de sorte que la vapeur devient transparente. Ceci est un véritable problème pour le processus de création des étoiles laser monochromatique et polychromatique. Plusieurs études ont montré que lors de l'excitation de l'atome de sodium avec un laser monomode, on sature fortement. Par exemple, pour la transition D_2 (LGS) l'effet Doppler est responsable d'un élargissement inhomogène de la raie. La raie Doppler/hyperfine D_2 a une largeur estimée à 2,8 GHz (la largeur des autres raies est du même ordre de grandeur). Ainsi, pour

une excitation efficace des atomes de sodium il convient de répartir l'énergie de façon continue sur toutes les classes de vitesse de la raie; ainsi les classes de vitesses sont moins saturées. Afin de résoudre le problème de la saturation, un laser sans mode a été développé au Laboratoire de Spectrométrie Physique. Pour la LGS, J.P. Pique et S. Farinotti ont montré un gain de 5 dans le flux de fluorescence lors de l'excitation en laser sans mode par rapport au laser monomode, pour les conditions de ELPOA. Le laser sans mode est un laser à décalage de fréquence intra-cavité et son rayonnement est large d'environ 3 GHz sans trou de fréquence. On s'attend à des résultats similaires pour le cas du flux de l'étoile polychromatique.

Objectifs et déroulement de la thèse

Dans ce contexte, le premier objectif de la thèse consiste à démontrer, par des expériences au laboratoire, la validité et la faisabilité de toutes les solutions d'excitations avec un laser sans mode. Ces travaux doivent également nous permettre d'évaluer le flux de photons retourné pour les spécifications du projet ELPOA et d'autres situations. Le deuxième objectif est aussi de développer un modèle cinétique général prenant en compte toutes les caractéristiques d'un laser et des excitations possibles, le tout validé sur un code existant et nos résultats expérimentaux.

Dans ce sens, au LSP, nous avons développé pendant cette thèse un laser sans mode UV qui nous permettra d'accéder à l'excitation directe à 330 nm. C'est la première fois que des expériences de photométrie, ayant comme objectif la comparaison de trois méthodes d'excitations, sont réalisées. Un soin particulier a été accordé au choix des éléments de mesure qui composent l'expérience afin de réaliser des mesures à très haute résolution pour obtenir des valeurs fiables et précises du flux absolu de fluorescence émise par l'atome de sodium.

En parallèle à ce travail expérimental, nous avons développé un outil, le code « REM », permettant le calcul théorique du flux de fluorescence. Il sera comparé au code de calcul déjà existant « Beacon », et aux résultats expérimentaux afin d'assurer sa validation. Ensuite, des simulations pour le cas de la mésosphère seront effectuées pour estimer quelle sera la faisabilité de l'excitation à 330 nm par rapport à la méthode d'excitation à deux photons déjà adoptée dans le projet ELPOA.

Le document de thèse s'organise en 5 parties. Dans le chapitre I, nous réaliserons une description générale de nombreuses notions de physique de l'atmosphère et des principaux concepts d'imagerie en astronomie. Puis, dans le chapitre II, on étudiera plus en détails les propriétés générales de l'atome de sodium ainsi que quelques effets de polarisation dans la fluorescence émise par l'atome de sodium. Ensuite, dans le Chapitre III on décrira le développement du laser sans mode UV. Le Chapitre IV sera consacré au développement des montages expérimentaux. Enfin, dans le chapitre V, on présentera le modèle cinétique créé (REM), et on le comparera au code Beacon existant et aux résultats expérimentaux obtenus, afin notamment de le valider.

Chapitre I :

Le contexte scientifique de la thèse : étoiles laser et optique adaptative pour l'astronomie

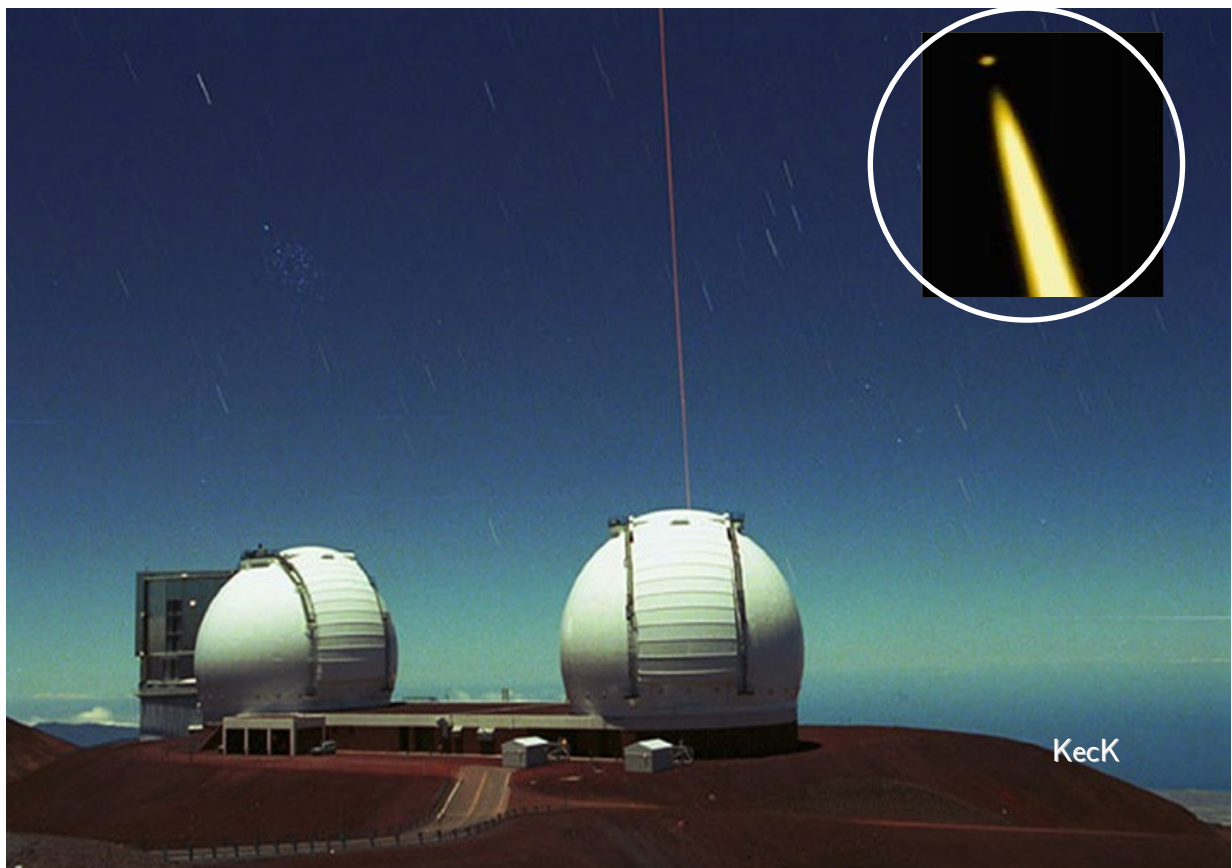


Figure 1.0 : Les télescopes Keck I et II et l'étoile laser monochromatique

Introduction

Dans ce chapitre, qui présente le contexte scientifique de la thèse, on introduira tout d'abord des concepts et définitions liés aux observations astronomiques réalisées par les grands télescopes terrestres, afin de comprendre l'importance de l'étude et de la correction des perturbations atmosphériques. On décrira ensuite : le fonctionnement et l'évolution du système d'optique adaptative qui participe à la correction de ces perturbations ; puis, l'importance des étoiles artificielles laser en astronomie pour augmenter la couverture du ciel, et leur implémentation sur les plus grands sites astronomiques du monde ; et enfin, l'intérêt de l'étoile polychromatique, sujet qui concerne directement la thèse, et son grand défi d'atteindre une couverture de 100%.

I.1. Observations astronomiques par des télescopes optiques : limitations et solutions

Le grand défi de l'astronomie est aujourd'hui de s'affranchir des perturbations atmosphériques afin d'obtenir des images nettes à la limite de diffraction. La qualité des optiques du télescope joue un rôle extrêmement important autant que la compréhension des phénomènes qui se produisent entre la source astronomique et le signal réceptionné par le télescope.

Trois problèmes majeurs ont été identifiés en astronomie terrestre :

- La nécessité de réaliser des optiques de réceptions quasi-parfaites.
- Le besoin d'augmenter le diamètre des télescopes, qui devient de plus en plus grand afin d'augmenter le flux réceptionné et de limiter l'effet de diffraction.
- La nécessité de s'affranchir des perturbations atmosphériques.

I.1.1. Les grands télescopes et leur résolution dans le contexte astronomique

Les études réalisées jusqu'à présent montrent que la qualité d'une observation dépend d'un grand nombre de facteurs comme la qualité de polissage du miroir (5 nm d'écart type par rapport à un polissage parfait), les défauts des supports mécaniques, la diffusion, et la diffraction par les obstacles (le facteur principal).

Par ailleurs, une des caractéristiques d'un télescope astronomique est sa résolution angulaire. Sa limitation est liée au phénomène de diffraction de la lumière par les ouvertures angulaires. Comme un télescope reçoit seulement une fraction du front d'onde (le front d'onde provenant des objets astronomiques est considéré plan), l'image d'un point éloigné donnée par un télescope n'est plus un point mais une figure de diffraction d'Airy (cf. Figure 1.1).

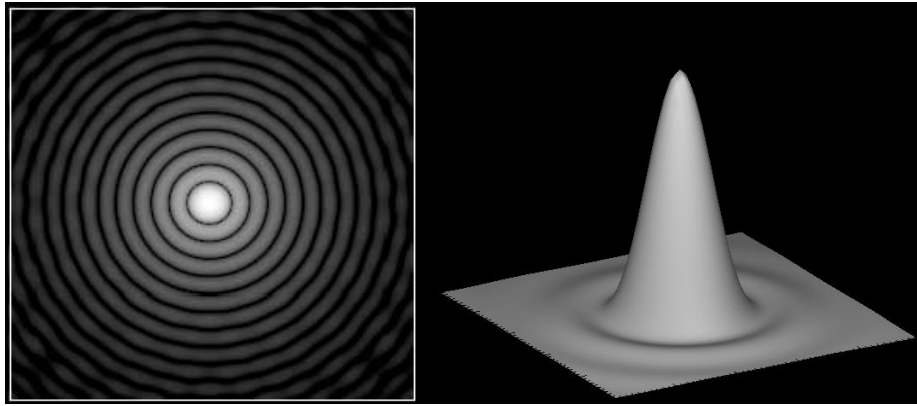


Figure 1.1 : Images modélisées d'une « tache d'Airy » dans le cas idéal d'une étoile au foyer d'un instrument parfait sans effet perturbateur.

Grâce à la théorie de la diffraction on peut définir et déterminer le rayon du disque d'Airy :

$$r_A \approx 1.22 \frac{f\lambda}{D} \quad \text{eq. 1.1}$$

où f est la distance focale du télescope, λ la longueur d'onde d'observation, et D le diamètre du télescope ($r_A \approx \frac{f}{D}$, en visible). Dans le cas idéal, seulement 84% de la lumière est concentré dans le disque central.

A partir de l'équation eq.1.1, on peut définir la limite de résolution Δl pour deux étoiles (on considère que le centre du disque d'Airy de la première étoile correspond au premier minimum de la figure d'Airy de la deuxième étoile) :

$$\Delta l \approx 1.22 \frac{f\lambda}{D} \quad \text{eq. 1.2}$$

La limite de séparation angulaire est :

$$\Delta \theta \approx 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad \text{eq. 1.3}$$

A l'aide de ces dernières définitions, on peut définir également le pouvoir séparateur égal à $1/\Delta \theta$, et le pouvoir de résolution égal à $1/\Delta l$. En conséquence, l'augmentation de taille des télescopes est une solution pour augmenter à la fois le pouvoir séparateur et le flux recueilli. La Figure 1.2 montre les différences entre deux images de la lune prises avec un télescope de petit diamètre et un autre de grand diamètre.

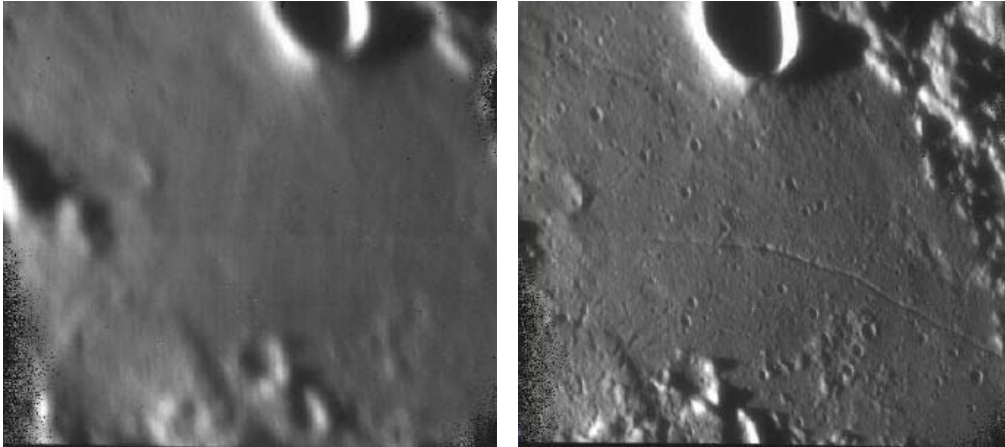


Figure 1.2 : Comparaison entre deux images de la surface de la Lune observée avec : a) un télescope de petit diamètre ; b) un télescope de grand diamètre. La première est floue, contrairement à la deuxième où la quantité de détails est importante.

La Figure 1.3 présente l'augmentation continue des diamètres de télescopes à partir des années 1940. Augmenter la taille d'un télescope signifie augmenter la taille de miroir, ce qui s'est avéré être un vrai challenge technologique pour les constructeurs de miroirs. Si dans les années 1970 les télescopes étaient équipés avec des miroirs fractionnés, aujourd'hui ceux-ci ont été remplacés par des miroirs monolithiques souples (c'est le cas du VLT, Gemini, et Subaru) et des miroirs minces segmentés (c'est le cas du Keck, et des futurs géants télescopes de 32 et 50 m).

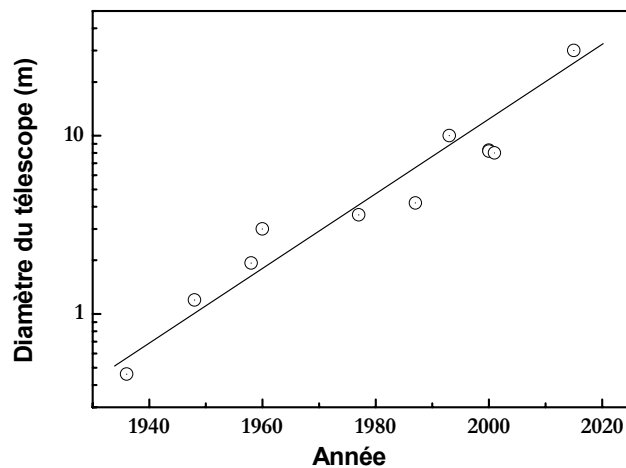


Figure 1.3 : Evolution de la taille du télescope à partir de l'année 1936. On peut voir que la taille augmente de façon logarithmique, ce qui laisse présager d'énormes valeurs dans un futur peu éloigné.

I.1.2. Les turbulences atmosphériques : les principales limitations des observations atmosphériques réalisées par des télescopes terrestres

Les résolutions angulaires des télescopes sont aujourd'hui très fines (un télescope de 8 m à la limite de diffraction a une résolution angulaire théorique de 16 millisecondes d'arc pour une longueur d'onde d'observation de 500 nm). Malheureusement, dans la pratique, les observations terrestres sont dégradées par la turbulence atmosphérique, ce qui implique que pour les plus grands télescopes terrestres, la résolution angulaire ne dépasse pas la seconde d'arc (comme pour un télescope de 10-20 cm), celle-ci est dégradée environ d'un facteur 100. En comparaison, le télescope spatial Hubble d'un diamètre de 2,4 m, situé en dehors de l'atmosphère et qui atteint des performances quasi-idéales, a une résolution angulaire de 50 millisecondes d'arc à 500 nm. Même si Hubble constitue une solution avantageuse (pas de turbulences atmosphériques, pas de pollution lumineuse, réduction de l'émission thermique dans l'infrarouge, et possibilité d'accéder à une plus grande gamme de longueurs d'onde), il présente deux gros inconvénients : son coût très important (deux milliards de dollars), et sa maintenance, qui pose de réels soucis. C'est pourquoi les télescopes terrestres sont privilégiés. Mais, pour assurer une très bonne résolution, il a fallu réfléchir aux solutions permettant de s'affranchir des effets de la turbulence atmosphérique, et également de comprendre et modéliser ceux-ci.

I.1.2.1. Le modèle de Kolmogorov de la turbulence atmosphérique

L'alternance jour/nuit et les changements de saisons introduisent des variations dans l'activité atmosphérique, à cause du déplacement des masses de l'air résultant de l'échauffement de l'atmosphère par le soleil, de l'action de la gravité terrestre ou de l'action de la force de Coriolis. En conséquence une énergie cinétique est générée ce qui entraîne un mélange de gaz chauds et froids, provoquant des tourbillons responsables de la turbulence atmosphérique.

Des modèles statistiques de la turbulence atmosphérique ont été élaborés par les nombreuses études réalisées au XX^e siècle. Le plus couramment utilisé est sans doute le modèle de *Kolmogorov* (1941). Le phénomène de turbulence expliqué par celui-ci, présenté dans la Figure 1.4 est basé sur le fait que l'énergie cinétique produite se dissipe par la scission successive des tourbillons de grande taille (taille caractéristique de un mètre à quelques dizaines de mètres) en des tourbillons de plus petites tailles (taille caractéristique de l'ordre de quelques millimètres) jusqu'à dissipation par viscosité (appelé aussi théorie de la *cascade d'énergie*). Il définit ainsi un domaine inertiel (intervalle de validité du modèle), dans lequel la turbulence est homogène et isotrope, ayant deux limites correspondant à la taille des grands tourbillons « l'échelle externe (L_0) » et à la taille des petits tourbillons « l'échelle interne (l_0) ».

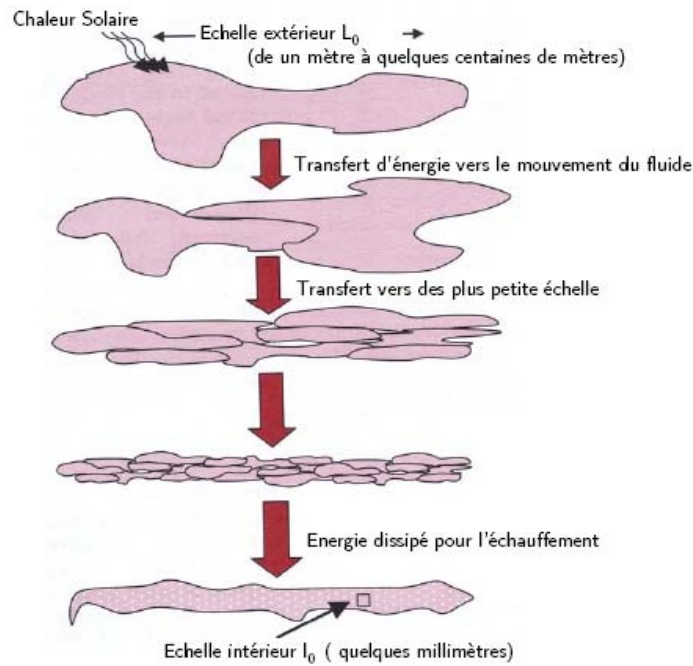


Figure 1.4 : Schéma du modèle de Kolmogorov. On représente ici le domaine inertiel entre les deux limites « l'échelle externe » et « l'échelle interne » avec les phénomènes qui en découlent.

Les mouvements aléatoires des masses d'air dus aux variations de température entraînent l'apparition d'inhomogénéités locales de l'indice de réfraction de l'air [Roddier1981] et alors, lors de la traversée des couches turbulentes, les fluctuations de l'indice de réfraction provoquent des fluctuations aléatoires de la phase des ondes lumineuses. Le modèle de Kolmogorov considère que l'atmosphère peut être décomposée en plusieurs couches d'altitude h , et que les variations spatiales de n dans les différentes couches turbulentes sont indépendantes. Ces modèles supposent qu'il n'existe pas de corrélation entre l'indice de réfraction des deux couches. De plus, si on prend en compte la loi de Snell-Descartes ($n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$) la lumière en provenance d'un astre est soumise au phénomène de réfraction de l'atmosphère.

1.1.2.2. Fluctuations de l'indice de réfraction

Comme vu précédemment, les fluctuations de l'indice de réfraction n sont responsables de la déformation du front d'onde. Le phénomène est traité d'un point vu stationnaire, dans l'espace de Fourier, et, les fluctuations d'indice se caractérisent par leur densité spectrale de puissance. Tartarski [Tartarski1971] décrit la densité spectrale de puissance tridimensionnelle de l'indice de réfraction par l'équation suivante :

$$\Phi_{\Delta n}(f, h) = 0.033 \times (2\pi)^{-2/3} \times C_n^2(h) \times f^{-11/3} \quad \text{eq. 1.4}$$

où f représente la fréquence spatiale à trois dimensions (en m^{-1}), et $C_n^2(h)$ la constante de structure de l'indice de réfraction (en $\text{m}^{-2/3}$) qui caractérise la force de la turbulence à l'altitude h . Par ailleurs, pour l'ensemble du spectre des fréquences on obtient d'après l'équation eq.1.4 que l'énergie globale de la turbulence doit être infinie, ce qui n'a pas de sens physique. C'est pour cela

que le spectre de Von Karman (valable pour l'ensemble des fréquences spatiales) à énergie finie est souvent utilisé car il comprend un terme de saturation aux basses fréquences spatiales :

$$\Phi_{\Delta n}(f, h) = 0.033 \times (2\pi)^{-2/3} \times C_n^2(h) \times (f^2 + L_0^{-2})^{-11/6} \exp(-f l_0)^2 \quad \text{eq. 1.5}$$

Ceci nous amène à l'importance de connaître le profil en altitude de $C_n^2(h)$ afin de caractériser un site d'observation et d'estimer la qualité d'image d'un télescope terrestre.

Ensuite comme les propriétés de fluctuations de la phase sont liées aux fluctuations de l'indice de réfraction, alors celles-ci sont déterminées à partir de l'équation :

$$\varphi(r, 0) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_h \quad \text{eq. 1.6}$$

Cette détermination est possible dans l'approximation de « champ proche » où la turbulence est faible (la distance de propagation dans l'atmosphère étant courte). La perturbation totale de phase $\varphi(r, 0)$ subie par l'onde lumineuse une fois arrivée au sol (pour une position r dans la pupille du télescope) peut être écrite comme une somme des perturbations de phase dans les différentes couches turbulentes :

$$\varphi(r, 0) = \sum_{j=1}^m \varphi(r, h_j), \quad \text{eq. 1.7}$$

avec $\varphi(r, h_j)$ la perturbation de phase à l'altitude h_j .

A partir de l'équation 1.7 et pour une turbulence de type Kolmogorov, on obtient alors la fonction de structure de la phase turbulente D_φ située à l'altitude h et pour une épaisseur de couche δh .

Elle s'écrit :

$$D_\varphi(\rho, h) = 2.91 \times \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \times C_n^2(h) \times \delta h \times \rho^{5/3} \quad \text{eq. 1.8}$$

Après la sommation sur l'ensemble des couches, le spectre de puissance spatiale des fluctuations de phase [Roddier1981] est :

$$\Phi_\varphi(f) = 0.023 \frac{1}{r_0^{5/3}} f^{-11/3} \quad \text{eq. 1.9}$$

où r_0 est le paramètre de Fried.

1.1.2.3. Paramètre de Fried

La longueur de cohérence de l'atmosphère, couramment appelée paramètre de Fried r_0 [Fried 1965] quantifie l'effet de la turbulence atmosphérique sur les images formées par un télescope terrestre. Elle est définie soit comme étant le diamètre d'une section du front d'onde sur laquelle soit comme la distance sur laquelle la phase du front d'onde est considérée constante d'un point vue spatial. L'expression mathématique du paramètre de Fried est :

$$r_0 = \left[0.423 \times \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \times \frac{1}{\cos \gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad \text{eq. 1.10}$$

où λ est la longueur d'onde d'observation et γ l'« angle zénithal » entre le zénith et la ligne de visée.

On remarque que $r_0 \propto \lambda^{6/5}$, ce qui implique que le domaine spatial de cohérence est plus grand pour les longueurs d'onde infrarouges, et donc les perturbations atmosphériques sont moins importantes en comparaison avec celles pour les courtes longueurs d'ondes (visible et UV).

Ce paramètre est la seule quantité caractérisant la turbulence qui est mesurée en permanence dans certains observatoires astronomiques et qui permet de déterminer un diamètre de miroir au-delà duquel tout télescope subira les effets de la turbulence atmosphérique. Sa valeur moyenne est de l'ordre de 10 cm à $\lambda=500$ nm pour un bon site astronomique.

1.1.2.4. Représentation de la phase turbulente dans la base des polynômes de Zernike

La technique d'analyse du front d'onde est devenue plus facile en 1976 quand Noll a proposé de décomposer le front d'onde sur une base discrète et orthonormée sur un support circulaire, la base des polynômes de Zernike, car à chaque mode correspond un sens optique [Noll1976].

La Figure 1.5 montre les sens optique de chaque ordre des polynômes de Zernike. En coordonnées polaires (r, θ) pour un disque de rayon unité, les polynômes de Zernike sont définis selon leur parité par les équations suivantes :

$$Z_{i, \text{pair}} = \sqrt{n+1} \times R_n^m(r) \times \sqrt{2} \times \cos(m\theta), \quad m \neq 0 \quad \text{eq. 1.11}$$

$$Z_{i, \text{impair}} = \sqrt{n+1} \times R_n^m(r) \times \sqrt{2} \times \sin(m\theta), \quad m \neq 0$$

Et :

$$Z_i = \sqrt{n+1} \times R_n^m(r) \times \sqrt{2}, \quad \text{si } m = 0 \quad \text{eq. 1.12}$$

Où :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(m-n)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{(n+m)}{2} - s\right)! \left(\frac{(n-m)}{2} - s\right)!} \times r^{n-2s}$$

La numérotation des polynômes i dépend de m et de n , et ces indices n (ordre radial) et m (degré azimutal) satisfont les relations : $m \leq n$ si $(n-m)$ est pair, $n = \frac{\sqrt{8i-7}-1}{2}$ et

$m = 1 + i - 1 - \frac{n(n+1)}{2}$ si n est pair, et $m = i - 1 - \frac{n(n+1)}{2}$ si n est impair. Les polynômes

sont classés par ordre radial croissant, puis par degré azimutal croissant.

En conséquence, la phase turbulente φ (en radian) se décompose sur une base de polynômes de Zernike comme suit :

$$\varphi(r) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i Z_i(r) \quad \text{eq. 1.13}$$

La sommation dans cette équation commence avec l'indice $i=2$ car $\varphi(r)$ représente la phase à laquelle on a soustrait le mode piston Z_1 qui a une phase constante et qui donc n'agit pas sur la qualité d'une image. La base des polynômes de Zernike est orthonormée, et donc le coefficient a_i (en radians rms au niveau de la pupille) est obtenu par le produit scalaire de la phase avec le polynôme considéré :

$$a_i = \frac{1}{S} \int_S \varphi(r) Z_i(r) dr \quad \text{eq. 1. 14}$$

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

La relation de la variance de la phase σ_ϕ^2 pour le cas où le tip et le tilt sont corrigés est :

$$\sigma_\phi^2 = \sum_{i=4}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle = \Delta_3 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad \text{eq. 1.15}$$

où D est le diamètre de la pupille sur laquelle sont définis les polynômes de Zernike, et $\Delta_3 = 0.134$. Il faut remarquer que le tip-tilt représente 87 % de la variance globale de la phase ($\approx 1 - (0,134/1,03)$, $\Delta_1 = 1.03$).

Lorsque l'on corrige des modes supérieurs, les valeurs Δ_j ($\Delta_6 = 0.0648$, $\Delta_{10} = 0.0401$ etc...) deviennent très petites. Ainsi, on peut utiliser la formule asymptotique de Noll :

$$\Delta_j = 0.2944 j^{-\frac{\sqrt{3}}{2}} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad \text{eq. 1.16}$$

Δ_j est une constante qui dépend du nombre de modes j que l'on a corrigé.

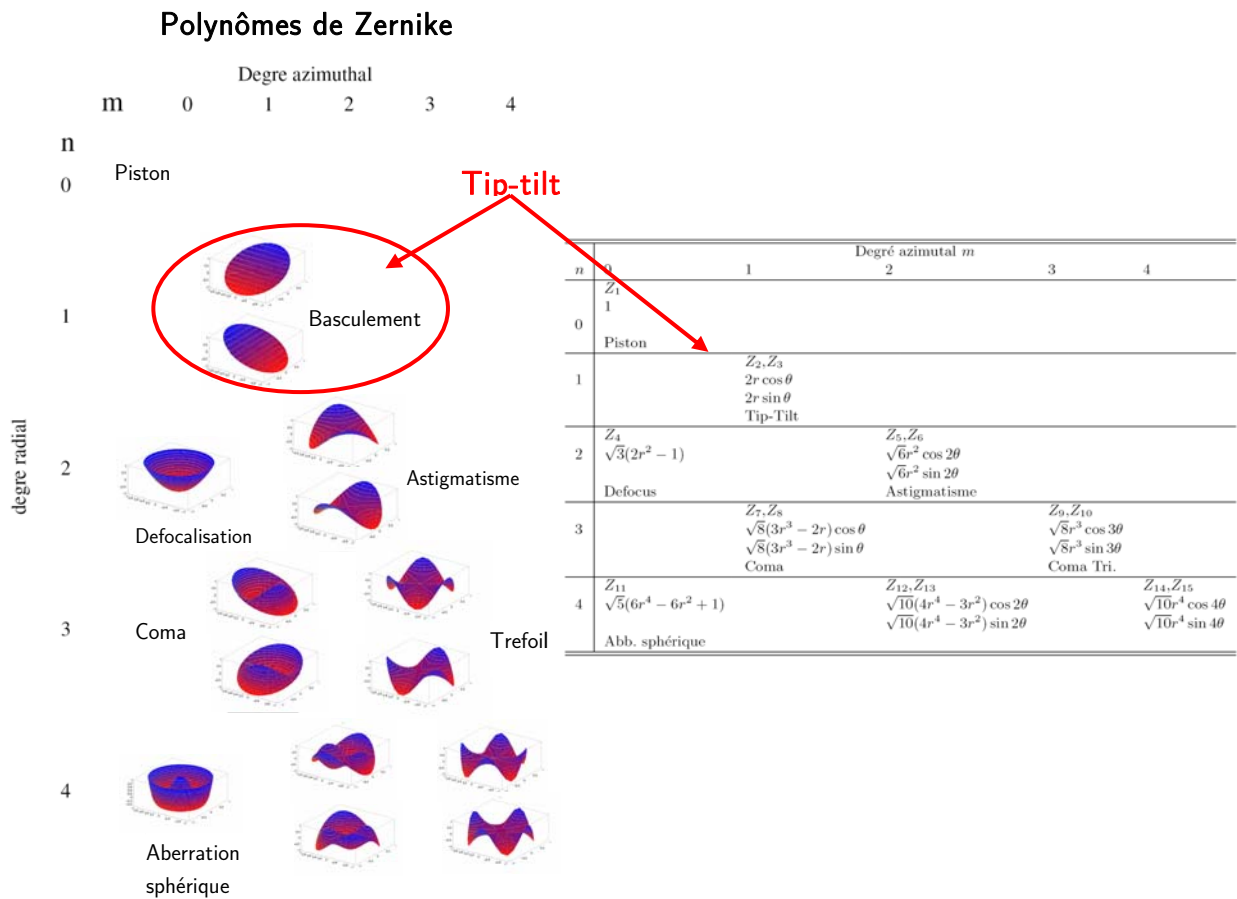


Figure 1.5 : Illustration et forme analytique des polynômes de Zernike de 1 à 15. On voit ici que les premiers ordres radiaux correspondant aux plus basses fréquences spatiales, et les hauts ordres aux hautes fréquences. Une rapide description montre que le premier mode ZB_{1B} est le piston qui correspond à un retard global de la phase sur la pupille, les modes ZB_{2B} et ZB_{3B} 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 ZB_{4B} , les astigmatismes ZB_{5B} et ZB_{6B} etc...

Une image s'approche de la limite de diffraction lorsque la phase résiduelle est inférieure au radian et que $\sigma_\phi^2 = 1$. On peut déterminer le nombre de mode qu'il faut corriger dans un contexte déterminé d'après l'équation :

$$j \approx 0.24 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{1.92} \quad \text{eq. 1.17}$$

Ce paramètre donne une estimation du nombre de degrés de liberté du système d'optique adaptative. Il faut savoir que la simulation de LeLouarn [LeLouarn2000] montre 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 (c'est le cas pour la totalité des télescopes actuels dont les diamètres ne sont pas supérieurs à 10 m). Mais lorsque le diamètre du télescope est supérieur à l'échelle externe, le tilt n'est plus majoritaire.

1.1.2.5 Propriétés temporelles de la phase turbulente : longueur de cohérence de l'atmosphère

Pour déterminer la rapidité d'évolution des fluctuations de phase, en optique atmosphérique on utilise souvent l'hypothèse [Taylor1938] qui dit que la turbulence est composée d'écrans de phase gelés à différentes altitudes h et avec une statistique spatiale donnée, et que ces écrans sont indépendamment en translation uniforme devant la pupille, à des vitesses $v(h)$. A partir de cette affirmation et grâce au modèle de Kolmogorov, on définit le temps de cohérence de l'atmosphère τ_0 (le temps le plus grand pendant lequel le front d'onde turbulent n'évolue pas) :

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{\bar{v}} \quad \text{eq. 1.18}$$

où \bar{v} est la vitesse moyenne du vent.

Les valeurs de τ_0 sont de l'ordre de la dizaine de millisecondes aux longueurs d'onde du visible.

Cependant, le temps de cohérence dépend de l'ordre de déformation du front d'onde et donc, à la pente du front d'onde atmosphérique « tilt » correspond un temps de cohérence $\tau_{0,\theta}$ défini par la relation suivante :

$$\tau_{0,\theta} = 12.33 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{1/6} \left(\frac{r_0}{\bar{v}} \right) \quad \text{eq. 1.19}$$

Cette valeur est dix fois plus élevée que τ_0 . En astronomie, pour caractériser le temps de cohérence atmosphérique des ordres élevés de perturbation on utilise τ_0 , alors que $\tau_{0,\theta}$ désigne uniquement le temps de cohérence de « tilt ». Un rapide calcul montre que, pour un télescope de 8 m sur un bon site astronomique on a $\tau_{0,\theta} = 0.12$ s pour $\lambda = 500$ nm.

1.1.3. L'imagerie optique en astronomie

L'imagerie optique en astronomie joue un rôle important dans les observations astronomiques, car elle permet la réalisation des images des objets en tenant compte des perturbations atmosphériques.

1.1.3.1. La fonction d'étalement de point avec turbulence atmosphérique et le « seeing »

En astronomie la Fonction d'Etalement de Point (*FEP* – ou *PSF* pour *Point Spread Function*) d'un système est définie 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 ne détaillons pas ici. La FEP sans turbulence atmosphérique correspond à la tache d'Airy dont le pic central a une largeur à mi-hauteur d'environ $1.22\lambda / D$ radian et qui représente la résolution limite du télescope. Dans le cas d'une image, c'est-à-dire une source non-punctuelle comme les objets astronomiques, on peut considérer qu'il y a une multitude de points, et que chaque point s'étend sur une fonction d'Airy.

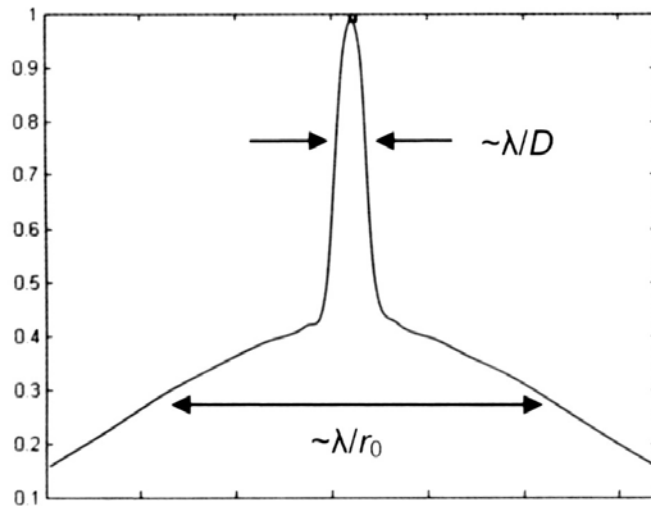


Figure 1.6 : Fonction d'étalement sans turbulence atmosphérique. Source : [Tyson2000].

Malheureusement, en réalité, la FEP n'est pas seulement décrite par la fonction d'Airy, mais représente plutôt la convolution d'une série de FEP qui caractérise les éléments de la chaîne optique : atmosphère, pupille du télescope, qualité optique du télescope, instrument, détecteur.

Roddier [Roddier1981] a montré que, pour une turbulence de type Kolmogorov, la résolution angulaire de la FEP atmosphérique (correspondant à la résolution angulaire théorique d'un télescope de diamètre D) est :

$$\beta = 0.98 \frac{\lambda}{r_0} \tag{eq. 1.20}$$

β est un paramètre très utilisé appelé « seeing ».

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 ($\lambda^{-6/5}$). Les valeurs typiques du facteur de dégradation, $\frac{D}{r_0}$ vont de 80 dans le

visible à 5 pour $\lambda =5 \mu\text{m}$ sur un télescope de 8 m.

1.1.3.2. Temps d'exposition dans l'imagerie

La turbulence atmosphérique est un phénomène à évolution rapide (caractérisé par le temps de cohérence de l'atmosphère τ_0) ce qui impose la définition de deux types d'imagerie : l'imagerie à courte pose, pour un temps d'exposition inférieur à τ_0 , et l'imagerie à longue pose pour un temps d'exposition supérieur à τ_0 .

L'imagerie *courte pose* ($D \gg r_0$) est caractérisée par un élargissement de la FEP sur un domaine de taille angulaire $\frac{\lambda}{r_0}$, contrairement à une FEP sans turbulence, et on voit apparaître des structures à haute fréquence qui correspondent aux interférences des rayons déviés par la turbulence que l'on appelle figure de « speckles » (qui a une largeur de $\frac{\lambda}{D}$) : cf. Figure 1.7

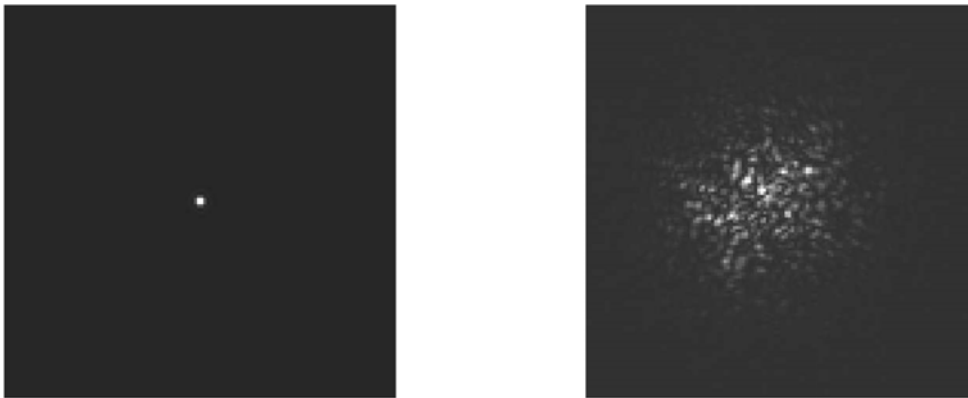


Figure 1.7 : Différence entre une FEP sans turbulence atmosphérique et avec turbulence. D / r_0 est égal à 20. Source : [Thomas2006].

Dans l'imagerie à *longue pose*, l'image est considérée comme la moyenne d'une série d'images de courte pose. La fonction d'étalement est très élargie et sa fréquence de coupure tend vers $\frac{\lambda}{r_0}$ ce

qui amène à une perte d'information pour les hautes fréquences.

Le but de l'optique adaptative est de restaurer ces informations afin que la FEP du télescope tende vers une tâche d'Airy.

1.1.3.3. Rapport de Strehl

Toujours lié à l'image, 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 (prenant donc en compte la perturbation atmosphérique). Ce paramètre représente le rapport entre la valeur du pic d'intensité d'une tâche image dégradée et la valeur du pic d'intensité de cette même image sans aberration. Il est toujours inférieur à 1, et, pour un grand télescope ($D \gg r_0$) sans dispositif de corrections, ce rapport S s'écrit :

$$S = \left(\frac{r_0}{D}\right)^2 \sim \lambda^{12/5} \sim \lambda^{2.4} \quad \text{eq. 1.21}$$

Pour un télescope de 10 m placé sur un site où r_0 vaut 10 cm à 589 nm, le rapport de Strehl est donc de l'ordre de 10^{-4} .

I.2. L'optique adaptative : la solution pour corriger les perturbations atmosphériques

Les perturbations atmosphériques dégradent de manière importante la résolution des grands télescopes, mais elles peuvent être corrigées grâce à un système de correction en temps réel appelé « optique adaptative ». La suite de ce chapitre décrit le fonctionnement de cette technique, qui permet d'obtenir des images à la limite de diffraction.

I.2.1. Principe de fonctionnement

En 1953, Babcock a élaboré un nouveau principe dénommé principe de l'optique adaptative (OA), dont la mise en application, à cette époque, était malheureusement irréalisable d'un point de vue technologique. Il a fallu attendre 1977 [Hardy1977] pour que le premier système d'OA voit le jour dans le cadre d'applications militaires. D'ailleurs cette technologie a été améliorée dans le contexte particulier du projet de « guerre des étoiles » américain, dont les résultats sont restés confidentiels pendant des années compte tenu du caractère militaire du projet.

La première application non militaire à l'astronomie est survenue 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 a ensuite été installé (*Adonis*) sur le télescope de 3,6 m de l'ESO à l'observatoire de La Silla, et peu à peu est devenu un outil commun pour les principaux grands télescopes de la classe des 8-10 m (où $D \gg r_0$) et surtout indispensable pour les projets de très grands télescopes.

Par ailleurs, les systèmes d'optique adaptative servent dans d'autres domaines que l'astronomie, pour la compensation de dérive thermique de systèmes optiques, la remise en forme de faisceaux laser, l'autofocalisation, et également pour le domaine médical où l'on parle d'un système d'optique adaptative appliqué aux études physiologiques par rapport à l'œil (l'œil constituant un milieu déformant).

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

Puisque les fluctuations de l'atmosphère sont rapides, la correction du front d'onde doit se faire à une fréquence supérieure à la *fréquence de Greenwood* $f_G = 0.43 \frac{v_h}{r_0}$ (où v_h est la vitesse horizontale de la couche turbulente stationnaire, et r_0 est le paramètre de Fried, qui dépend de la longueur d'onde et qui est de l'ordre de quelques dizaines de Hertz dans le visible). Un miroir

déformable qui compense en temps réel les avancées et les retards de phase est utilisé pour effectuer les corrections.

Le système d'optique adaptative fonctionne comme suit (cf. Figure 1.8) :

- la source de référence, appelée « étoile guide » est tout d'abord pointée.
- le front d'onde provenant d'une étoile située à l'infini (dont la lumière ne rencontre aucune perturbation) doit être plan. Donc, les perturbations correspondent à l'écart à la planéité du front d'onde mesuré. L'objectif est d'annuler la variance spatiale de la phase résiduelle.
- le système de reconstitution de la phase corrige les perturbations à l'aide d'un miroir déformable qui est conjugué à la pupille du télescope.
- Une lame séparatrice envoie une petite partie du faisceau sur un analyseur de surface d'onde alors que l'autre partie donne l'image exploitée par les astronomes.
- les données relevées sont envoyées à un ordinateur de contrôle qui va commander le miroir déformable en lui indiquant les déformations à appliquer.
- le miroir « tip-tilt » (ou de basculement) est dirigé de façon à corriger le basculement du front d'onde.
- Le système restitue le front d'onde initial.

Le système d'OA est placé entre le foyer et l'instrument à haute résolution angulaire et fonctionne en boucle fermée, de façon à ce que 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 par l'itération précédente. On limite ainsi l'amplitude des déplacements des actionneurs du miroir déformable.

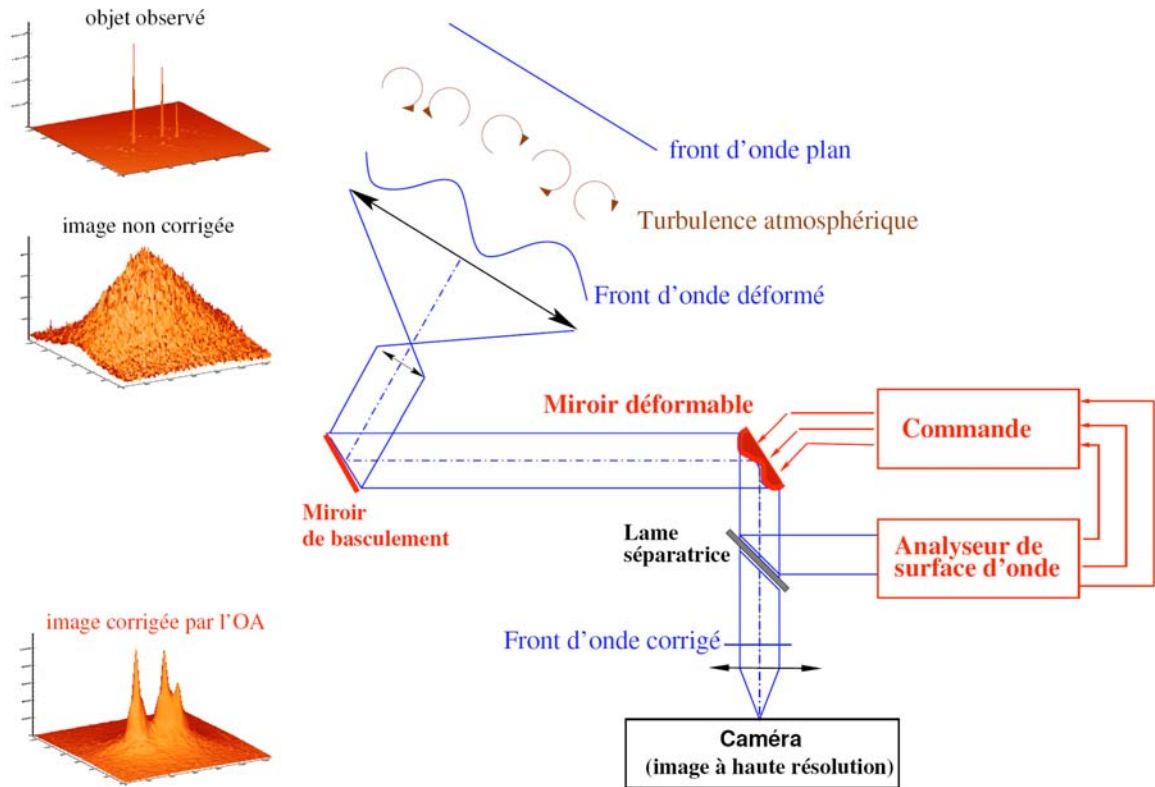


Figure 1.8 : Principe du système d'optique adaptative en boucle fermée. L'analyseur de surface d'onde mesure en permanence les perturbations du front d'onde. Ces mesures de phase résiduelle (on est en boucle fermée) sont utilisées par un ordinateur qui détermine ensuite les commandes à envoyer au miroir 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].

1.2.2. L'optique adaptative aux courtes longueurs d'onde

Pour un fonctionnement performant du système d'optique adaptative dans le visible et aussi dans l'infrarouge il faut augmenter le nombre de sous pupilles, donc la taille de sous pupille d_s doit être diminuée (car le nombre de sous pupilles est $N_{sp} \propto D/r_0 \propto \lambda^{-12/5}$, d_s est proportionnel au paramètre de Fried r_0 et aussi à $\lambda^{6/5}$, et le temps de cohérence τ_0 de l'atmosphère varie lui aussi en $\lambda^{6/5}$), et la fréquence de travail doit être augmentée.

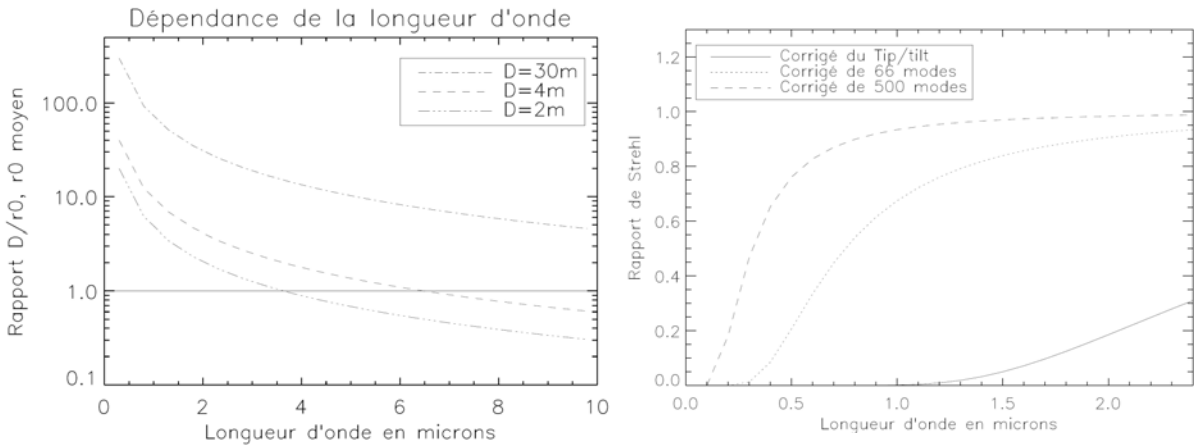


Figure 1.9 : a) Evolution du rapport D/r_0 en fonction de la longueur d'onde, pour différentes tailles de télescopes. La référence est $r_0 = 15\text{ cm}$ à $0,5\ \mu\text{m}$. b) Dépendance du rapport de Strehl en fonction de la longueur d'onde ($D=4\text{ m}$) tracée pour plusieurs nombres d'éléments de corrections. On constate qu'un bon rapport de Strehl à $2\ \mu\text{m}$ donnera un rapport de Strehl médiocre à $0,5\ \mu\text{m}$. Le rapport de Strehl dépend de nombre de modes corrigés. Source : [Thomas2006].

Pour améliorer le rapport de Strehl, le plus facile serait d'augmenter le nombre de modes à corriger, mais ceci entraîne de grosses dépenses. La Figure 1.9-droite montre la variation du rapport de Strehl en fonction du nombre d'éléments corrigés.

Par conséquent, une analyse correcte du front d'onde nécessite un nombre limité de photons par sous-pupille et pour le temps d'intégration τ_0 . Ce nombre devient très grand pour les courtes longueurs d'onde. La Figure 1.10 montre l'évolution du flux disponible en pointillés et le flux nécessaire en trait plein en fonction de la longueur d'onde au bon fonctionnement.

On sait que la répartition des étoiles n'est pas homogène sur la totalité du ciel et que le flux disponible est toujours plus faible que le flux nécessaire, donc la couverture du ciel dans le visible est très faible si l'étoile guide utilisée est une étoile naturelle.

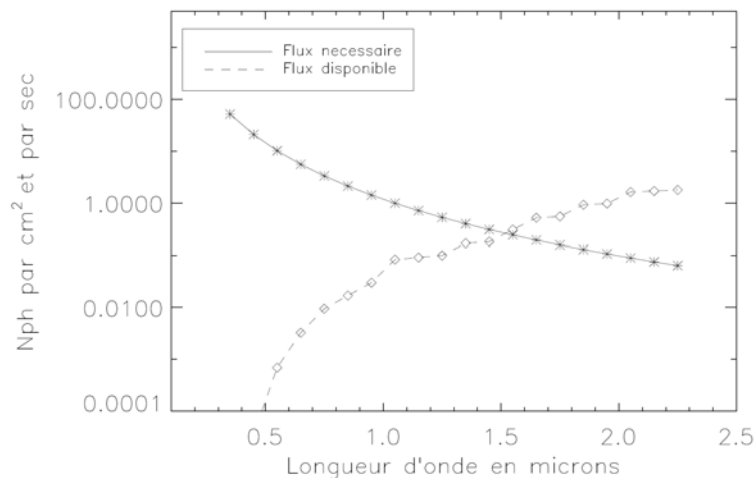


Figure 1.10 : Comparaison entre le flux nécessaire pour le bon fonctionnement de l'analyseur de front d'onde et le flux disponible pour une région déterminée par une latitude galactique de 0° et une longitude galactique de 30° . Source : [Thomas2006].

1.2.3. Couverture du ciel

Le défi de l'optique adaptative est de fonctionner dans le visible et donc sur la proportion la plus grande de la voûte céleste définie comme *couverture du ciel*. Si pour le domaine infrarouge la couverture du ciel est totale, dans le visible, malheureusement ce n'est pas le cas. Un nombre important de paramètres relatifs à la qualité du site (valeur du seeing), au télescope utilisé (diamètre), et à la qualité du système d'optique adaptative (efficacité globale du système), ont une forte influence dans le pourcentage de couverture du ciel, la figure 1.11 montre quelques exemples de simulation de couvertures du ciel pour les paramètres typiques du VLT.

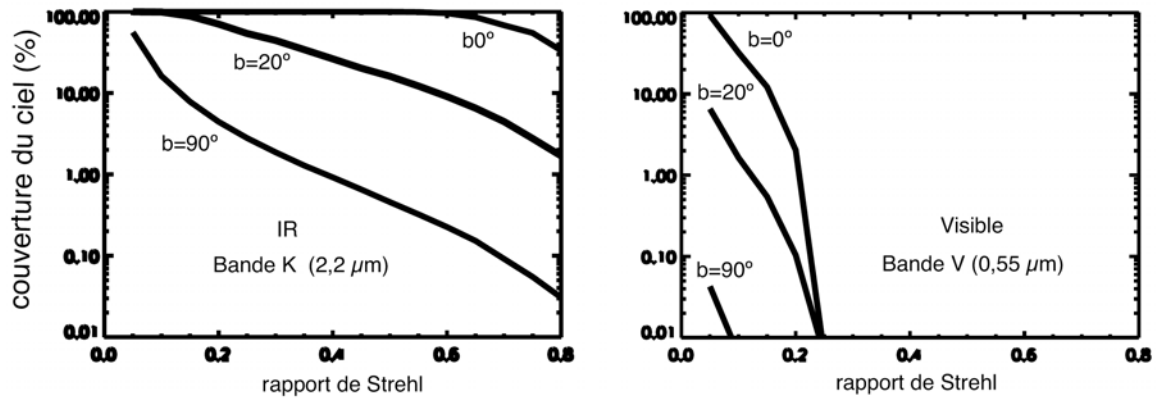


Figure 1.11 : Simulations de couvertures du ciel pour un télescope équivalent au VLT ($D=8\text{ m}$, $d_{sp}=0,5\text{ m}$, $r_o \approx 0,17\text{ m}$) en bande K et V. Elle dépend de la bande observée (plus importante dans l'infrarouge) et de la direction d'observation (meilleure couverture du ciel pour $b = 0^\circ$, dans la direction de la voie lactée, la densité d'étoiles est la plus importante). Source : LeLouarn.

I.3. Optique adaptative et étoile laser : une solution pour augmenter la couverture du ciel

La couverture du ciel se résume principalement à la magnitude de l'étoile de référence, à la densité des étoiles de fortes magnitudes sur la voûte céleste, et au domaine d'isoplanétisme permis. L'idée de l'étoile artificielle « Laser Guide Star » (LGS) est apparue donc de la nécessité d'avoir une source lumineuse assez intense à la proximité de l'objet à étudier afin de faire fonctionner le système d'optique adaptative sur toute la voûte céleste.

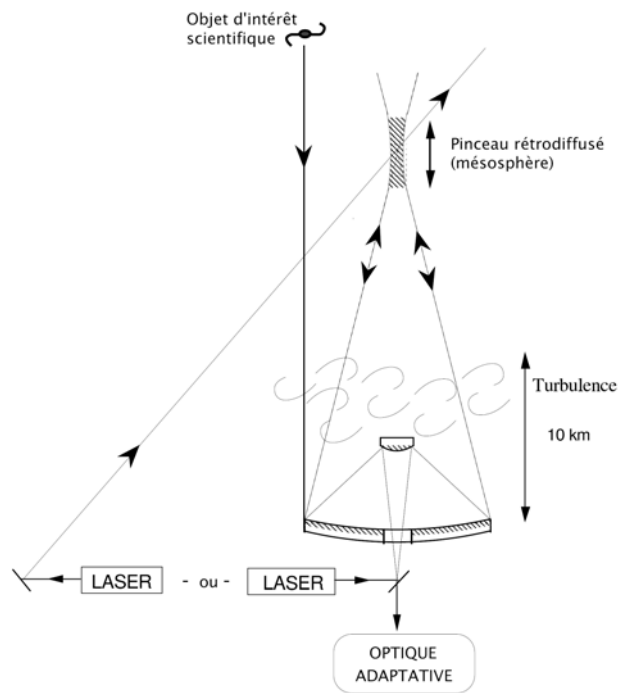


Figure 1.12 : Principe de fonctionnement d'une étoile laser artificielle. Le faisceau laser est envoyé dans l'atmosphère depuis un télescope auxiliaire ou depuis la structure même du télescope. Une source de lumière distante du sol dont une partie sera rétro-diffusée dans la direction du télescope, et qui servira pour l'analyse du front d'onde est créé. Source : [Girard2005].

Ce concept présenté dans la figure 1.12 est apparu dans la littérature à la fin des années 1970 et le début des années 1980 [McCall&Passner1978] [Foy&Labeyrie1985] [Thompson&Gardner1987] [Happer1994] et amène la nouveauté qu'il n'y a plus de dépendance de la position aléatoire des étoiles naturelles [Viard2001] [Ragazzoni1996] [Ragazzoni1995].

Au fil des années plusieurs techniques ont été proposées afin de créer une étoile laser dans le ciel.

I.3.1. Les types d'étoiles lasers

Au cours des deux dernières décennies, il y a trois concepts d'étoiles artificielles envisagées pour servir d'étoile guide au télescope [Foy&Pique2003]. Les principes de fonctionnement sont schématisés sur la figure 1.13.

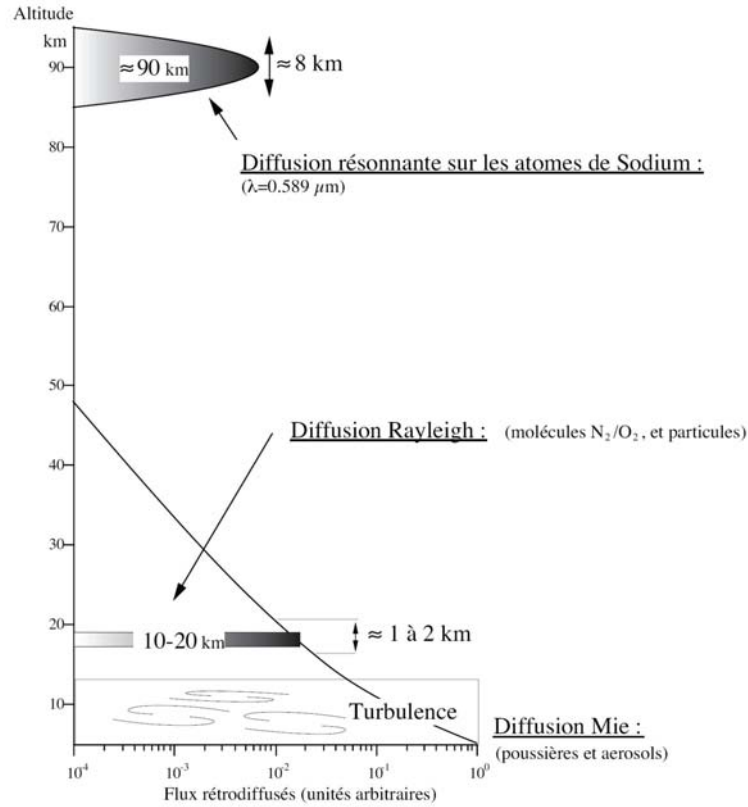


Figure 1.13 : Processus de rétro-diffusion dans l'atmosphère. Les flux de photons retournés en fonction de l'altitude sont donnés en unités arbitraires [Girard2005].

1.3.1.1. Etoile laser Mie

La lumière provenant d'un faisceau laser est diffusée sur les 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.

1.3.1.2. Etoile laser Rayleigh

La rétro-diffusion des molécules d'azote et d'oxygène présentes dans les 20-30 premiers kilomètres de l'atmosphère permet la création d'une source artificielle de lumière, appelé étoile laser Rayleigh. Pour cela, le faisceau d'un laser en impulsion est focalisé à l'altitude désirée h , et la lumière rétro-diffusée par les fluctuations de densité de l'air est recueillie à l'aide d'un télescope.

Le fonctionnement en impulsion permet d'éviter la confusion entre les photons diffusés dans les hautes couches et ceux diffusés dans les basses couches, et d'échantillonner le flux retourné dans le temps (« range gating » - type LIDAR) en fonction de l'altitude de la couche. L'échantillonnage

temporel est réalisé par un obturateur électro-optique rapide placé devant le senseur de front d'onde. Il permet aussi de sonder différentes couches. La section efficace de diffusion Rayleigh est proportionnelle à λ^{-4} , et est plus importante aux courtes longueurs d'onde (ce qui explique d'ailleurs la couleur bleue du ciel), ce qui fait que la création de ce types d'étoiles nécessite des lasers fonctionnant aux courtes longueurs d'onde afin de recueillir plus de photons (le laser n'a pas besoin d'être ajusté spectralement sur une raie précise). En 1986, Gardner [Gardner1986] a défini le produit entre le flux de photons rétro-diffusés à une altitude h et la section efficace σ comme suit :

$$\sigma \times n(h) = 3.6^{-31} \lambda^{-4.0117} \frac{P(h)}{T(h)}, \text{ en } m^{-1}.str^{-1} \quad \text{eq. 1.22}$$

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

Comme sa section efficace est importante, même si l'air commence à se raréfier à haute altitude, ce procédé permet de recueillir un grand nombre de photons. Plusieurs télescopes ont développé la technique de l'étoile Rayleigh (Starfire Optical Range (SOR) [Fugate1994]).

Cependant, il y a un inconvénient inhérent à cette technique : il s'agit de l' « effet de cône » (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).

L'utilisation d'une étoile Rayleigh amène une faible correction de l'optique adaptative appelée « Ground Layer Adaptive Optics » [Sharples2000] [Rigaut2001] [Tokovinin2004a]. C'est pourquoi on développe encore des systèmes utilisant des étoiles Rayleigh. Actuellement, sur le télescope William Herschel de La Palma (4,2 m), est développé le projet GLAS (pour « Ground-layer Laser Adaptive optics System »). Le laser utilisé ici 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]. La méthode de « gating » qui est à l'étude permet de sonder différentes couches et utilise plusieurs analyseurs de front d'onde.

1.3.1.3. Etoile laser par diffusion résonante

Les atomes ou molécules présents à haute altitude (dans la mésosphère à 90 – 100 km) sont excités afin de créer une source de lumière artificielle de référence (étoile artificielle). On utilise un laser dont la longueur d'onde est asservie sur une transition résonante de l'espèce (atome ou molécule) pour exciter cet atome, qui va réémettre par l'émission spontanée des photons de fluorescence. Ensuite, le front d'onde de cette source de lumière artificielle traverse couches atmosphériques les plus turbulentes et est recueilli par le télescope, ce qui permet l'analyse et la correction de ces perturbations.

Tableau 1.1 : *Inventaire des longueurs d'onde d'excitation, des sections efficaces d'absorption et des densités de colonnes dans l'atmosphère : le sodium, le potassium et le fer. Source : [Papen1996].*

	Na	K	Fe
λ (nm)	589	769	372
σ (cm ²)	1.1×10^{-9}	10^{-9}	1.1×10^{-10}
N(atomes)	5×10^9	3×10^8	10^{10}

De nos jours, la majorité des espèces trouvées dans la mésosphère est très mal connue. Il existe quand même des études [Papen1996] montrant l'existence de forte densité d'atomes de sodium, de potassium, et de fer dans la couche de la haute atmosphère. Le tableau 1.1 donne ces espèces et permet de choisir le candidat idéal pour réaliser cette source artificielle de lumière. En comparant les densités atomiques et les sections efficaces d'absorption de chaque atome, le choix de l'atome de sodium s'impose, avec sa transition D₂ à 589,0 nm [Max1994].

L'étoile de sodium « sodium LGS » permet aux astronomes d'étudier avec des résolutions intéressantes des régions du ciel jamais étudiées par optique adaptative. C'est la solution la plus couramment utilisée par les grands télescopes terrestres.

1.3.2. Limitation de la technique Etoile Laser

La technique d'étoile laser n'est pas parfaite : il y a certaines limitations qui imposent des études approfondies afin d'assurer un bon fonctionnement du système d'optique adaptative avec une étoile laser. Dans le paragraphe suivant on va énumérer et analyser de façon très sommaire ces limitations.

1.3.2.1. Effet de cône

L'explication de l'effet de cône se trouve dans le fait que contrairement à une étoile naturelle (située à l'infini d'un point de vue optique), 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] (à environ 20 km pour une étoile laser Rayleigh LGS et 90 km pour une étoile laser sodium). En conséquence, le volume d'atmosphère traversé par le front d'onde provenant d'une étoile laser sodium représente un cône, alors qu'il s'agit d'un cylindre dans le cas d'un front d'onde issu d'une étoile naturelle. Les effets présentés dans la figure 1.14 sont :

- la turbulence située à une altitude supérieure à l'altitude de l'étoile artificielle n'est pas prise en compte,
- 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 étoile artificielle et le cylindre d'une étoile naturelle n'est donc pas sondé,

par conséquent, la partie réduite de la couche traversée est vue par le système comme si elle remplissait toute la pupille, et donc l'information du front d'onde sur la turbulence traversée est dilatée et tronquée (l'effet de zoom).

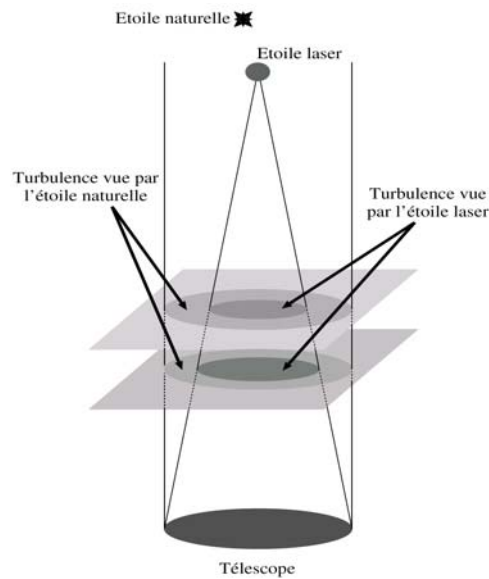


Figure 1.14 : L'effet de cône implique deux effets majeurs : 1) Les bords des couches les plus élevées ne sont pas traversés par le front d'onde de la LGS, donc la turbulence n'y est pas mesurée ; 2) la surface d'onde d'étoile artificielle mesurée ne correspond pas à la réalité à cause de l'effet de zoom. Egalement, la turbulence au-dessus de l'étoile n'est pas prise en compte [Girard2005] et [Thomas2006].

Pour les courtes longueurs d'onde, l'effet de cône constitue un véritable problème. Afin d'y remédier, des techniques de mesure de la turbulence optique dans son volume ont été développées (stitching, butting, merging [Tyler1994] pour le cas de l'étoile laser Rayleigh). Ces techniques font plutôt appel à un procédé de tomographie (ou 3-D mapping) tel que celui rencontré en imagerie médicale. Il y a plusieurs concepts qui 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). Il est à noter que la problématique de l'effet de cône se pose surtout dans le cas des futurs géants télescopes [Gilmozzi2001], [Andersen2001] et qu'il existe déjà des études menées en vue de déterminer le système le plus adapté pour sa correction [Ragazzoni2005] [Ragazzoni2006].

1.3.2.2. Effet du tilt

Le tilt est représenté par les modes Z_2 et Z_3 des polynômes de Zernike dans le formalisme mathématique relatif aux perturbations de la phase. Ceux-ci correspondent aux inclinaisons du front d'onde appelées « tip » et « tilt » et que les astronomes nomment plus généralement « tip-tilt ».

D'un point de vue physique, l'effet du tilt a été mis en évidence en 1987 par Pilkington [Pilkington1987]. En gros, il l'explique par le fait que, comme l'indice de réfraction de l'atmosphère est différent de celui du vide inter-stellaire, un phénomène global de réfraction se produit lors du passage du front d'onde (d'un objet hors-atmosphère) dans l'atmosphère. La fluctuation aléatoire de l'indice de réfraction de l'atmosphère amène à un mouvement de l'image globale de l'objet sur

le plan focal du télescope (agitation aussi appelée « image motion »). Cet effet a été observé par tous les astronomes ne disposant pas sur leur télescope d'une optique adaptative.

La question est : pourquoi ne peut-on pas corriger le basculement du front d'onde avec une étoile artificielle monochromatique? Cela vient tout simplement du principe du retour inverse de la lumière (l'atmosphère n'évolue pas de façon significative entre le moment quand le faisceau laser est émis au niveau du sol et le moment de la réception rétro-diffusée du signal par le télescope). En d'autres termes, le temps d'un aller-retour de la lumière « artificielle » (environ 0,6 ms dans le cas d'une étoile laser monochromatique) est approximativement deux ordres de grandeur plus court que le temps de cohérence de tilt (environ 100 ms). Ainsi, la lumière suit quasiment le même trajet optique à l'aller comme au retour, et donc l'image d'une LGS paraît exemptée du mouvement global. Contrairement à cela, la réfraction n'a lieu qu'une seule fois pour l'image d'une source astrophysique fixe dans l'espace, et ce phénomène va varier dans le temps.

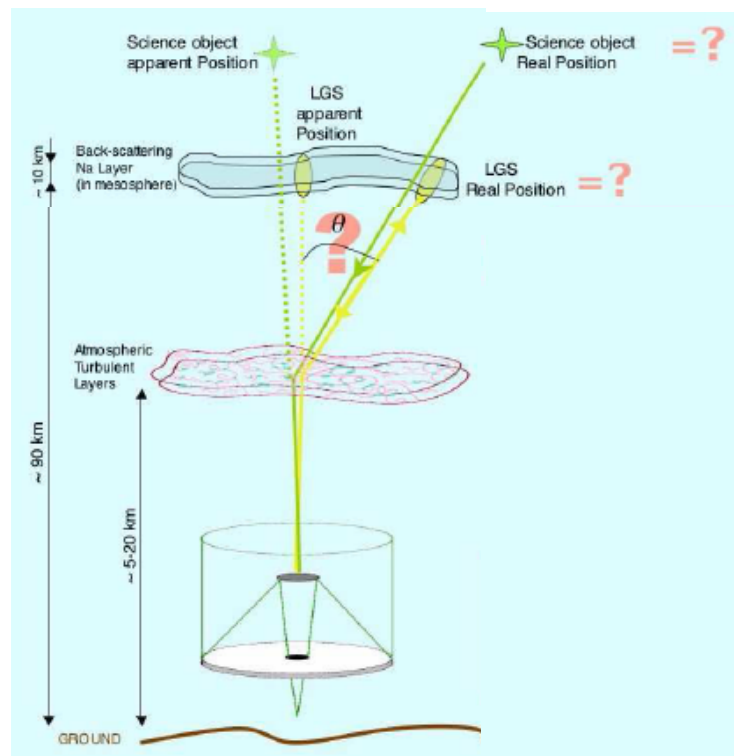


Figure 1.15 : Schéma explicatif du problème du « tilt » (basculement du front d'onde), qui montre qu'une étoile laser monochromatique ne permet pas de mesurer le tilt. Source : [Girard2005].

La figure 1.15 montre bien qu'une étoile laser monochromatique n'est 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 » (les ordres supérieurs qui se remarquent en imagerie par l'éclatement de l'image).

Il faut rappeler que la correction du tilt qui représente 87 % de la variance de phase est très importante dans la famille des très grands télescopes entre 8-10 m, par contre, pour la génération future de télescopes géants, l'effet du tilt sera bien moins important. Néanmoins, pour obtenir des images à la limite de diffraction, il nécessitera un traitement correctif.

Par ailleurs, il faut souligner que la probabilité de trouver une étoile naturelle suffisamment intense pour permettre cette correction est très faible dans le visible, et donc la couverture du ciel est très réduite. Pourtant, l'ingéniosité des astronomes a trouvé plusieurs façons pour s'affranchir du tilt.

1.3.2.3. Effet de la plume laser

Un autre aspect à considérer est que l'étoile artificielle créée n'est pas une sphère mais un cylindre dont la longueur atteint plusieurs kilomètres, et donc les images obtenues par les sous pupilles d'un analyseur de front d'onde d'un grand télescope montrent une élongation de l'étoile appelée « plume laser » ([Papen1996] – voir la figure 1.16). Comme le champ du télescope est centré sur une étoile laser, l'effet de plume est d'autant plus important que les sous-pupilles sont éloignées de l'axe de projection du laser, et celui-ci augmente avec le diamètre du télescope. La question que se posent les astronomes est de savoir si cet effet va être plus important que le domaine d'isoplanétisme, pour les futurs télescopes [Ragazzoni2006]. Il faut souligner aussi que dans le cas de l'observation d'une étoile naturelle cet effet n'apparaît pas.

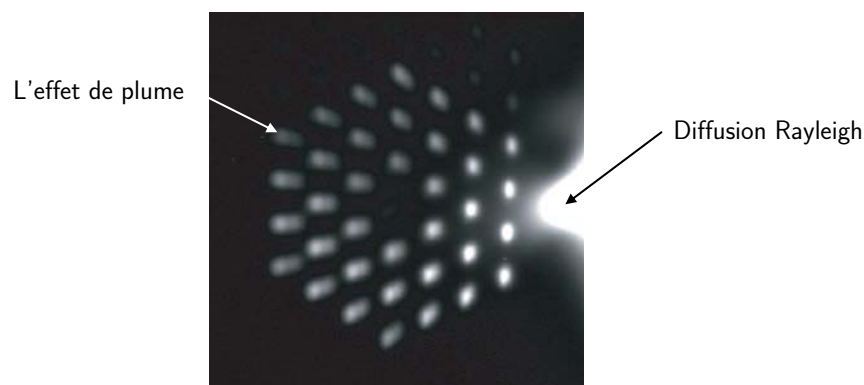


Figure 1.16 : Observation de l'effet de plume d'une étoile laser sur les images des sous-pupilles de l'analyseur de front d'onde du Keck II. L'élongation de la plume, pour la sous-pupille la plus éloignée, est de l'ordre de 3 arcsec [Wizinowich2006], avec un emplacement du dispositif dans la partie droite du télescope.

1.3.2.4. Effet du focus

C'est une difficulté liée à l'existence des variations dans le profil de la densité de la couche de sodium. Cette couche a une épaisseur de quelques kilomètres, ce qui a pour conséquence une variation de l'altitude moyenne de création de l'étoile laser. Les variations conduisent à l'apparition des erreurs de focus sur l'étoile artificielle. L'étude de Beatty en 1989 montre que la variation moyenne de l'altitude de la couche de sodium atteint jusqu'à 250 mètres en 30 secondes [Beatty 1989]. Pour réaliser avec précision la focalisation d'un télescope, il est nécessaire de connaître l'altitude de l'étoile, d'autant plus qu'elle est proportionnelle au diamètre du télescope. L'échelle du temps de variations des effets de défocus étant de l'ordre de quelques minutes, par opposition au temps de cohérence de l'atmosphère qui est plus proche d'une dizaine de millisecondes, ceci a permis d'envisager la compensation de cet effet par l'optique adaptative [Michaille2000]. L'effet du focus se montre encore plus gênant dans le cas de télescopes géants [Ageorges2000]. Une solution

pouvant permettre de remédier à ce problème serait la motorisation en temps réel de la plume à l'aide d'un système LIDAR.

1.3.2.5. La diffusion Rayleigh : un problème pour l'étoile laser (LGS)

Lors de la propagation du faisceau laser dans les basses couches de l'atmosphère, on assiste à l'apparition de la diffusion Rayleigh et Mie. La pollution lumineuse introduit une difficulté dans la mesure du centre de gravité de l'étoile laser et affecte les images sur l'analyseur de front d'onde. Cependant le fonctionnement d'une optique adaptative est possible. Pour preuve, les deux plus importants systèmes au monde qui combinent l'optique adaptative et l'étoile laser monochromatique sodium sont ceux de Keck II et de Gemini North : ceux-ci fonctionnent convenablement malgré cet inconvénient. D'autant que ces deux systèmes utilisent des types de projection différents, mais avec une contribution du rayonnement Rayleigh différente :

le projecteur de Keck II est placé sur le côté du télescope, le rayonnement parasite hors axe est séparé de la lumière provenant de l'étoile laser, il est bloqué spatialement par des diaphragmes placés devant l'analyseur de front d'onde [Wizinowich2006]

le projecteur de Gemini North se trouve derrière le miroir secondaire (la diffusion aux basses couches est séparée spatialement de l'étoile laser « sodium LGS » sur l'analyseur de front d'onde [d'Orgeville2005] ; il est donc aisé de ne pas en tenir compte).

Les deux méthodes donnent des résultats probants.

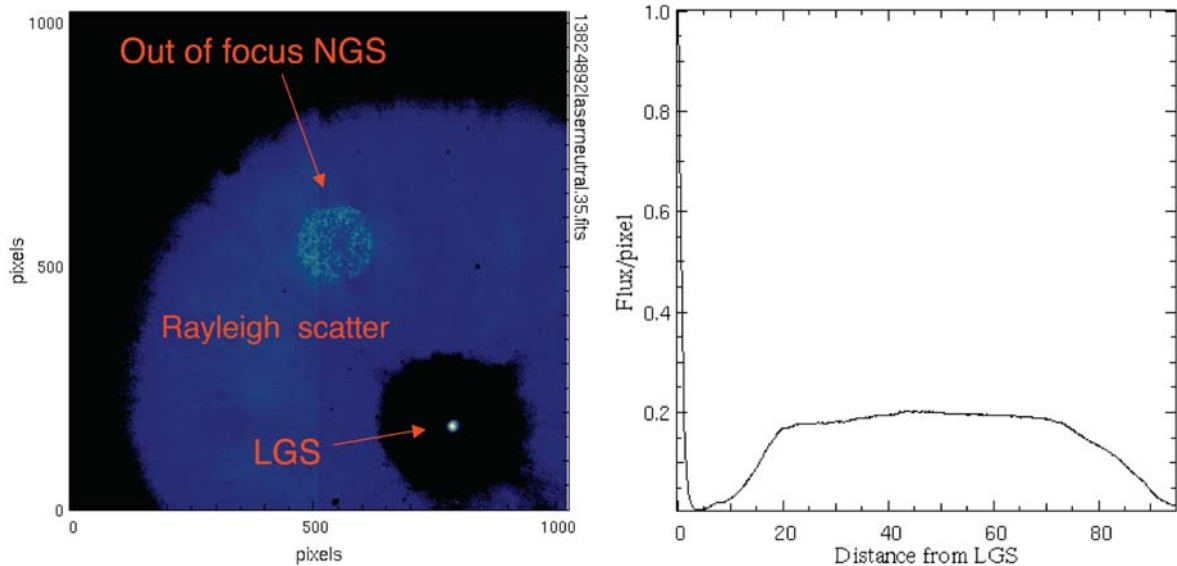


Figure 1.17 : a) Champ de vue de 2'x2' obtenu par le télescope Gemini North lors de l'installation de l'étoile artificielle (LGS) placée au centre de la diffusion Rayleigh (défocalisée). On peut également observer la présence de la NGS (défocalisée elle aussi) nécessaire pour la correction du focus ainsi que du tilt. b) 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 l'étoile laser. On remarque donc que les contributions de la LGS et du rayonnement Rayleigh peuvent être distinguées. Source : [d'Orgeville2005].

Cependant, il y a un autre problème majeur qui peut apparaître : sur la montagne Mauna Kea sont implantés un grand nombre de télescopes, qui vont très probablement être équipés de

systèmes LGS, et donc la pollution due à la diffusion Rayleigh des faisceaux laser voisins peut s'avérer importante ([Hayano2003], [d'Orgeville2005]).

Par ailleurs, un autre problème qui se pose est lié au fonctionnement MCAO (optique adaptative multi-conjuguée), cette technique utilise plusieurs LGS, ce qui 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 – cf. chapitre 2) pour deux raisons : tout d'abord pour supprimer la diffusion parasite dans le verre de la cellule de sodium pour les expériences de photométrie en laboratoire, et également si elle venait à être validée sur le ciel, elle pourrait alors s'imposer comme une réponse élégante au problème du Rayleigh.

Au cours des dernières années, les problèmes liés à l'utilisation d'une étoile artificielle LGS ont été résolus ou réduits, permettant ainsi la réalisation d'observations à l'aide des systèmes combinés LGS + OA.

Le dernier problème important demeure celui du tilt : cet aspect ne peut pas être résolu directement grâce aux LGS monochromatiques. Ainsi, afin de corriger cet effet, plusieurs solutions ont été étudiées, parmi lesquelles l'étoile laser polychromatique.

1.3.3. Méthode « optique adaptative double canal » (ou dual AO)

En 1992, Rigaut et Gendron ont eu l'idée d'utiliser une étoile artificielle « LGS » afin de corriger les ordres élevés de perturbation et une étoile naturelle pour la mesure du tilt. Etant donné que l'étoile naturelle ne serve que à la correction du tilt son intensité peut être plus faible et donc la magnitude limite de fonctionnement de l'optique adaptative est repoussée, tant que la couverture du ciel augmente. Cependant, cette technique requiert deux systèmes d'optique adaptative [Rigaut&Gendron1995], raison pour laquelle elle a été appelée optique adaptative double canal.

1.3.4. Méthode de l'imagerie courte pose

La première technique utilisée est l'imagerie à courte pose qui permet de réaliser des images courtes poses afin de « geler » le mouvement global de l'image (du au tilt). Les images obtenues sont proches de la limite de diffraction puisque les ordres supérieurs sont corrigés par une LGS. Elles vont alors pouvoir être traitées par des algorithmes de type « speckle » [Tessier1997] (recentrées puis additionnées aux précédentes – méthode du « shift and add »).

I.3.5. Méthode de la perspective

La deuxième technique proposée par Ragazzoni et al. [Ragazzoni1996] [Ragazzoni1995] nécessite l'utilisation de deux télescopes auxiliaires (d'environ 25 cm de diamètre en théorie) pour obtenir la valeur du tilt sur l'axe optique du télescope principal. Les deux télescopes sont placés à une distance requise du télescope principal (cette distance dépend de la hauteur de la couche de sodium et de l'angle entre l'objet étudié et l'étoile naturelle de référence « NGS »). Cette configuration permet alors d'observer hors-axe la plume de la LGS dans le domaine d'isoplanétisme d'une NGS brillante. En conséquence, l'observation différentielle du tilt de la NGS et de la plume LGS donne le mouvement 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. Un dispositif basé sur cette technique 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. Le plus grand inconvénient de cette méthode est la nécessité d'utiliser deux télescopes 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.

I.3.6. Méthode de l'étoile laser monochromatique + étoile naturelle : principe de fonctionnement de la technique

Aujourd'hui, la correction du tilt sur la plus grande partie du ciel est devenue possible et utilise toujours une étoile naturelle NGS [Racine&McClure1989]. Malheureusement, nous avons pu constater que cette NGS devait être intense, ce qui limite ainsi de façon drastique la couverture du ciel. L'idée 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, se montre très encourageante, et elle amène aussi à l'augmentation de la portion observable de la voûte céleste.

1.3.6.1. Correction du « tip-tilt » avec une étoile naturelle

Le principe de fonctionnement est le suivant : 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 mouvement. L'avantage de coupler ce système à une LGS est que la magnitude limite de la NGS est repoussée, parce que tous les ordres supérieurs sont alors corrigés (la mesure du tilt se fait plein champ).

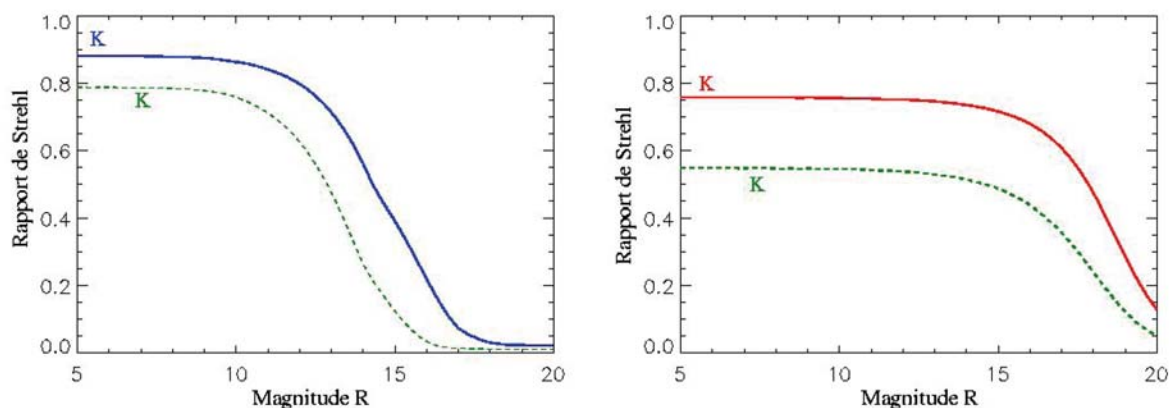


Figure 1.18 : Rapport de Strehl en fonction soit de la magnitude de l'objet astrophysique soit de celle d'une étoile voisine permettant la correction du tilt. Rapport simulé pour : a) un système NGS AO sans LGS ; b) un système LGS AO avec une LGS dans la bande K. On note un gain de plus de 3 magnitudes en bande K. En traits pleins sont représentés les bonnes conditions atmosphériques, et en pointillés un modèle atmosphérique médian. Source : [LeLouarn1998a].

La figure 1.18, montre que l'étoile laser permet d'augmenter significativement la magnitude limite de fonctionnement de l'optique adaptative. En contrepartie, le rapport de Strehl décroît pour les courtes longueurs d'ondes ou pour une atmosphère plus turbulente, lors de l'utilisation d'objets de référence plus brillants, à cause de l'effet de cône.

1.3.6.2. Etoile laser monochromatique implémentée sur les grands télescopes

Cette technique est la seule qui existe et qui est utilisée pour parvenir à obtenir des images proches de la limite de diffraction. Elle consiste à exciter l'état $3P_{3/2}$ de l'atome de sodium à partir de son état fondamental $3S_{1/2}$. L'atome se désexcite en émettant de la lumière de fluorescence à la même longueur d'onde (589 nm), comme on peut l'observer dans la figure 1.19.

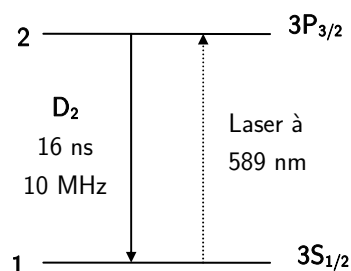


Figure 1.19 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium. Sont indiquées les longueurs d'onde, la durée de vie de transition, ainsi que la largeur homogène de la transition à 589 nm.

De nombreux télescopes sont déjà équipés avec des systèmes très compétitifs permettant le fonctionnement du système de l'optique adaptative avec une étoile laser monochromatique. C'est en particulier le cas des télescopes Keck II et I, Gemini North et South, et Subaru situés sur la montagne Mauna Kea à Hawaii, et du VLT au Chili.

Etoile laser de l'observatoire du Keck

Le télescope du Keck est le premier de la génération des 8-10 m à s'équiper avec un tel système LGS AO (premier test en Septembre 2003, et première observation en Novembre 2004). Le système se décompose en plusieurs parties [Wizinowich2006], présentées sur la figure 1.21, et comprend cinq boucles de feedback opérant simultanément pendant une observation : 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).



Figure 1.20 : Photographie du premier faisceau laser (au Keck) permettant de générer une étoile artificielle dans la haute atmosphère en y excitant les atomes de sodium.

Par ailleurs, le système laser qui équipe ce télescope est composé d'un oscillateur à colorant pompé optiquement par six lasers Nd:YAG doublés. Le rayonnement laser est élargi à 3 GHz à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique. Ensuite le faisceau est amplifié grâce à deux étages d'amplification : un préamplificateur et un amplificateur. Sa puissance moyenne est de 12 W et la largeur d'impulsion de 100 ns.

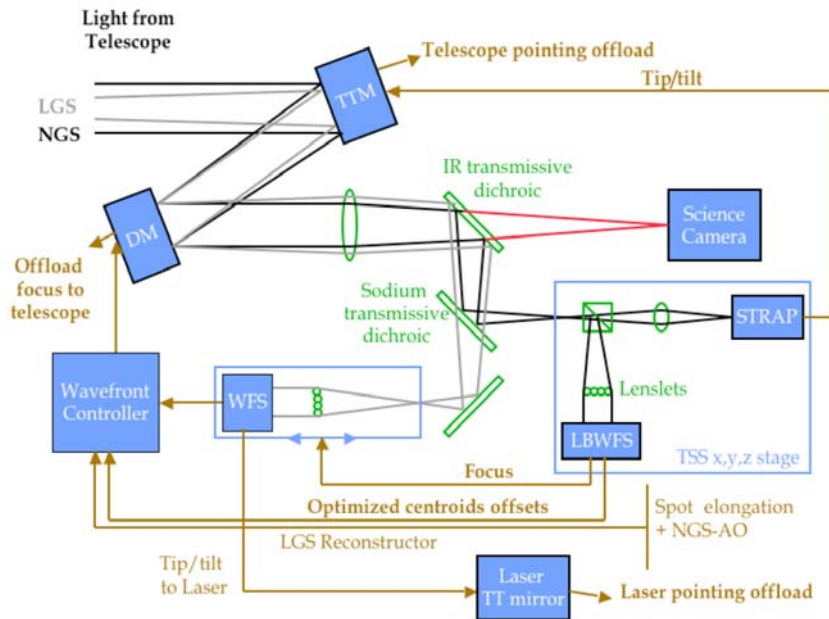


Figure 1.21 : Schéma explicatif du système LGS AO installé sur le télescope Keck II. Le TSS (pour Translation Stage) constitue la partie « étude de la référence tip-tilt » et comprend un senseur de tip-tilt STRAP et l'analyseur de front d'onde basse fréquence LBWFS pour analyser le tilt et le focus de la NGS. Le miroir tip-tilt (TTM) permet de corriger le basculement du front d'onde alors que le miroir déformable (DM) corrige les ordres supérieurs. Le LBWFS mesure les erreurs de focus qui sont utilisées pour garder l'analyseur de front d'onde de la LGS (WFS) conjugué à la couche de sodium. Le WFS mesure les erreurs de centroides (corrigés du tilt par le LBWFS) et sert à enlever les aberrations induites par la LGS. Le « Wavefront Controller » indique les corrections à effectuer au miroir déformable (DM) (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). 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). Source : [LeMignant2006a].

Le système fonctionne avec une très bonne performance, comme le montre les résultats présentés dans la figure 1.22. Il faut 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].

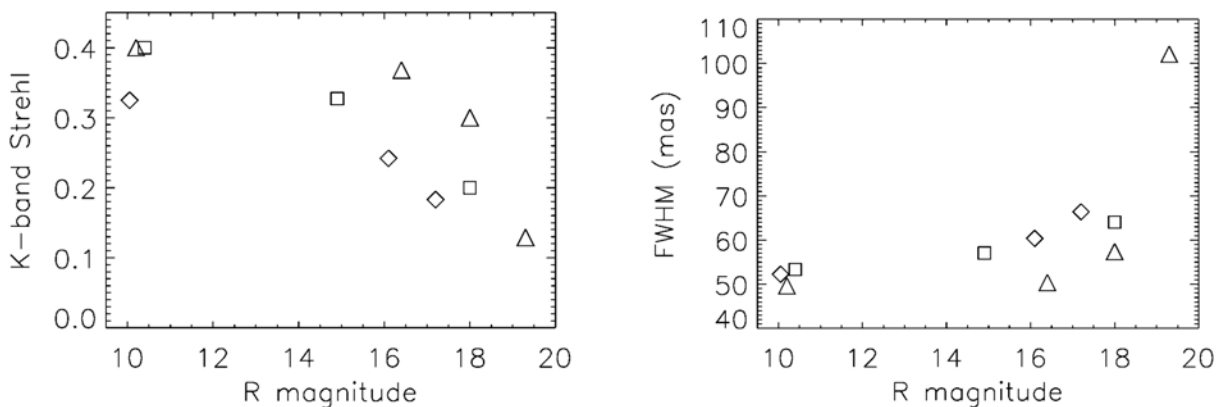


Figure 1.22 : Rapport de Strehl (à gauche) et FWHM (à droite) dans la bande K, en fonction de la magnitude de l'étoile tip-tilt. Les carrés, triangles et diamants représentent les données de trois différentes nuits. Le rapport de Strehl est donc de l'ordre de 30-40 % pour une étoile tip-tilt brillante (magnitude < 16) et proche de 10 % pour une étoile tip-tilt de magnitude 19. Source : [vanDam2006].

Il est à noter que pour éviter d'avoir un rapport de Strehl dégradé de 10 % dans la bande H, le focus, qui peut avoir une variation de l'ordre de 100 mm, doit être maintenu avec une précision de 0,17 mm, l'analyseur de front d'onde peut se déplacer sur l'axe optique pour compenser ce mouvement. La couverture du ciel (figure 1.23) a pu être mesurée grâce aux premiers résultats de Keck II fonctionnant avec son système LGS AO.

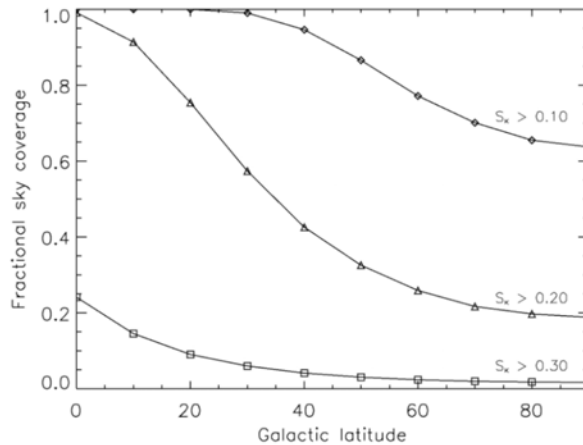


Figure 1.23 : Couverture du ciel (dans la bande K) en fonction de la latitude galactique pour différents rapports de Strehl. Source : [LeMignant2006a].

Il reste toutefois des points délicats dans le fonctionnement de ce système, malgré les efforts des astronomes et ingénieurs pour les résoudre (faible performance du LBWFS, problèmes dans la communication « homme-machine », compatibilité entre logiciels de commande...). Ces points sont décrits en détails par [LeMignant2006a], [LeMignant2006b] et [vanDam2006].

Etoile laser de l'observatoire Gemini North

En Mai 2005 [d'Orgeville2005] a eu lieu le premier tir laser et la mise à niveau du système d'optique adaptative Altair en vue de son fonctionnement avec une LGS. Le laser de Gemini conçu par la société *Lockheed Martin Coherent technologies* est un laser solide pompé par des diodes laser, qui utilise le principe d'addition en fréquence des deux raies d'émission du Nd:YAG à 1064 nm et 1319 nm. Il fonctionne en mode bloqué continu, avec une fréquence de répétition de 76 MHz, une largeur d'impulsion de 730 ps et une largeur spectrale de 550 MHz. Le mode du faisceau est TEM_{00} avec un M^2 égal à 1,4. La puissance délivrée est de 6,7 W. Suite à quelques problèmes concernant le projecteur (élément LLT pour Laser Launch Telescope), le système Altair LGS est opérationnel depuis 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. Le système est très proche de celui développé par le Keck.

Etoile laser du VLT

Le système LGS a été installé en Janvier 2006 sur le VLT-UT4 [Bonaccini2006] par ESO (European Southern Observatory). Le laser CW PARSEC (Paranal Artificial Reference Source for Extended Coverage) est composé d'un oscillateur à colorant en anneau qui fournit 2 W à 589 nm et qui a une largeur spectrale de 20MHz, et d'un amplificateur pompé optiquement par un Laser Verdi de 50 W, qui produit 13 W CW. Le laser est monomode (puis élargi en 4 modes) polarisé linéairement, sa largeur spectrale est d'environ 0,5 GHz, chaque mode longitudinal ayant une largeur de 10 MHz. Les études concernant la LGS ont été menées pour confirmer les attentes : pointé du « Launch Telescope », flux retourné, mesures par LIDAR, précision sur le « jitter » de la LGS, importance de la diffusion Rayleigh du faisceau laser ascendant [Bonaccini2006].

Par ailleurs le système développé ressemble fortement à ceux déjà existants. Le faisceau laser continu PARSEC est acheminé jusqu'au projecteur de 50 cm de diamètre, fixé sur le miroir secondaire du télescope à l'aide d'une fibre cristal photonique à cœur plein (PCF pour Photonic Crystal Fiber). Ainsi, les problèmes liés à l'acheminement d'un faisceau de forte puissance dans l'enceinte de l'observatoire sont éliminés. Cependant, ces fibres ne permettent pas de transporter des faisceaux dont l'intensité crête est trop importante ; 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.

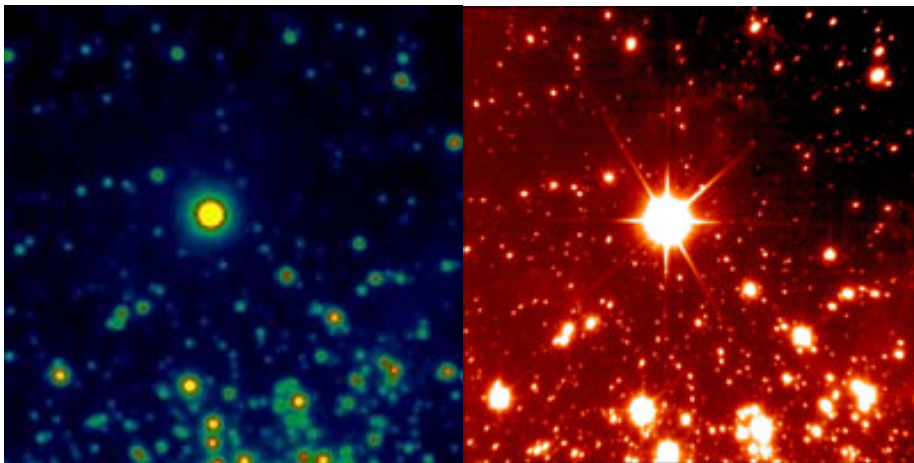


Figure 1.24 : Mise en évidence de l'apport amené par l'optique adaptative NAOS. Photos obtenues avec la caméra ISAAC du VLT à gauche sans optique adaptative et à droite avec NAOS/CONICA.

Les performances du système LGS AO complet n'ont pas encore été publiées. Les simulations publiées Brown [Brown2004] et [Hubin2004] envisagent d'utiliser de tels systèmes (plusieurs LGS) pour le fonctionnement des nouvelles techniques d'OA (MCAO, GLAO).

Etoile laser du télescope Subaru

Le fonctionnement du système d'optique adaptative installé sur Subaru [Watanabe2004], figure 1.25, est similaire à ceux déjà existants. La partie OA comprend trois parties : la voie scientifique, trois analyseurs de fronts d'onde 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), et un module de calibration. Bénéficiant d'analyseurs à la fois dans le proche IR et le visible, le télescope Subaru devrait avoir une couverture du ciel plus importante que ses semblables.

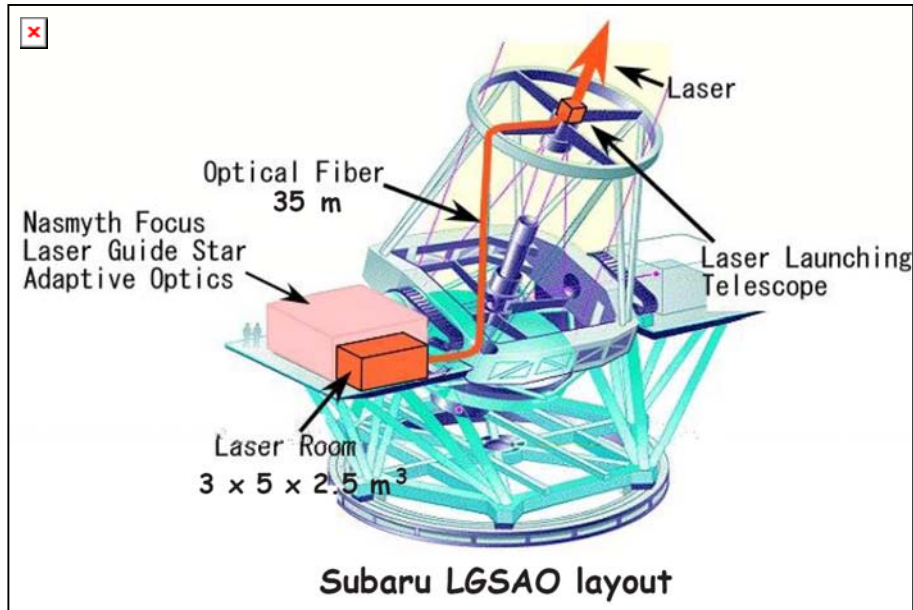


Figure 1.25 : Représentation du système LGS OA du télescope Subaru. On note que le projecteur est placé derrière le miroir secondaire du télescope (de la même façon que sur les télescopes Gemini North et VLT). L'acheminement du faisceau au sortir du laser se fait là aussi comme au VLT, à l'aide d'une fibre PCF. Source : [Hayano2006].

1.3.6.3. La faible couverture du ciel : la plus grande limitation de cette technique

Bien que la méthode consistant à associer une étoile naturelle pour la correction du tip-tilt et une LGS pour la correction des ordres supérieurs est utilisée par tous les grands télescopes désireux d'agrandir leurs domaines d'observation, elle ne permet de couvrir qu'une faible portion du ciel, malgré le fait qu'elle amène une nette amélioration. En effet, la figure 1.26 montre que même si la couverture du ciel est bonne à $2,2 \mu\text{m}$, lorsque l'on observe en direction des pôles galactiques, elle se révèle très faible dans le visible même dans la direction de la voie lactée.

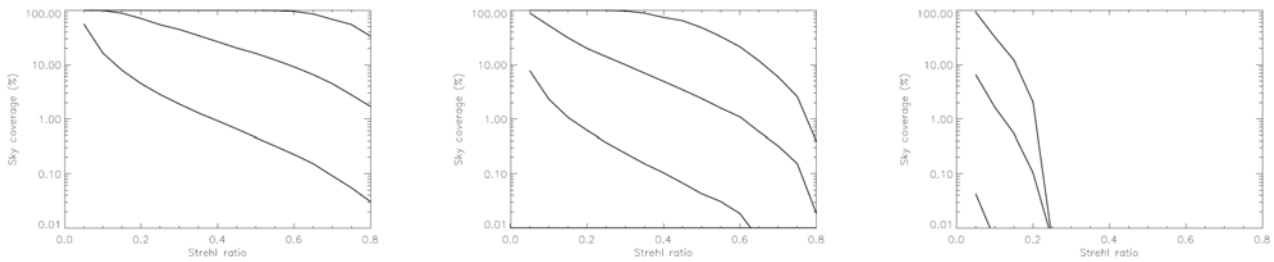


Figure 1.26 : Couverture du ciel en fonction du rapport de Strehl pour une LGS monochromatique. Les simulations sont réalisées pour des longueurs d'onde d'observations différentes (a) à $2,2 \mu\text{m}$, b) à $1,25 \mu\text{m}$, et c) à $0,55 \mu\text{m}$, et pour des latitudes galactiques différentes (0, 20 et 90°). Source : [LeLouarn2000], [Foy&Pique2003].

1.3.7. La méthode de l'étoile laser polychromatique : principe de fonctionnement de cette technique

En 1995 a été développé par R. Foy [Foy1995] un nouveau concept permettant d'augmenter de façon considérable la couverture du ciel, même dans le visible. Ce concept s'appelle étoile artificielle polychromatique (PLGS pour Polychromatic Laser Guide Star), la nécessité d'utiliser une NGS pour la correction du tilt n'apparaît plus, cependant, la correction des focus nécessite toujours une NGS. Le concept utilise les propriétés chromatiques de l'indice de réfraction de l'air, présenté dans la figure 1.27, pour s'affranchir du problème du tilt.

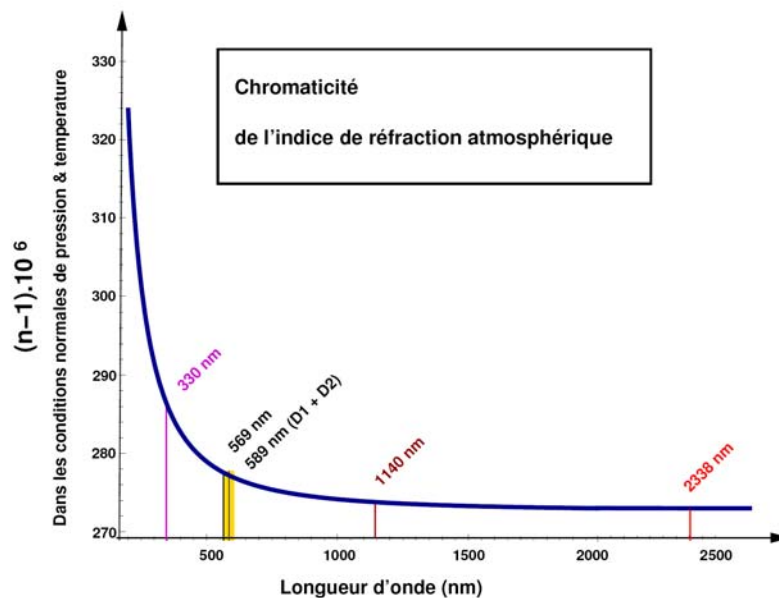


Figure 1.27 : Evolution de l'indice de réfraction de l'air sur un domaine de longueur d'onde allant de l'UV au proche IR. L'étoile artificielle envisagée émettrait aux longueurs d'onde indiquées sur le graphique : 330,3 nm, 568,8 nm (D_1), 589 nm (D_2), 1140 nm et (selon le processus d'excitation) 2338 nm. Source : [Girard2005].

En France en 1999 a été lancé le projet ELP-OA ayant pour but de valider ce concept sur le ciel en réalisant un démonstrateur sur le télescope de 1,52 m de l'OHP (Observatoire de Haute-Provence). A plus long terme, le télescope Canada France Hawaii se montre intéressé par l'installation d'un tel système pour réaliser des images longues poses dans le visible et à la limite de diffraction.

1.3.7.1. Détermination du tilt grâce à deux longueurs d'onde : principe de fonctionnement

Dans la mésosphère, une étoile artificielle comportant plusieurs composantes chromatiques est vue depuis le sol comme un ensemble d'étoiles angulairement très proches (chaque étoile correspond à une composante qui a un chemin optique différent - Figure 1.28) à cause de la variation de l'indice de réfraction atmosphérique avec la longueur d'onde. Le tilt mesuré est en effet un tilt différentiel et représente le mouvement relatif entre les différentes étoiles chromatiques, c'est lui qui va alors permettre de remonter à la valeur du tilt réel.

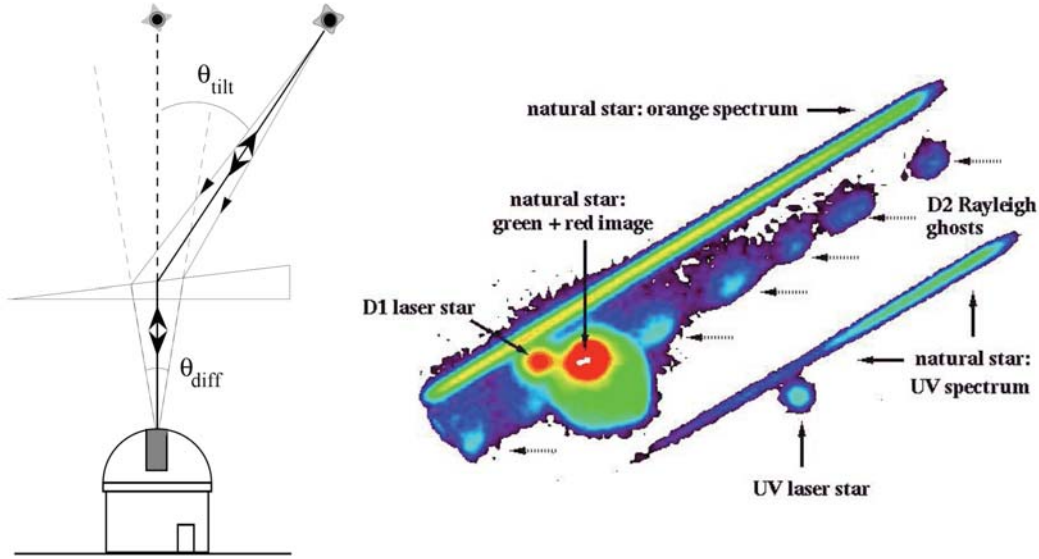


Figure 1.28 : a) Les faisceaux des différentes « couleurs » de l'étoile artificielle polychromatique vont avoir des chemins optiques distincts. b) Image de l'étoile laser polychromatique réalisée au LLNL (Californie) : on remarque les deux composantes UV (« 330 nm spot ») et visible (« D1 spot ») ainsi 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. Sources : a) [Foy&Pique2003], et b) [Foy2000].

Le principe de séparabilité des variables de l'indice de réfraction n donne la relation entre le tip-tilt différentiel et le tip-tilt réel. Dans l'article [Filippenko1982] $n_{\lambda} - 1$ est supposé égal au produit d'une fonction chromatique $f(\lambda)$ et d'une fonction « climatique » $g(P, T)$:

$$n(\lambda, P, T) - 1 = f(\lambda) \times g(P, T) \quad \text{eq. 1.23}$$

où λ est la longueur d'onde, P et T sont respectivement la pression et la température de l'atmosphère. En dérivant l'équation 23, on obtient une équation invariante pour tous les modes de la surface d'onde (à l'exception du mode piston) :

$$\frac{n(\lambda_1, P, T) - n(\lambda_2, P, T)}{n(\lambda_3, P, T)} = \frac{\Delta n}{n - 1} = \frac{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)}{f(\lambda_3)} \quad \text{eq. 1.24}$$

En remplaçant f par le tilt atmosphérique θ , on a :

$$\frac{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}}{n_{\lambda_3}} = \frac{\theta_{\lambda_1} - \theta_{\lambda_2}}{\theta_{\lambda_3}} \quad \text{eq. 1.25}$$

Afin d'obtenir la relation entre le tilt réel et le tilt différentiel :

$$\theta_{\lambda_3} = \Delta\theta_{\lambda_1, \lambda_2} \frac{n_{\lambda_3} - 1}{\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}} \quad \text{eq. 1.26}$$

Cette relation associée avec la variation chromatique de l'indice de réfraction impose un choix des longueurs d'onde de référence pour la PLGS qui est donc primordial. Ceci nous amène à penser que pour avoir un paramètre $\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}$ grand, et donc un tilt différentiel important, il est nécessaire d'avoir une composante UV dans la PLGS.

Différents résultats concernant la détermination du tip-tilt

Dans le cadre de la phase de faisabilité du projet ELP-OA [Shöck1999], deux expériences sont imposées :

- l'expérience MaTiD (Manipulation de Tilt Différentiel) pour mettre en évidence le lien entre deux tilts différentiels, et mettre au point une méthode à grande précision permettant d'obtenir la valeur de ces tilts différentiels ;
- et l'expérience ATTILA (ATmospheric Tilt Laboratory) pour démontrer la relation de proportionnalité entre le tilt différentiel et le tilt réel en conditions astronomiques.

L'expérience MaTiD

En 1999, Vaillant [Vaillant2000] a développé à l'observatoire de Lyon l'expérience MaTiD qui montre pour la première fois qu'il y a une relation de proportionnalité entre les tilts mesurés à différentes longueurs d'onde et le tilt réel en propagation horizontale. Il faut tenir compte d'un aspect extrêmement important : par exemple, pour un couple de longueurs d'onde 330 nm et 589 nm, le tilt différentiel est approximativement 25 fois plus petit que le tilt réel, et par conséquent, la précision sur la mesure doit être 25 fois plus importante.

L'expérience consiste en l'analyse du rayonnement provenant d'une source point polychromatique située à 100 m, la lumière se propage horizontalement en étant soumise à une forte turbulence atmosphérique. Le diamètre du télescope d'observation est tel que $D/r_0 \approx 4$ et la vibration du télescope est ignorée. La figure 1.29 montre les résultats obtenus.

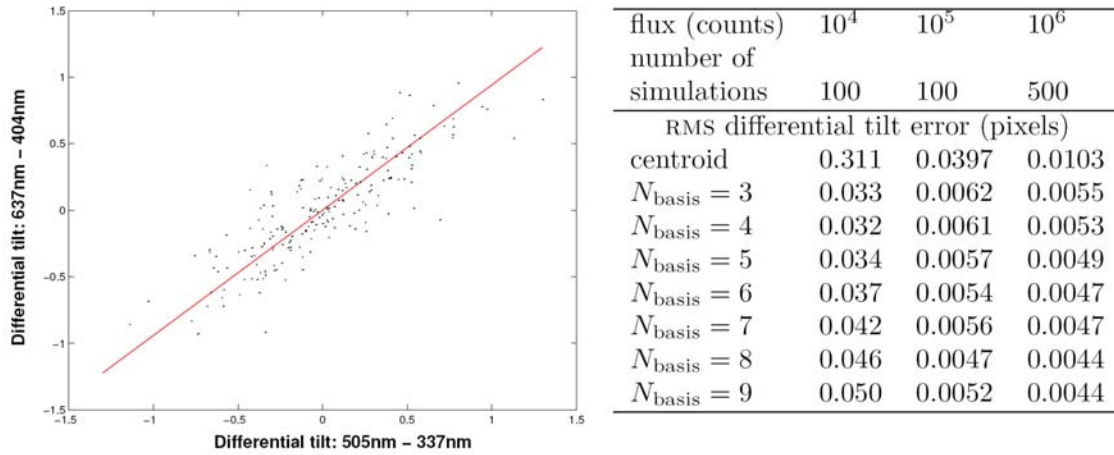


Figure 1.29 : a) Corrélation entre deux mesures indépendantes du tilt différentiel (couples de longueurs d'onde [637,404] et [505, 337] nm) obtenues lors de l'expérience MaTiID : le coefficient de corrélation est de 95%. b) Précision sur la mesure du tilt différentiel via les méthodes du centroïde (première ligne) et de restauration de la phase ; l'erreur sur le tilt obtenu à partir de la mesure différentielle étant estimée égale à un disque d'Airy [Rondeau2006]. Source : [Foy2003].

L'expérience ATTILA

Suite aux résultats probants (voir Figure 1.29) de l'expérience MaTiID, l'expérience ATTILA a été développée. Son premier but était de démontrer la relation linéaire « tilt en fonction de tilt différentiel » mais cette fois-ci en propagation verticale. Par ailleurs les pentes mesurées sont de l'ordre de 2,5 à 3 fois supérieures à celles données par la théorie de l'indice de réfraction d'après les conditions d'observations. Il a été montré aussi que la dispersion des mesures permet de déterminer le tilt avec une précision d'environ une tâche d'Airy (soit 80 ms à 500 nm pour le télescope de 1,52 m de l'OHP). Il faut remarquer que les flux nécessaires pour la réalisation de ces mesures sont très importants ($3,8 \times 10^6$ photons/s/m² à 365 nm, et $1,2 \times 10^6$ photons/s/m² à 700 nm) en comparaison avec les flux que devraient fournir la PLGS. Donc, pour un flux inférieur à ces valeurs, la précision sera moindre et la correction de l'image ne sera pas celle attendue.

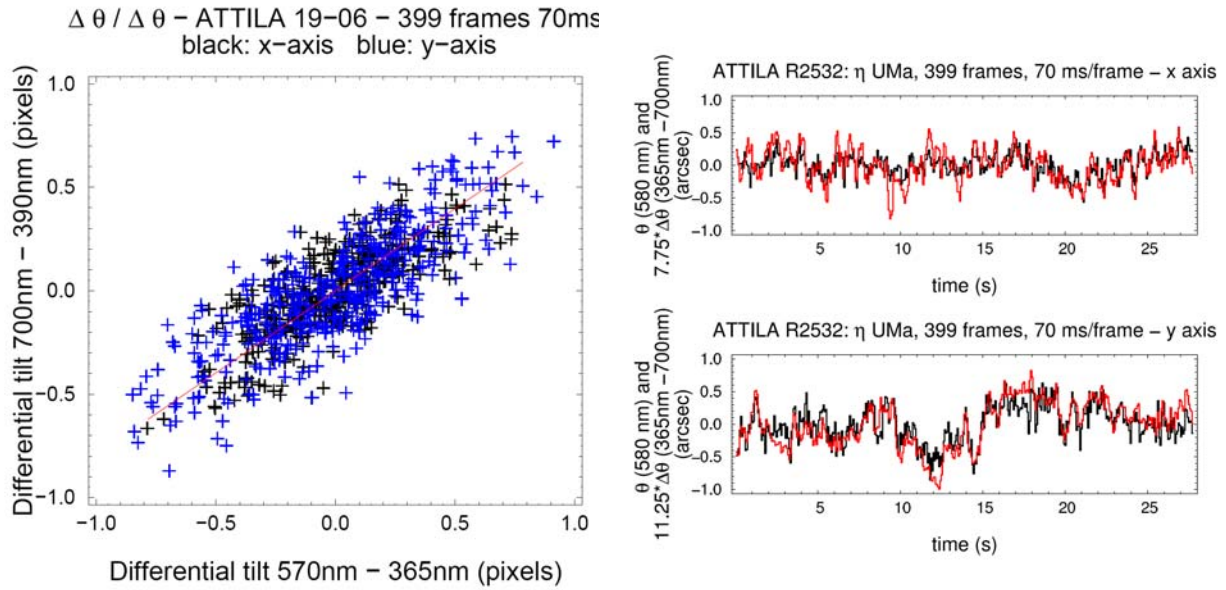


Figure 1.30 : a) Observation réalisée sur l'étoile Capella (70 ms) : tilt différentiel du couple [700,390] nm en fonction du tilt différentiel du couple [570,365] nm. Les mesures effectuées sur les deux axes du détecteur (croix noires et bleues) sont superposées. La régression linéaire est présentée par la droite rouge. b) Expérience effectuée sur l'étoile Alkaid, qui donne la superposition du tilt réel (mesuré directement) et du tilt déduit (du tilt différentiel) en fonction du temps, sur les deux axes du détecteur. Source : [Girard2005].

L'expérience ATTILA a mis en valeur expérimentalement l'existence d'une relation entre tilt différentiel et tilt réel, mais a aussi comparé en temps réel le tilt déduit (du tilt différentiel) et le tilt mesuré (sans correction des vibrations parasites). Le flux nécessaire de la PLGS pour atteindre ce résultat n'est pas encore clairement déterminé.

1.3.7.2. Principe d'excitation à deux photons

Dans un article de 1995, R. Foy et al. [Foy1995] énonce un principe pour obtenir une étoile polychromatique. Le processus physique consiste à exciter le niveau d'énergie $4D_{5/2}$ de l'atome de sodium mésosphérique, via le niveau $3P_{3/2}$, avec deux lasers aux longueurs d'onde 589 et 569 nm. Suite à cela, les atomes de sodium qui se trouvent dans l'état $4D_{5/2}$ vont se désexciter vers l'état fondamental selon la cascade radiative présentée dans la figure 1.31. Dans cette cascade radiative on retrouve différentes composantes spectrales : 330.3 nm, 568.8 nm, 589.0 nm (D_2), 589.6 nm (D_1), 1140 nm, 1138 nm, 2207 nm, et 2338 nm.

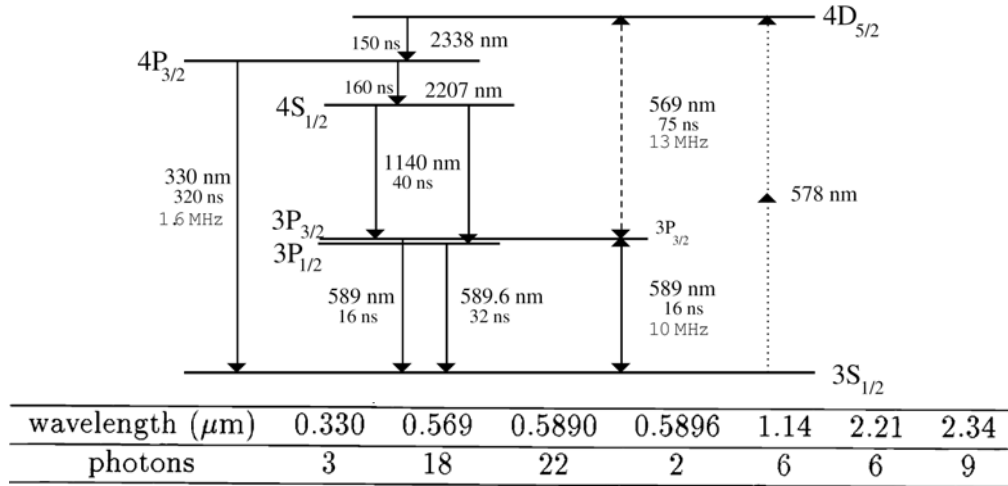


Figure 1.31 : a) Diagramme des niveaux d'énergie du sodium. Sont indiquées les longueurs d'onde, les durées de vie des transitions, normalisées par rapport à la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, ainsi que les largeurs homogènes des transitions à 330, 589, et 569 nm. Dans ce cas, l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ se fait par la double excitation (589+569) nm. b) Pour une population de 27 atomes de l'état $4D_{5/2}$, il est indiqué le nombre de photons émis à chaque longueur d'onde après la désexcitation. Source : [Schöck1999].

Un autre schéma considéré dans le même article est l'excitation à deux photons non-résonants à 578 nm du même état $3D_{5/2}$: il a été rejeté à cause de la faible section efficace d'absorption à deux photons. Dans le chapitre 5, on reviendra sur la comparaison de cette solution à la précédente du point de vue des résultats expérimentaux.

Expériences réalisées dans le cadre du projet étoile laser polychromatique : l'excitation à deux photons

Le projet ELP-OA, dans sa première étape a eu pour but de démontrer la faisabilité du projet. Pour cela, des études de photométrie concernant la PLGS créée par double excitation résonnante ont été réalisées dans le cadre de deux expériences PASS 1 et PASS 2 (pour Polychromatic Artificial Star System).

Expérience PASS-1

En 1996, au Laboratoire National de Lawrence Livermore (LLNL) en Californie) [Foy2000] se déroulait la première expérience de faisabilité PASS-1. Elle a consisté 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 à 589 et 569 nm étaient ceux du programme AVLIS (lasers à colorant R6G pompés par des lasers à vapeur de cuivre) avec une puissance moyenne totale d'environ 350 W (2x175 W) et les largeurs d'impulsions de 40 ns. Les lasers comportaient 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 nm (cf. chapitre 2). Les taux de répétition utilisés étaient de 4,3 et 12,9 kHz. La

PLGS et une étoile naturelle ont été observées simultanément par un télescope de 50 cm afin d'effectuer le calibrage photométrique (Figure 1.31).

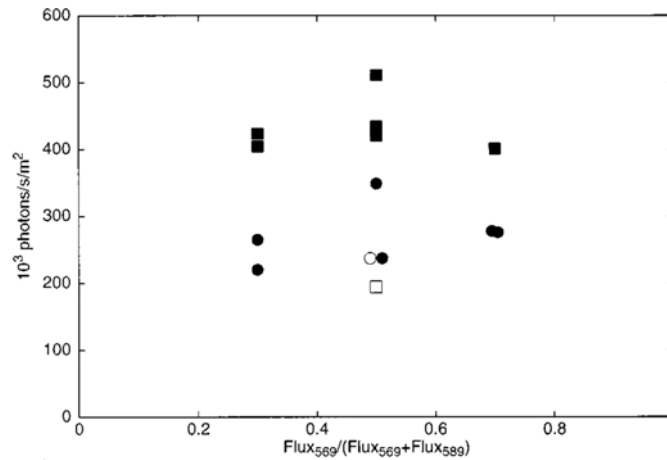


Figure 1.32 : Flux retourné à 330 nm en fonction du rapport des puissances laser à 589 et 569 nm. Les cercles et les carrés correspondent respectivement à une largeur de raie de 1 et 3 GHz pour la transition D_2 ; les symboles pleins correspondent à un taux de répétition de 4,3 kHz et les symboles creux à 12,9 kHz. Source : [Foy2000].

La figure 1.32 schématise les résultats obtenus : le flux maximal est de $4,8 \times 10^5$ photons/s/m² à 330 nm avec 2×175 W puissance laser, 4.3 kHz, 50 ns. Par rapport au flux nécessaire prédit pour la correction du tilt, ce flux est 30 fois supérieur. Cette expérience PASS-1 a permis de mettre en évidence le problème majeur dans la création d'une étoile artificielle sodium qui est la saturation de l'absorption des atomes de sodium.

Expérience PASS-2

Dans le but de développer des lasers permettant de s'affranchir ou de réduire la saturation de l'atome de sodium, l'Observatoire de Lyon et le Laboratoire de Spectrométrie Physique ont mis au point une collaboration qui a abouti à la réalisation de l'expérience PASS-2 en 1999 au Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Pierrelatte. L'expérience se proposait de déterminer les paramètres laser amenant la PLGS afin de 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].

Les lasers utilisés étaient ceux appartenant au programme SILVA (Séparation Isotopique par Laser à Vapeur Atomique) avec les caractéristiques suivantes : puissance moyenne de 2×50 W, la largeur d'impulsion de 50 ns, taux de répétition de 5 kHz, et polarisation linéaire. Les oscillateurs développés par le CEA contenaient une double modulation de phase à 180 et 325 MHz, et étaient couplés à des amplificateurs de la société CILAS [Foy2000+] [Foy2000++]. La turbulence atmosphérique et le profil de la couche de sodium mésosphérique ont été monitorés par deux instruments. Le flux de photons maximal mesuré à 330 nm au cours de cette expérience est de l'ordre de 5×10^4 photons/s/m², et est présenté dans la figure 1.33-gauche.

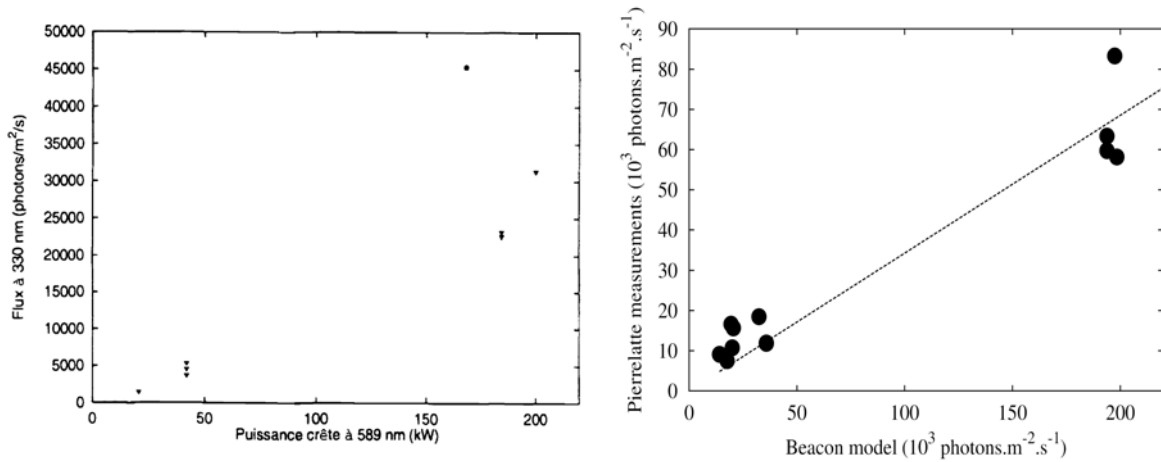


Figure 1.33 : a) Expérience PASS-2 : flux de photons rétro-diffusés à 330 nm en fonction de la puissance crête de l'impulsion laser. Ces résultats ont été obtenus avec l'oscillateur du CEA. La transmission globale (atmosphère+chaîne de détection) est considérée égale à 1. Le point le plus haut sert de référence dans le projet ELP-OA [Foy2005]. Source : [Schöck2000]. b) Même expérience comparée 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 2000. Source : [Foy2003].

La figure 1.33-droite montre que le flux théorique calculée au CEA Saclay par V. Bellanger (le code de calcul BEACON est 3 fois supérieur au celui de l'expérience PASS-2. Ce code de calcul sera analysé plus en détail dans le chapitre 5.

1.3.7.3. Principe d'excitation à un photon

La solution qui consiste à exciter à un photon à 330.3 nm l'atome de sodium a été publiée 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 l'état $4P_{3/2}$ à partir de l'état fondamental $3S_{1/2}$ à l'aide d'un laser fonctionnant à 330.3 nm. L'atome de sodium se désexcite selon la cascade radiative présentée dans la figure 1.34, et fournit différentes composantes spectrales : 330.3, 568.8, 589.0 (D_2), 589.6 (D_1), 1140, 1138, et 2207 nm.

Cette idée a été rejeté dans la publication de [Foy1995], car la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ sature très vite si on utilise un laser monomode, et en 1995 un laser sans mode n'avait pas été encore envisagé. Un autre aspect important est lié à la diffusion Rayleigh qui a une section efficace proportionnelle à λ^{-4} : elle serait donc environ 10 fois plus importante à 330 nm qu'à 569 nm ou 589 nm pour une puissance laser identique. Cependant, il ne faut pas comparer la diffusion Rayleigh pour des puissances égales à 330 nm et 569+589 nm, mais bien 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 processus.

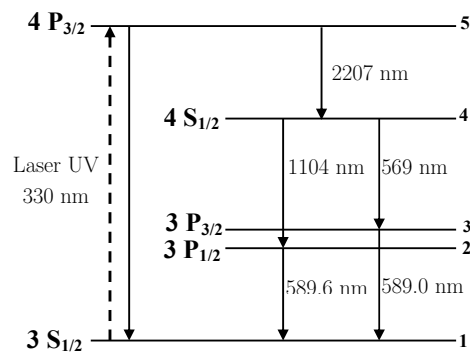


Figure 1.34 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium. L'excitation du niveau $4P_{3/2}$ se fait par l'excitation directe à 330 nm. Après désexcitation, on obtient les composantes chromatiques dans l'IR ($2,2 \mu\text{m}$), dans le visible (D_1 , D_2) et dans l'UV (330,3 nm).

Malgré l'abandon de cette idée d'excitation directe à 330 nm en 1995, celle-ci a été relancée par J.P. Pique et al. [Pique2006] grâce aux propriétés remarquables du « laser sans mode » (saturation de l'absorption atteinte pour des puissances plus élevées que pour un laser monomode, et bonne efficacité d'excitation).

Le travail de cette thèse consiste à effectuer une étude théorique et expérimentale pour démontrer la faisabilité, la validité, et l'importance de cette nouvelle solution ainsi que de comparer toutes les autres méthodes en termes de flux à 330 nm. Dans le chapitre 5 sont présentés les résultats expérimentaux de l'étude et aussi le modèle cinétique créé qui fournit une très bonne interprétation théorique.

Références

- [Ageorges2000]: N.Ageorges and N. Hubin (2000). *Astronomy & Astrophysics* 144: 533-540.
- [Andersen2001]: T.Andersen, M.Owner-Pettersen, A.Gontcharov, 2001, in ESO Conf. Proc., Beyond Conventional Adaptive Optics. ESO, Garching, p. 7.
- [Beatty1989]: T.J.Beatty, R.L.Collins, C.A.Hostetler, C.F.Sechrist Jr., 1989, *Geophys. Res. Lett.* 16, 1019.
- [Boccas2006]: M.Boccas, F. Rigaut, et al. (2006). *SPIE* 6272: 1-9.
- [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]: G.A.Anthony Brown, Enrico Fedrigo, Paul van der Werf, "Simulations of Adaptive Optics with a Laser Guide Star for SINFONI".
- [d'Orgeville2005]: C. d'Orgeville, G. Arriagada, et al. "Gemini North Laser Guide Star First Light." 2005.
- [Esposito2000]: S.Esposito, R.Ragazzoni, A.Riccardi, C.O'Sullivan, N.Ageorges, M.Redfern, R.Davies, 2000, "Absolute tilt from a laser guide star: a first experiment", *ExpA*, 10, 135.
- [Filippenko1982]: A. V.Filippenko, 1982, "The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry", *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 94, 715.
- [Foy1995]: R.Foy, 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]: R. Foy, M. Tallon, et al. (2000). "Photometric observations of a polychromatic laser guide star." *Journal of the Optical Society of America* 17(12): 2236.
- [Foy2000+]: R.Foy, J.-P. Pique, et al. (2000). "Polychromatic guide star: Feasibility study." *SPIE* 4065: 312-323.
- [Foy2000++]: R.Foy, J.-P. Pique, et al. (2000). "ELPOA: Toward the tilt measurement from a polychromatic laser guide star." *SPIE* 4007: 284-296.
- [Foy2003]: R.Foy, J.-P. Pique, et al. (2003). "Feasibility study of the polychromatic laser guide star." *SPIE* 4839: 484-492.
- [Foy&Labeyrie1985]: R.Foy and A. Labeyrie (1985). "Feasability of Adaptative Telescope With Laser Probe." *Astronomy & Astrophysics* 152: 29-31.
- [Foy&Pique2003]: R.Foy and J.-P. Pique "Lasers in Astronomy." *Handbook of Laser Technology and Applications* Ed. C E Xebbs, University of Oxford, UK.
- [Fried1965]: D. L.Fried "Statistics of a geometric representation of wavefront distortion", *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1427 (1965).

- [Fugate1991]: R. Q. Fugate, 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]: R. Q. Fugate, 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.
- [Gardner1986]: C. Gardner, 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]: E. Gendron, F. Assémat, et al. (2005). "FALCON: multi-object AO." *C. R. Physique* 6: 1110-1118.
- [Gilmozzi2001]: R. Gilmozzi, 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]: J. Girard. "Validation sur le ciel du concept d'étoile laser polychromatique", thèse de doctorat, Université de Lyon, 2000.
- [Happer1994]: W. Happer, 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., *J. Opt. Soc. Am.*, 67:360–369, Mars 1977.
- [Hayano2003]: Y. Hayano, W. Gaessler, et al. (2003). "Rayleigh scatter measurement of Keck LGS by Subaru telescope." *SPIE* 4839: 452-456.
- [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).
- [Holzlöhner2006a]: R. Holzlöhner, 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.
- [Hubin2004]: N. Hubin "Adaptive Optics Status and Roadmap at ESO." *SPIE* 5490: 1-12(2004).
- [LeLouarn1998a]: M. Le Louarn, 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.
- [LeLouarn2000]: M. Le Louarn, "Etoiles laser pour les grands télescopes : effet de cône et implications astrophysiques", thèse de doctorat, Université de Lyon, 2000.
- [LeMignant2006a]: D. Le Mignant, R. D. Campbell, et al. (2006). "LGS AO operations at the W. M. Keck Observatory." 1-13.

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

[Max1994]: C.E.Max, , 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.

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

[Michaille2000]: L.Michaille, 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.

[Noll1976]: R. J. Noll. "Zernike polynomials and atmospheric turbulence". *J. Opt. Soc. Am.*, 66:207–211, Mars 1976.

[Papen1996]: G. C.Papen, Gardner C. S., Yu J., 1996, "Characterization of the mesospheric sodium layer", in *OSA*, Vol. 13, OSA conf. on Adaptive Optics. OSA, p. 96.

[Pilkington1987]: J.Pilkington "Artificial guide stars for adaptive imaging", *Nature*, 330, 116 (1987).

[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]: R.Ragazzoni, 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]: R.Ragazzoni "Absolute tip-tilt determination with laser beacons." *Astronomy & Astrophysics* 305: 13-16(1996).

[Ragazzoni2005]: R.Ragazzoni, B. L. Roux, et al. (2005). "Multi-Conjugate Adaptive Optics for ELTs:constraints and limitations." *C. R. Physique*: 1081-1088.

[Ragazzoni2006]: R.Ragazzoni, 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]: F.Rigaut and E.Gendron "Laser guide star in adaptive optics: the tilt determination problem", *Astron. Astrophys.*, 261, 677 (1992).

[Rigaut2001]: F.Rigaut, (2001). "Ground-Conjugate Wide Field Adaptive Optics for the ELTs." *Venice 2001 Beyond Conventional Adaptive Optics Communications*.

[Rodier1981]: F. Rodier. "The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy". *Prog. Optics*, 19:281–376, 1981.

[Rondeau2006]: X. Rondeau, E. Thiébaud et M. Tallon (2006), *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.

- [Rutten2006]: R. Rutten, 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]: M. Schöck, R. Foy, et al. (1999). "PASS-2: Photometry of the polychromatic laser guide star." *SPIE* 3762: 321-330.
- [Schöck2000]: M. Schöck, J.-P. Pique, et al. (2000). "ELPOA: Measuring the wave front tilt without a natural guide star." *SPIE* 4125: 41-53.
- [Sharples2000]: R. M. Sharples, R. M. Myers, et al. (2000). "MOSAIC, A Multi-Object Spectrograph with Adaptive Image Correction." *SPIE* 4008: 228-237.
- [Tallon&Foy1990]: M. Tallon and R. Foy (1990). "Adaptive telescope with laser probe: isoplanatism and cone effect." *Astronomy & Astrophysics* 235: 549-557.
- [Tatarski1971]: V. I. Tatarskii "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]: E. Tessier, (1997). *A & AS*, 125, 581.
- [Thomas2006]: S. Thomas "Etude d'une optique adaptative pour l'astronomie dans le visible". Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis (2006)..
- [Thompson&Gardner1987]: L. A. Thompson, Gardner C. A., 1987, "Experiment on laser guide stars at Mauna Kea Observatory for adaptive imaging in astronomy", *Nature*, 328, 229.
- [Tokovinin2004a]: A. Tokovinin, *Astronomical Society of the Pacific* 116: 941-951 (2004).
- [Tyler1994]: G. A. Tyler 1994, "Merging : a new method for tomography through random media", *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1, 409.
- [Tyson2000] R. K. Tyson, *Introduction to adaptive optics* (SPIE Press, Bellingham, WA, 2000).
- [Vaillant2000]: J. Vaillant, 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]: M. A. van Dam, 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.
- [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]: P. L. Wizinowich, 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 :

Propriétés générales de l'atome de sodium.
Effets de polarisation et battements quantiques
lors de l'excitation par un laser sans mode

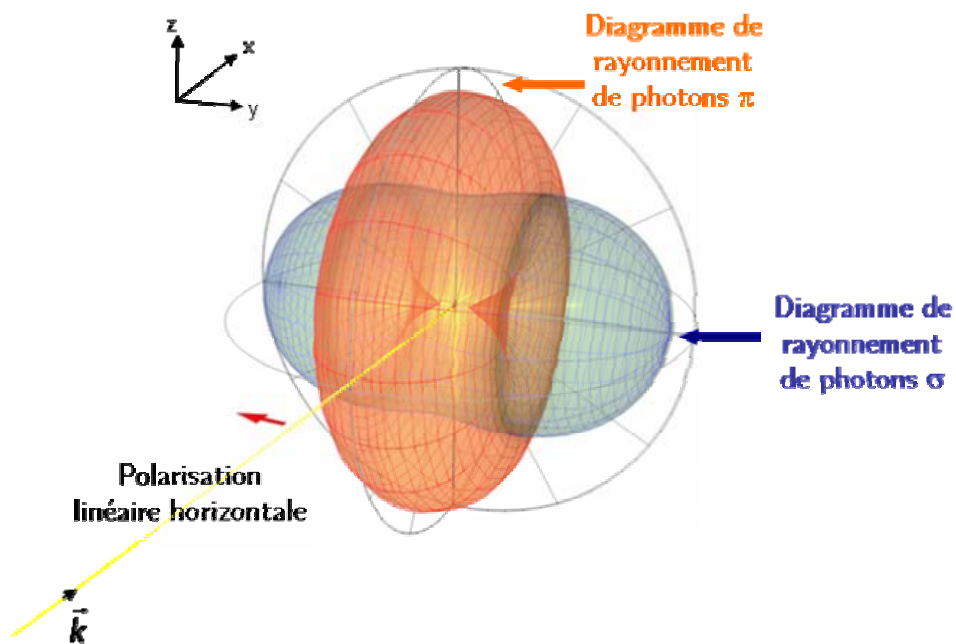


Figure 2.0 : *Diagramme de rayonnement de l'atome de sodium*

Introduction

Pour comprendre comment s'opère la génération de l'étoile monochromatique et polychromatique, il est nécessaire de connaître la structure atomique du sodium. Ensuite, un calcul portant sur certains paramètres utilisés dans le modèle cinétique du chapitre 5 sera effectué. Enfin, on présentera deux études expérimentales et théoriques réalisées pendant la thèse qui mettent en évidence, pour les projets d'étoile laser, d'autres propriétés importantes de cet atome. On donnera aussi quelques propriétés générales de l'atome de sodium mésosphérique, afin d'effectuer des simulations numériques pour la création des étoiles dans la mésosphère.

II.1. Propriétés générales de l'atome de sodium

L'atome de sodium comprend 11 électrons répartis comme suit : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ sur trois couches avec un seul électron de valence situé sur l'orbital 3s, et donc le niveau fondamental de cet atome est $3S_{1/2}$. Les niveaux excités considérés seront : $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3P_{3/2}$, $4S_{1/2}$, $3D_{3/2}$, $3D_{5/2}$, $4P_{3/2}$, $4D_{3/2}$, $4D_{5/2}$, $4F_{5/2}$, et $4F_{7/2}$.

II.1.1. Structure fine, hyperfine et Zeeman des niveaux de l'atome de sodium

Les niveaux fondamental et excités comportent différentes structures : fine, hyperfine ou Zeeman, à cause des couplages intra-atomiques faisant intervenir le moment orbital, le spin nucléaire, le spin électronique, et le moment magnétique.

La structure fine est le résultat du couplage entre le moment angulaire orbital \vec{L} de l'électron externe et le moment angulaire de spin électronique \vec{S} . Le moment angulaire total est défini par : $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, où $|L - S| \leq J \leq L + S$. Seuls les niveaux excités comportent une structure fine dans le cas de l'atome de sodium.

La structure hyperfine est déterminée par le couplage entre le moment angulaire total de l'électron J et le moment angulaire total du spin nucléaire I . Le moment angulaire atomique total F vaut : $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, où $|J - I| \leq F \leq J + I$. Il est caractéristique de tous les niveaux excités ou fondamental. Pour l'état fondamental de l'atome de sodium (i.e. $L = 0$, $J = 1/2$, et $I = 3/2$) on a deux niveaux avec $F=1$ et $F=2$. Leur séparation est de 1,772 GHz.

L'hamiltonien qui décrit cette structure hyperfine est :

$$H_{hfs} = A_{hfs} I \cdot J + B_{hfs} \frac{3(I \cdot J)^2 + \frac{3}{2} I \cdot J - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad \text{eq. 2.1}$$

Et, le décalage d'énergie entre les niveaux hyperfins est donné par l'équation suivante :

$$\Delta E_{hfs} = \frac{1}{2} A_{hfs} K + B_{hfs} \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad \text{eq. 2.2}$$

où $K = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)$, A_{hfs} est la constante de dipôle magnétique, et B_{hfs} la constante de quadripôle électrique (le terme B_{hfs} est non nul, $J > 1$).

Les constantes A_{hfs} et B_{hfs} utilisées pour le calcul de l'écart des énergies entre les niveaux hyperfins sont caractéristiques de chaque niveau, elles ont été mesurées ou calculées par de nombreux auteurs [Safranova1998], [Safranova1999], [Schönberner1968], [Hartman1970], [Masinski1970], [Biraben1977]. Leurs valeurs numériques sont présentées dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Valeurs de la constante de dipôle magnétique A_{hfs} et de la constante de quadripôle électrique B_{hfs}

Etat excité	A_{hfs} (MHz)	B_{hfs} (MHz)
3P _{1/2}	94.3	-
3P _{3/2}	19.74	3.34
4P _{1/2}	30.7	-
4P _{3/2}	6.022	0.97
4D _{5/2}	<0.28	-

Les états excités de l'électron de valence, excités à l'aide de différents types de lasers dans la suite de ce travail de thèse, sont : 3P_{1/2}, 3P_{3/2}, 4P_{3/2} et 4D_{5/2}.

Les valeurs du moment angulaire total de l'électron J pour chacun des niveaux excités se trouvent dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Valeurs du spin nucléaire I , du moment angulaire total de l'électron J , et des moments angulaires atomiques totaux F

Etat excité	I	J	F
3P _{1/2}	3/2	1/2	0 et 1
3P _{3/2}		3/2	0, 1, 2 et 3
4P _{1/2}		1/2	0 et 1
4P _{3/2}		3/2	0, 1, 2 et 3
4D _{5/2}		5/2	0, 1, 2,3 et 4

L'interaction magnétique entre le spin électronique et le moment orbital fractionne le premier état excité 3P en deux niveaux fins 3P_{1/2} et 3P_{3/2} ($L = 1$, et $J = 1/2$ ou $J = 3/2$, et $S = 1/2$). L'écart des énergies est $\delta_F = 92.05 \text{ GHz}$ (0,6 nm). En conséquence, la transition $L = 0 \rightarrow L = 1$ est séparée en deux composantes : les transitions D₁ (3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}) et D₂ (3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}) (on a S pour $L = 0$ et P pour $L = 1$). Le rapport des probabilités des transitions D₁/D₂ est de 3/5. C'est pourquoi on utilise de préférence la raie D₂ pour réaliser des étoiles laser.

Chaque niveau possède une structure hyperfine qui est présentée dans la figure 2.1. Pour le niveau $3P_{1/2}$ on a deux niveaux hyperfins avec $F = 1$ et $F=2$ écarté de 188.88 MHz. Le niveau $3P_{3/2}$ présente quatre niveaux hyperfins, parce que le moment angulaire atomique total F peut prendre quatre valeurs $F= 0, 1, 2$ et 3 , et sa structure hyperfine s'étale sur 108.47 MHz.

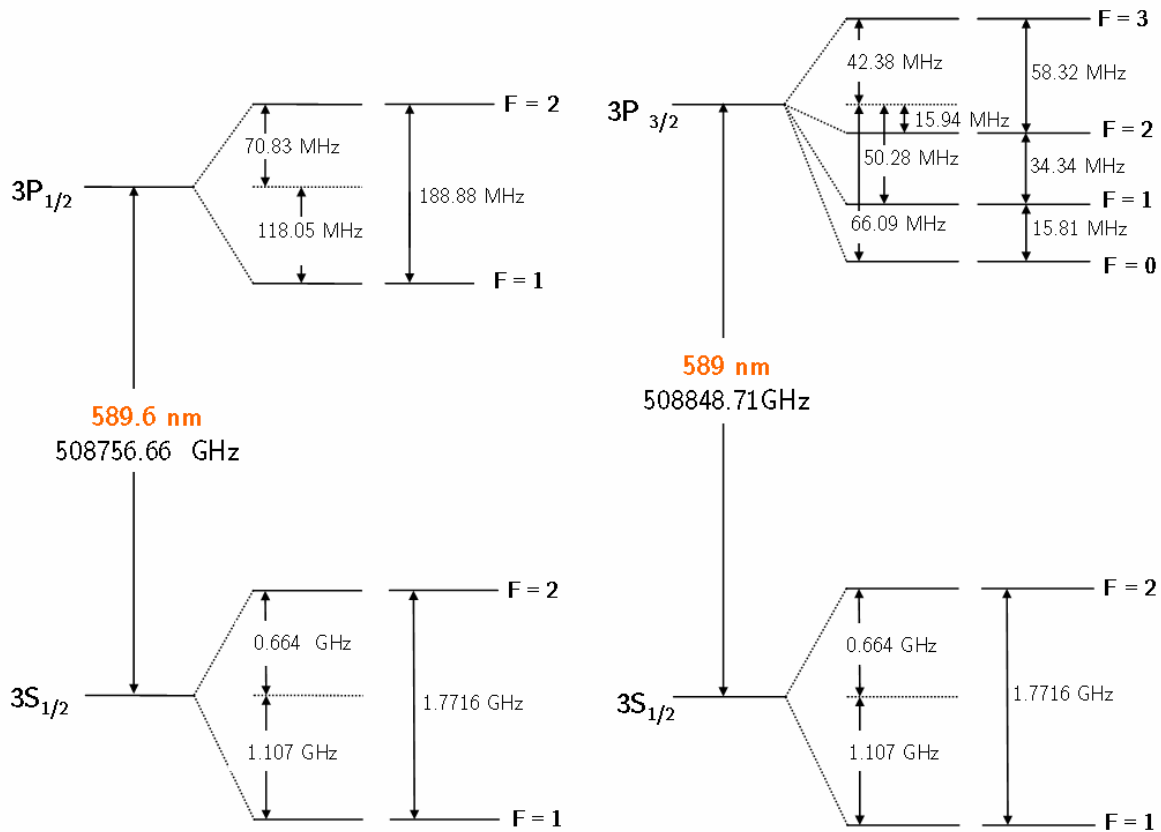


Figure 2.1 : Structure hyperfine du niveau fondamental $3S_{1/2}$ et des niveaux excités $3P_{1/2}$ et $3P_{3/2}$, avec les écarts énergétiques.

Pour le niveau excité $4P$ (voir figure 2.2), comme dans le cas précédent, on a $L = 1$, et $J = 1/2$ ou $J = 3/2$, et $S = 1/2$. Cette configuration donne deux niveaux $4P_{1/2}$ et $4P_{3/2}$ séparés de $\delta_F = 164.91 \text{ GHz}$. Les transitions $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$ et $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ sont dans le même rapport de probabilité que les transitions D, ce qui explique notre choix de travailler sur la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$. On note aussi que pour $4P_{1/2}$ on a deux niveaux hyperfins avec $F = 1$ et $F=2$ écartés de $\delta_{HF} = 84.42 \text{ MHz}$, et pour $4P_{3/2}$ on a quatre niveaux hyperfins pour $F= 0, 1, 2$ et 3 , avec une structure hyperfine étalée sur 35.39 MHz.

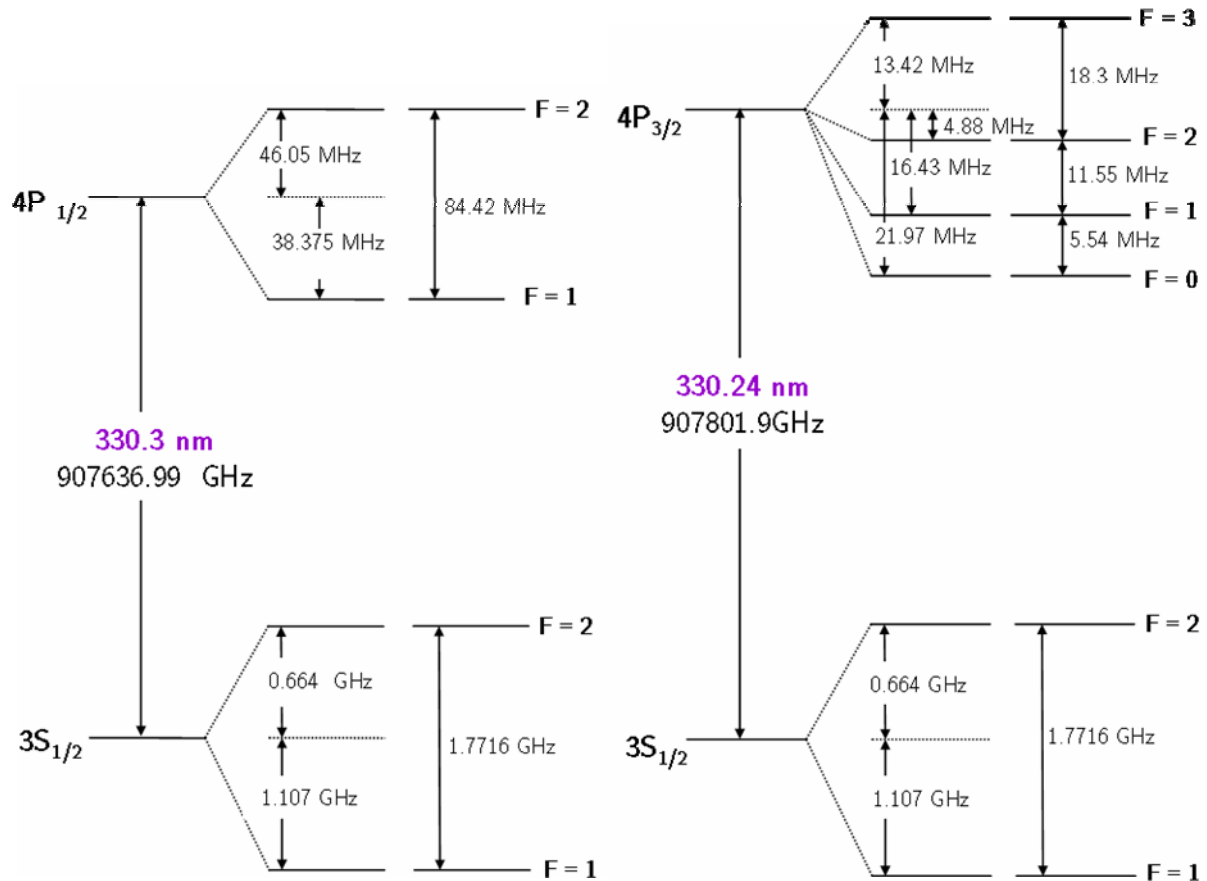


Figure 2.2 : Structure hyperfine du niveau fondamental $3S_{1/2}$ et des niveaux excités $4P_{1/2}$ et $4P_{3/2}$, avec les écarts énergétiques.

Pour l'état excité $4D$, on a $L = 2$, et $J = 3/2$ ou $J = 5/2$, ce qui donne toujours deux niveaux fins $4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$. D'après la règle des sélections $\Delta J = 0, \pm 1$, les transitions possibles seront : $3P_{1/2} \rightarrow 4D_{3/2}$, $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$, et $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$. La probabilité de transition de $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ est la plus grande. Elle est du même ordre de grandeur que la transition $3P_{1/2} \rightarrow 4D_{3/2}$, mais comme l'excitation de l'état $4D$ est réalisée avec deux photons, car les règles de sélection interdisent l'excitation à un photon de cet état, il faut prendre en compte le rapport des intensités entre les transitions $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ et $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$. Pour l'excitation à deux photons résonante, on a donc choisi le schéma d'excitation $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ puis $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, car elle a la plus grande probabilité d'excitation.

Chaque niveau hyperfin contient $2F + 1$ sous-niveaux Zeeman qui déterminent la distribution angulaire de la fonction d'onde électronique. En absence de champ magnétique extérieur, ces niveaux sont dégénérés. Cependant, si un faible champ magnétique est appliqué, cette dégénérescence est levée, et le nombre quantique magnétique m_F associé aux niveaux Zeeman prend des valeurs comprises dans l'intervalle $[-F ; +F]$.

II.1.2. Règles de sélection pour la polarisation

La population des états atomiques dépend de la polarisation du champ électrique incident (Figure 2.3). Si un faisceau laser est polarisé linéairement (polarisation π), on choisit l'axe de quantification parallèle au vecteur champ électrique du faisceau. Les transitions permises satisfont alors la condition $\Delta m_F = 0$. Si le rayonnement laser incident est polarisé circulairement σ^+ (dans ce cas l'axe de quantification est parallèle à la direction de propagation du faisceau), seule la transition avec $\Delta m_F = 1$ est permise. Si le faisceau laser est polarisé circulairement σ^- , les transitions permises satisferont la relation $\Delta m_F = -1$.

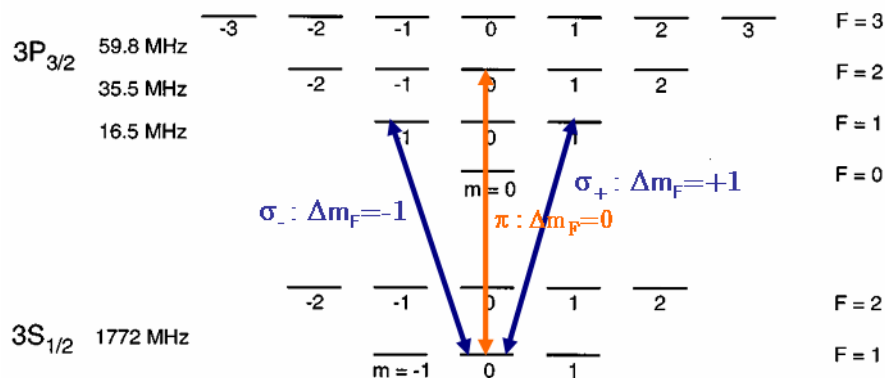


Figure 2.3 : Représentations des trois types de transitions (pour la transition D_2) sous les effets respectifs d'une polarisation linéaire, d'une polarisation circulaire droite et d'une polarisation circulaire gauche (relative à l'axe de quantification).

II.1.3. Largeur homogène, durée de vie et élargissement Doppler

Une autre caractéristique de chaque niveau de la structure fine est la largeur homogène, dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) est définie par l'équation suivante :

$$\delta\nu_h = \frac{1}{2\pi\tau} \quad \text{eq. 2.3}$$

où τ est la durée de vie du niveau. Celle-ci est définie comme le temps que met l'intensité du champ électrique pour décroître d'un facteur $1/e$. On note que la largeur homogène de l'état fondamental est nulle car sa durée de vie est infinie.

Pour les transitions D de l'atome de sodium, les durées de vie des niveaux $3P_{1/2}$ et $3P_{3/2}$ ont été proprement mesurées [Voltz1996] et calculées par différents auteurs [Theodosiu1984], qui ont établi une valeur de 16 ns.

Malheureusement, pour les niveaux $4P_{1/2}$ et $4P_{3/2}$, on trouve dans la littérature principalement le calcul effectué par [Theodosiu1984] qui donne une valeur d'environ 107 ns, et très peu d'expériences permettant de déterminer la durée de vie du niveau $4P_{3/2}$ (par exemple, [Marek1977] donne une valeur d'environ 98 ± 3 ns, et [Schmieder1970] de 95 ± 4 ns). La valeur déterminée par

[Petit2007] qui est d'environ 128 ns impose une certaine méfiance car les conditions expérimentales ne sont pas publiées.

Cependant, connaître la durée de vie du niveau $4P_{3/2}$ étant important pour la suite de ce travail, on a choisi d'adopter les valeurs les plus récentes trouvées dans la littérature. On a par ailleurs tenté de mesurer avec précision ce paramètre, mais on s'est trouvé confronté à des difficultés inattendues. En effet, malgré l'acquisition d'un système très performant de comptage de photons, l'apparition d'une modulation de la décroissance de fluorescence (battements quantiques) de l'état $4P_{3/2}$ en excitant à 330 nm l'atome de sodium, nous a empêché de réaliser une mesure suffisamment précise. Dans ce chapitre, on discutera plus loin en détails des expériences de battements quantiques.

Dans le tableau 2.3, on donne les valeurs des différents paramètres de l'atome de sodium que l'on utilisera pour la simulation numérique effectuée dans le chapitre 5, afin d'interpréter les résultats expérimentaux.

Tableau 2.3 : Niveaux d'énergie du sodium, avec leurs caractéristiques : le nombre quantique J , l'énergie E , la durée de vie, et pour les niveaux excités

Niveau	τ (ns)	E_f (cm^{-1})
$3S_{1/2}$	∞	0
$3P_{1/2}$	16	16956.172
$3P_{3/2}$	16	16973.368
$3D_{3/2}$	20	29172.889
$3D_{5/2}$	20	29172.839
$4S_{1/2}$	38	25739.991
$4P_{1/2}$	110	30266.99
$4P_{3/2}$	110	30272.58
$4D_{5/2}$	52	34548.731
$4F_{7/2,5/2}$	-	34586.92

Tableau 2.4 : Caractéristiques des transitions : λ est la longueur d'onde dans l'air exprimée en nanomètres, g_f et g_e les degrés de dégénérescence des niveaux e et f (avec $g=2J+1$), A_{ef} les coefficients d'absorption d'Einstein, et f_{ef} la force de la transition (appelée aussi force d'oscillateur) et $\delta\nu_h^t$ largeurs homogènes des transitions excitées.[NIST]

Transition	λ_{air} (nm)	g_f	g_e	A_{ef} ($10^8 \cdot s^{-1}$)	f_{ef}	$\delta\nu_h^t$ (MHz)
$3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$	330.237	2	4	0.0275	0.009	1.45
$3S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$	330.298	2	2	0.0273	0.00446	1.45
$3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$	568.820	2	6	0.121	0.0883	13
$3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$	588.995	2	4	0.616	0.641	10
$3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$	589.592	2	2	0.614	0.302	10
$3P_{3/2} \rightarrow 3D_{5/2}$	819.482	4	6	0.514	0.777	-
$3P_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$	1138.14	2	2	0.088	0.171	-
$3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$	1140.38	4	2	0.176	0.171	-
$3D_{5/2} \rightarrow 4F_{7/2,5/2}$	1846.54	6	6	0.140	0.957	-
$4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$	2205.64	2	4	0.0664	0.969	-
$4P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$	2337.91	4	6	0.0701	0.862	-
$3D_{5/2} \rightarrow 4P_{3/2}$	9093.1	6	4	0.00143	0.118	-
$3D_{3/2} \rightarrow 4P_{3/2}$	9093.5	4	4	0.000159	0.0197	-

On remarque que les largeurs homogènes de toutes les transitions excitées directement par le faisceau laser sont à comparer avec l'élargissement Doppler $\delta\nu_D$ de chaque raie d'absorption défini par :

$$\delta\nu_D = \frac{2}{\lambda_0} \sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{2RT}{A}} \quad \text{eq. 2.4}$$

où R est la constante des gaz parfaits en J/K.mol, T la température en Kelvin, A la masse atomique (A=23), et λ_0 la longueur d'onde centrale de la raie en nanomètre.

Le profil Doppler est donné par l'équation suivante :

$$D(\nu) = \frac{1}{\delta\nu_D} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} e^{-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\delta\nu_D^2}} \quad \text{eq. 2.5}$$

L'équation 2.5 montre que le profil Doppler est gaussien, où $\delta\nu_D$ est sa largeur à mi hauteur (FWHM).

Le profil des raies d'absorption pour toutes les transitions, ayant comme niveau de départ le niveau fondamental $3S_{1/2}$, est une somme de deux gaussiennes avec l'écart hyperfin du niveau fondamental $\delta_{HF} = 1,772 \text{ GHz}$ entre ses maximums. Pour la transition à deux photons à 578 nm,

la raie d'absorption est centrée sur $\lambda_0 = 289$ nm, cette valeur étant la longueur d'onde prise en compte pour le calcul de l'élargissement Doppler.

En revanche, pour la transition à 569 nm, la structure hyperfine du niveau $3P_{3/2}$ étant de l'ordre du mégahertz, c'est l'élargissement Doppler qui l'emporte sur la largeur totale du profil de la raie.

Sur la figure 2.4 sont présentés les profils de raies pour une température de $T = 130^\circ\text{C}$. Cette température a été choisie pour des raisons expérimentales, liées à la limite de détection de notre système, au temps d'acquisition, et au rapport signal sur bruit.

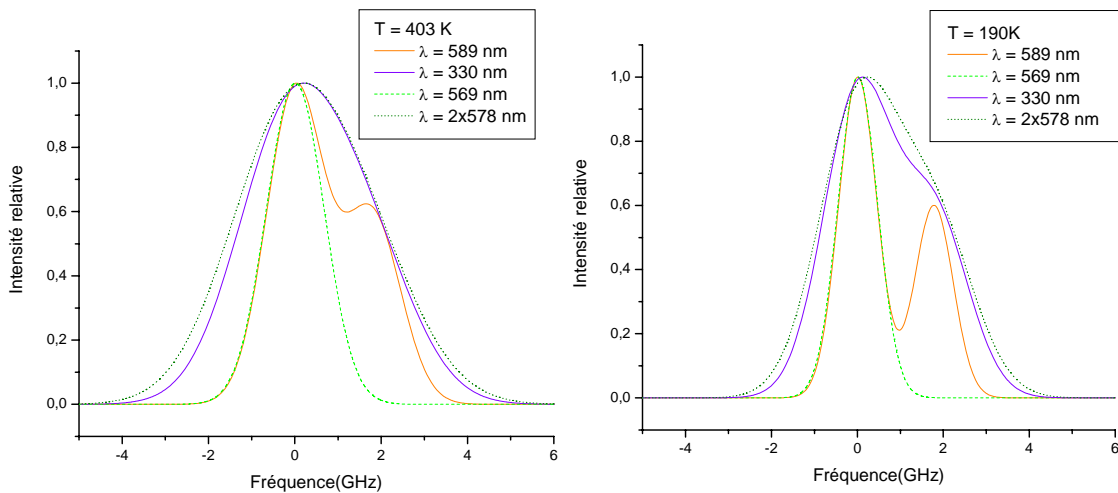


Figure 2.4 : Profils de la raie de sodium à 589 nm, 330 nm, 569 nm, et 2x578 nm donnés pour les conditions expérimentales à 403K et pour la mésosphère à 190 K.

L'application de ce travail est la création d'une étoile polychromatique dans la mésosphère. La température dans la mésosphère est d'environ 190 K : ceci va introduire des changements dans le profil de raie, car l'élargissement Doppler est proportionnel à la racine carrée de la température. La figure 2.4 montre que, à la température mésosphérique, la structure hyperfine de l'état $3S_{1/2}$ est bien séparée.

II.2. Calculs des sections efficaces d'absorption et moments dipolaires

Comme on le verra dans le chapitre 5, il y a deux paramètres importants intervenant dans le code de calcul Beacon et dans notre code REM (« modèle des équations cinétiques ») décrivant l'interaction entre le rayonnement laser et l'atome de sodium : le moment dipolaire et la section efficace d'absorption. Dans cette partie, on donne les équations à partir desquelles on réalise le calcul des valeurs numériques des moments dipolaires et des sections efficaces d'absorption pour les transitions résonantes de l'atome de sodium, de manière à résoudre numériquement les équations du modèle cinétique.

Le calcul des sections efficaces va être effectué à partir des valeurs des moments dipolaires. Afin de trouver les valeurs de ces moments pour les transitions du sodium, on considère l'atome dont les sous niveaux de l'état fondamental sont référencés m_g et ceux du niveau excité m_e . La probabilité de transition spontanée d'un sous niveau m_e vers un sous niveau m_g est donnée par [Cagnac2002] :

$$A(m_g \rightarrow m_e) = \frac{k^3}{3\pi\epsilon_0\hbar} \left| \langle j_e, m_e | D_q | j_g, m_g \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 2.6}$$

Le coefficient d'absorption A_{eg} est donné par la somme des coefficients $A(m_e \rightarrow m_g)$ sur tous les sous niveaux m_g de l'état fondamental :

$$A_{eg} = \sum_{m_g} A(m_e \rightarrow m_g) \quad \text{eq. 2.7}$$

A_{eg} devient alors :

$$A_{eg} = \frac{k^3}{3\pi\epsilon_0\hbar} \frac{\left| \langle j_e || D || j_g \rangle \right|^2}{2j_e + 1} \sum_{m_g \text{ et } q} \left| \langle j_g 1 m_g q | j_e m_e \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 2.8}$$

La somme des coefficients Clebsch-Gordan $\sum_{m_g \text{ et } q} \left| \langle j_g 1 m_g q | j_e m_e \rangle \right|^2$ est égale à 1 d'après la relation d'orthogonalité, par conséquent, la probabilité de transition est indépendante de m_e (tous les sous niveaux m_e du niveau e ont la même probabilité par unité de temps d'émission spontanée).

$$A_{eg} = \frac{k^3}{3\pi\epsilon_0\hbar} \frac{\left| \langle j_e || D || j_g \rangle \right|^2}{2j_e + 1} \quad \text{eq. 2.9}$$

Il faut remarquer aussi que le niveau e peut se désexciter vers plusieurs niveaux g_i (voir figure 2.5).

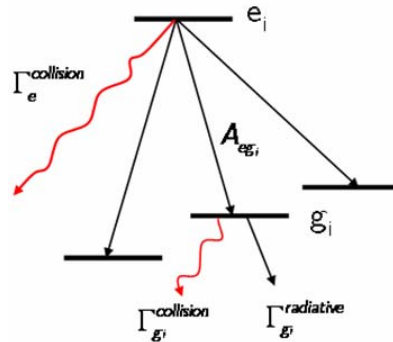


Figure 2.5 : Schéma représentant deux niveaux énergétiques (l'état g contient plusieurs sous niveaux).

La probabilité de transition $A(m_e \rightarrow m_{g_i})$ est liée à la durée de vie radiative τ_e du niveau e par le rapport de branchement Br_{eg_i} , donc :

$$A(m_e \rightarrow m_{g_i}) = A_{eg_i} = Br_{eg_i} \times \Gamma_e^{\text{radiative}} = \frac{Br_{eg_i}}{\tau_e} \quad \text{eq. 2.10}$$

Le moment dipolaire est :

$$\left| \langle j_e \| D \| j_g \rangle \right| = \sqrt{\frac{3\pi\lambda^3 \varepsilon_0 \hbar (2j_e + 1) Br_{eg_i}}{(2\pi)^3 \tau_e}} \quad \text{eq. 2.11}$$

On définit aussi un moment dipolaire moyen, beaucoup utilisé dans la littérature, par l'équation suivante :

$$\bar{\mu}_{eg} = \frac{\left| \langle j_e \| D \| j_g \rangle \right|}{\sqrt{3(2j_e + 1)}} \quad \text{eq. 2.12}$$

Une autre façon d'exprimer le moment dipolaire moyen est donnée par [Hilborn1982&1983], où le coefficient d'émission spontané est défini comme suit :

$$A_{eg} = \frac{2e^2 \omega^3}{3\varepsilon_0 \hbar c^3} \sum_{m_g} \left| \langle 1m_g | \vec{r} | 2m_e \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 2.13}$$

Cette expression est identique à l'équation eq.2.6, car l'opérateur D est égal à $e\vec{r}$, et donc le moment dipolaire est donné par l'équation 2.14 :

$$\mu_{eg} = e^2 \sum_{m_g} \left| \langle 1m_g | \vec{r} | 2m_e \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 2.14}$$

Ce moment est égal au moment dipolaire moyen multiplié par $\sqrt{3}$:

$$\mu_{eg} = \frac{\left| \langle j_e \| D \| j_g \rangle \right|^2}{\sqrt{2j_e + 1}} = \sqrt{3} \bar{\mu}_{eg} \quad \text{eq. 2.15}$$

Par ailleurs, deux équations permettent le calcul des moments dipolaires dans l'article de Hilborn :

$$\mu_{eg} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\varepsilon_0 \hbar c^3}{\omega^3}} A_{eg} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\varepsilon_0 \hbar \lambda^3}{(2\pi)^3}} A_{eg} \quad \text{eq. 2.16}$$

Et :

$$\mu_{eg} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{g_g}{g_e} \frac{\hbar e^2}{m\omega^3}} f_{eg} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{g_g}{g_e} \frac{\hbar e^2 \lambda}{(2\pi)^3 mc}} f_{eg} \quad \text{eq. 2.17}$$

Les valeurs numériques des moments dipolaires correspondant aux transitions $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$, et $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, sont données dans le tableau 2.5. Dans les références bibliographiques [Eicher1975] et [Biegert2000] les valeurs trouvées pour la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ sont en très bon accord avec les valeurs numériques obtenues.

Tableau 2.5 : Valeurs numériques du moment dipolaire moyen calculées à l'aide du formalisme de Cagnac et Hilborn.

Transition	λ (nm)	J_e	$\bar{\mu}_{ge}$		
			(1) 10 ⁻²⁹ C.m	(2) 10 ⁻²⁹ C.m	(3) 10 ⁻²⁹ C.m
3S _{1/2} →3P _{3/2}	589	3/2	1.23	1.22	1.22
3S _{1/2} →4P _{3/2}	330	3/2	0.115	0.115	0.103
3P _{3/2} →4D _{5/2}	569	5/2	0.54	0.539	0.517

La section efficace d'absorption

Le moment dipolaire permet le calcul de la section efficace d'absorption qui, comme on le verra dans le chapitre 5, est un des paramètres les plus importants dans les équations constituant le nouveau modèle REM. Ce modèle permet la description de l'interaction laser – atome de sodium. Pour lier le moment de dipôle à la section efficace d'absorption, on exprime au premier ordre la largeur de raie homogène correspondant à la transition $g_i \rightarrow e$ comme une somme entre les effets radiatifs et collisionnels :

$$\Gamma_{g_i,e} = \Gamma_{g_i}^{radiative} + \Gamma_e^{radiative} + \Gamma_{collision} \quad \text{eq. 2.18}$$

où $\Gamma_{g_i}^{radiative} = \frac{1}{\tau_{g_i}}$ et $\Gamma_e^{radiative} = \frac{1}{\tau_e}$ sont les probabilités de transitions, et τ_{g_i} est la durée de vie radiative de l'état g [Milonni1988].

Grâce à la faible densité de sodium dans notre expérience et dans la mésosphère, les collisions entre les atomes de sodium sont peu probables. Le taux de collisions est plus petit que la largeur homogène des transitions considérées, et donc les collisions peuvent être négligées. Pour une raie qui a un profil homogène, l'intégrale sur son profil représente la section efficace :

$$\sigma_0 = \int \sigma(\nu) d\nu \quad \text{eq. 2.19}$$

La section efficace d'absorption intégrée est liée à la section efficace au centre de la raie σ_{g_i} par l'équation :

$$\sigma_{g_i} = \frac{2}{\pi \Delta\nu_{g_i,e}} \sigma_0 \quad \text{eq. 2.20}$$

Dans l'article de Hilborn [Hilborn1982] la section efficace est donnée par :

$$\sigma_0 = \frac{g_e}{4g_{g_i}} \lambda^2 A_{eg_i} \quad \text{eq. 2.21}$$

¹ [Cagnac2002]

² [Hilborn1982]

³ [Hilborn1983]

où g_e , respectivement g_g , sont les degrés de dégénérescence du niveau e , respectivement g . Par conséquent, on obtient que la section efficace d'absorption au centre de la raie est égale à :

$$\sigma_{g_i} = \frac{1}{2\pi} \frac{g_e}{g_{g_i}} \lambda^2 B_{eg_i} \frac{\tau_{g_i}}{\tau_{g_i} + \tau_e} \quad \text{eq. 2.22}$$

Les valeurs numériques pour les transitions à 330 nm, 589 nm et 569 nm sont données dans le tableau suivant.

Tableau 2.6 : Valeurs numériques de la section efficace d'absorption prise en compte dans les calculs du chapitre 5.

Transition	λ (nm)	Γ (MHz)	σ_{ab} (m ²)
$3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$	589	10	1.10×10^{-13}
$3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$	330	1.45	1.14×10^{-14}
$3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$	569	13	1.21×10^{-14}

II.3. Saturation de l'atome de sodium

Dans le processus de création d'étoiles laser monochromatique et polychromatique par excitation résonante le phénomène de saturation de l'atome de sodium constitue une limitation importante. Ce phénomène est intrinsèque à l'atome de sodium.

Lorsque l'on excite l'atome de sodium par un rayonnement, il vérifie l'équation :

$$E_e - E_g = h\nu \quad \text{eq. 2.23}$$

où E_e et E_g sont les énergies de l'état excité et de l'état fondamental, et ν est la fréquence du rayonnement vue par l'atome.

Pour un système à deux niveaux en équilibre et en l'absence des phénomènes non radiatifs on a :

$$B_{ge}\rho(\nu)N_g = A_{eg}N_e + B_{eg}\rho(\nu)N_e \quad \text{eq. 2.24}$$

où A_{eg} est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée, B_{ge} le coefficient d'absorption, B_{eg} le coefficient d'émission stimulé, $\rho(\nu)$ la densité spectrale du rayonnement incident, N_g la population de l'état fondamental, et N_e celle de l'état excité.

Si le facteur de dégénérescence des deux niveaux est le même, alors $B_{ge} = B_{eg} = B$.

Ainsi :

$$N_e = \frac{B \times N_g \rho(\nu)}{B \times \rho(\nu) + A_{eg}} \quad \text{eq. 2.25}$$

Considérons maintenant que :

$$\beta = \frac{N_e}{N_e + N_g} \quad \text{eq. 2.26}$$

avec $N_e + N_g = N$, où N est la population totale. On obtient alors :

$$\beta = \frac{B \times \rho(\nu)(1 - \alpha)}{B \times \rho(\nu) + A_{eg}} = \frac{1}{2 + \frac{A_{eg}}{B \times \rho(\nu)}} \quad \text{eq. 2.27}$$

Si on considère le cas de faible densité de puissance excitatrice, la fraction β des atomes dans l'état excité va être égal à $\frac{B \times \rho(\nu)}{A_{eg}}$, et par conséquent, le nombre de photons issus de l'émission spontanée de ces atomes est : $N \times B \times \rho(\nu)$. Si au contraire la densité de puissance est infinie, la fraction des atomes qui se trouve dans l'état excité va être limitée à la moitié du nombre total des atomes. Dans ce cas, l'émission stimulée, qui se trouve en compétition avec la fluorescence, devient très importante, et les photons provenant de ce processus étant malheureusement émis dans la direction de propagation du faisceau laser, ils ne peuvent donc pas être recueillis au sol, car on regarde en rétrodiffusion.

Et alors, on peut définir une densité de puissance de saturation qui correspond à la densité de puissance nécessaire pour obtenir la moitié de la limite fondamentale soit $\beta = 0.25$. On a ainsi :

$$\rho_{sat}(\nu) = \frac{A_{eg}}{2B} \quad \text{eq. 2.28}$$

où $\frac{A_{eg}}{2B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$.

L'intensité lumineuse est définie par l'équation : $I(\nu) = c \times \rho(\nu)$, l'unité de mesure étant le $W/cm^2/Hz$.

Par conséquent, pour une largeur de raie homogène $\delta\nu_h$, l'intensité de saturation s'exprime par :

$$I_{sat} = \frac{A_{eg}}{2B} \times c = \frac{4\pi h c \delta\nu_h}{\lambda^3} \quad \text{eq. 2.29}$$

Kibblewhite et Morris, dans des publications de 1990 et 1994 [Kibblewhite1990] et [Morris1994], prennent en compte les niveaux hyperfins, ainsi que la polarisation du champ incident linéaire et circulaire, et obtiennent des formules différentes de l'intensité de saturation : $I_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma\tau}$ et

$$I_{sat} = \frac{2}{3} \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \quad \text{où } \tau \text{ est la durée de vie du niveaux excité, et } \sigma \text{ la section efficace d'absorption.}$$

L'intensité de saturation calculée par Morris pour la transition D_2 pour une polarisation linéaire est de $94.8 W/m^2$, et celle pour une polarisation circulaire est de $63.6 W/m^2$. Hors saturation, le nombre de photons de fluorescence émis varie linéairement avec la puissance laser excitatrice, au-delà, il varie proportionnellement à la racine carrée de la puissance. L'efficacité, exprimée comme le rapport entre le flux de photons retro-diffusés sur le miroir primaire et la puissance laser,

diminue à forte puissance. Afin d'éviter ou atténuer le phénomène de saturation, les spécialistes laser travaillant sur des projets de type étoile laser monochromatique et polychromatique ont été obligés de réfléchir à des solutions, parmi lesquelles on trouve l'utilisation du laser sans mode proposé par notre équipe et décrit dans le chapitre 3.

II.4. Propriétés de polarisation de l'atome de sodium lors de l'excitation avec un laser sans mode

Les propriétés de polarisation de l'atome de sodium ont des conséquences importantes sur les étoiles laser. En particulier, nous verrons que la diffusion Rayleigh qui constitue une limitation importante peut être évitée, et que la mesure de la durée de vie des états $nP_{3/2}$ se complique lorsque l'on effectue une excitation cohérente, à cause de l'existence des battements quantiques. En plus, l'intensité de l'étoile laser dépend de la polarisation du laser.

Les études effectuées jusqu'à présent sur la polarisation de la fluorescence pour le cas d'un rayonnement laser monomode, ont montré que le taux de polarisation de la fluorescence était de l'ordre de 60%. Comme notre équipe possède un laser sans mode ayant des propriétés spécifiques (il couvre toutes les classes de vitesse des raies de l'atome de sodium), on a été amené à se poser la question de savoir quelle était l'influence de ces propriétés sur le taux de polarisation de la fluorescence.

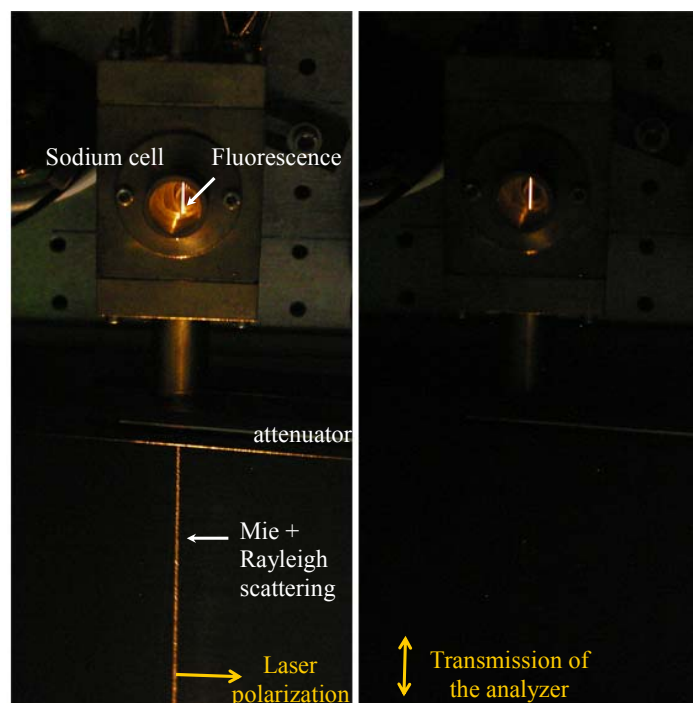


Figure 2.6 : Photographies de notre dispositif expérimental. À gauche, la photographie est prise sans aucun polariseur ; à droite, un analyseur perpendiculaire à la polarisation du faisceau est placé : on constate clairement que les diffusions Rayleigh et Mie sont quasiment supprimées, ainsi que les réflexions parasites sur les optiques. Il apparaît seulement la fluorescence du sodium.

Après avoir observé (voir figure 2.6) qualitativement et quantitativement ces effets sur la fluorescence de ce atome, on a décidé d'effectuer une étude expérimentale et théorique de l'influence de la polarisation de l'atome de sodium sur le taux de polarisation, lors de l'excitation avec un laser sans mode ayant une polarisation linéaire.

Un autre paramètre important dans la suite de ce travail de thèse est la mesure de la durée de vie de l'état excité $4P_{3/2}$ de l'atome de sodium. Les valeurs numériques expérimentales et théoriques trouvées dans la littérature [Marek1977], [Scmieder1970], [Theodosiu1984] oscillent autour de 110 ns, malheureusement, les articles cités ne décrivent pas le protocole expérimental. D'autres chercheurs [Petit2006-7] pensent que cette valeur est fautive, et que la vraie valeur est plus proche de 128 ns, mais il n'existe pas de publication soutenant d'un point de vue théorique ou expérimental cette valeur. Cependant, le fait de connaître cette valeur est important dans la suite (voir chapitre 5), et à cause des incertitudes liées à la vraie valeur de cette durée de vie, on a essayé de mettre au point une expérience permettant cette mesure, qui se montrait très difficile à cause de l'apparition de battements quantiques dans la fluorescence de l'état $4P_{3/2}$. En particulier, en essayant de réduire la durée de l'impulsion du laser sans mode on s'est retrouvé dans une situation d'excitation cohérente de la structure hyperfine de l'état excité $4P_{3/2}$. La durée d'impulsion la plus petite que l'on peut obtenir avec notre système laser est de 10 ns. Il se trouve que cette valeur est inférieure à la durée de vie de 110 ns, mais aussi que le spectre de cette impulsion qui est de 100 MHz est plus large que la structure hyperfine de l'état $4P_{3/2}$ (35.39 MHz). Dans cette situation, toute la structure hyperfine est excitée de façon cohérente, ce qui crée des interférences entre les fréquences de la structure hyperfine. Ces interférences constituent les battements quantiques.

Dans la suite, on va analyser d'un point de vue théorique et expérimental les propriétés de polarisation de l'atome de sodium tout en essayant de calculer le taux de polarisation de la fluorescence du niveau $3P_{3/2}$ et la durée de vie du niveau $4P_{3/2}$.

II.4.1. Etude du taux de polarisation de la fluorescence

Le but de cette étude est de comprendre l'influence du laser sans mode développé au LSP sur la dépolarisation de la fluorescence émise par les raies D de l'atome de sodium. On considère l'onde électromagnétique qui interagit avec l'atome de sodium, sa force est donnée par les éléments de matrice d'interaction dipolaire $\langle Fm_F | e\vec{r} | F'm_F \rangle$, qui couplent le sous-niveau hyperfin $| Fm_F \rangle$ de l'état fondamental et le sous-niveau $| F'm_F \rangle$ de l'état excité.

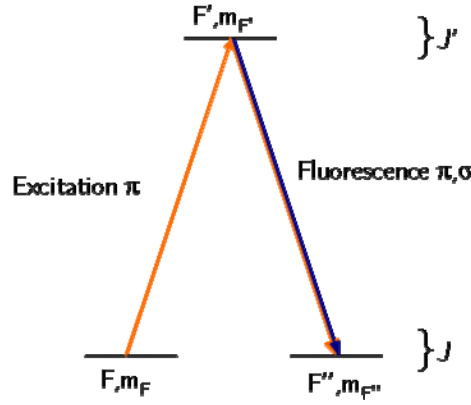


Figure 2.7 : Cycle d'absorption : émission spontanée dans l'atome de sodium pour une excitation avec un rayonnement polarisé linéairement suivant l'axe de quantification (π), alors que la fluorescence peut être polarisée linéairement (π) ou circulairement (σ).

Le théorème de Wigner-Eckart permet d'exprimer ces coefficients sous la forme du produit d'un élément de matrice réduit et d'un coefficient de Clebsch-Gordan :

$$\langle F m_F | e\vec{r} | F' m_{F'} \rangle = \langle F || e\vec{r} || F' \rangle \langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle \quad \text{eq. 2.30}$$

où q est un indice caractérisant la composante de \vec{r} dans la base sphérique (si les sous-niveaux satisfont $m_F = m_{F'} + q$, les coefficients de Clebsch-Gordan s'annulent).

Le coefficient de Clebsch-Gordan peut lui-même se réécrire à l'aide des coefficients 3-j comme suit :

$$\langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle = (-1)^{F-1+m_F} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix} \quad \text{eq. 2.31}$$

Et l'élément de matrice réduit se factorise à l'aide des coefficients 6-j :

$$\langle F || e\vec{r} || F' \rangle = \langle J || e\vec{r} || J' \rangle (-1)^{F+J+1+l} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & l \end{Bmatrix} \quad \text{eq. 2.32}$$

De cette façon, on fait apparaître le produit entre l'élément de matrice dipolaire et un coefficient qui dépend de F , m_F , F' , $m_{F'}$. Cet élément de matrice réduit $\langle J || e\vec{r} || J' \rangle$ est indépendant des sous-niveaux hyperfins considérés.

Par ailleurs, 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 $\langle F' m_{F'} | e\vec{r} | F'' m_{F''} \rangle$.

On peut donc définir une intensité de la polarisation π comme suit :

$$I_\pi = \sum_{F, m_F, F', m_{F'}, F'', m_{F''}} \langle F m_F | e\vec{r} | F' m_{F'} \rangle^2 \langle F' m_{F'} | e\vec{r} | F'' m_{F''} \rangle^2 \quad \text{eq. 2.33}$$

où $\langle F m_F | e\vec{r} | F' m_{F'} \rangle^2$ 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 $| F m_F \rangle$, et $\langle F' m_{F'} | e\vec{r} | F'' m_{F''} \rangle^2$

correspond à la probabilité de désexcitation de $|F'm_F\rangle$ vers $|F''m_{F''}\rangle$ en émettant un photon ($m_{F'} = m_{F''}$).

La sommation se fait sur tous les sous-niveaux $|Fm_F\rangle$ et $|F'm_{F'}\rangle$ susceptibles d'être excités par l'onde du laser sans mode, car l'élargissement Doppler étant plus grand que la différence d'énergie des niveaux hyperfins F' , on considère que tous les niveaux hyperfins de l'état excité sont excités par le laser (l'écart de la structure hyperfine de l'état excité est de 108.47 MHz et l'élargissement Doppler de 1GHz). Pour le cas du laser sans mode on obtient le même résultat car toute la structure hyperfine est excitée par le laser ; son spectre a une largeur $\delta_\nu = 3GHz$, et l'élargissement Doppler plus la structure hyperfine de l'état fondamental est de $\delta_r = 2.8GHz$. En revanche, pour le cas d'un laser monomode et pour l'état fondamental de l'atome de sodium, la différence d'énergie des sous-niveaux $F=1$ et $F=2$ est de 1.772 GHz et doit être traitée pour l'un, pour l'autre, ou pour les deux niveaux hyperfins couplés par le laser à l'état excité.

L'intensité de la polarisation σ est :

$$I_\sigma = \sum_{F, m_F, F', m_{F'}, F'', m_{F''}} \langle Fm_F | e_{r_0} | F'm_{F'} \rangle^2 \langle F'm_{F'} | e_{r_-} | F''m_{F''} \rangle^2 + \langle Fm_F | e_{r_0} | F'm_{F'} \rangle^2 \langle F'm_{F'} | e_{r_+} | F''m_{F''} \rangle^2 \quad \text{eq. 2.34}$$

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

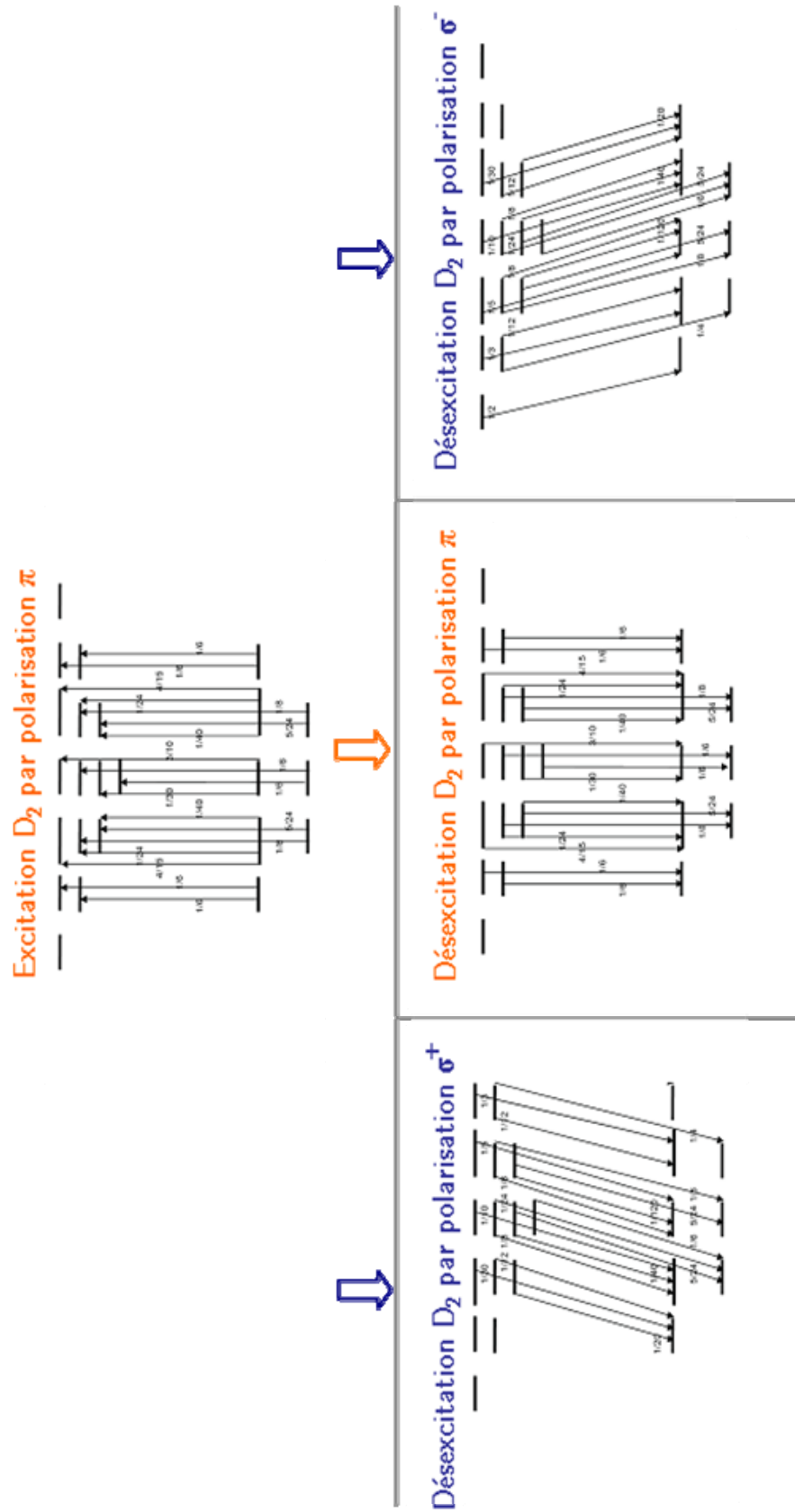


Figure 2.8 : Transitions permises pour l'atome de sodium lors de l'excitation et des désexcitations π , σ^+ et σ^- (les valeurs numériques indiquées correspondent aux carrés des éléments de matrice dipolaire, divisés par $\langle J || \vec{e} \tilde{r} || J' \rangle$).

II.4.2. Calcul des intensités de polarisations lors de l'excitation en laser sans mode de la structure Zeeman à l'aide du modèle cinétique

Pour rendre plus simple le calcul, on a choisi d'ignorer les effets de cohérence entre les niveaux Zeeman et d'utiliser une description de la fluorescence de l'atome de sodium à l'aide du modèle cinétique. On considère que les collisions sont négligeables à cause de la faible pression mésosphérique. En effet, comme nous le verrons plus loin, pour les puissances laser utilisées pour créer une étoile laser monochromatique, le modèle cinétique décrit très bien l'évolution des populations. La structure hyperfine de la raie D_2 est donnée dans la figure 2.1.

Comme l'ont fait Y. Nafcha [Y. Nafcha1995] et G. Alzetta [Alzetta2004], on définit un ensemble de 24 équations différentielles qui décrivent l'évolution des populations des niveaux hyperfins de la transition D_2 :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{F_g, m_{F_g}}}{dt} = \sum_{F_e} \left(-N_{F_g, m_{F_g}} \sum_q W_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e} + q} \right. \\ \left. + \sum_q N_{F_e, m_{F_e} + q} W_{F_e, m_{F_e} + q \rightarrow F_g, m_{F_g}} + \sum_{k=m_{F_e}-1}^{m_{F_e}+1} N_{F_e, k} A_{F_e, k \rightarrow F_g, m_{F_g}} \right) \\ \frac{dN_{F_e, m_{F_e}}}{dt} = \sum_{F_g} \left(\sum_q \left(N_{F_g, m_{F_g} - q} W_{F_g, m_{F_g} - q \rightarrow F_e, m_{F_e}} - N_{F_e, m_{F_e}} W_{F_e, m_{F_e} \rightarrow F_g, m_{F_g} - q} \right) \right. \\ \left. - N_{F_e, m_{F_e}} \sum_{k=m_{F_e}-1}^{m_{F_e}+1} A_{F_e, m_{F_e} \rightarrow F_g, k} \right) \end{aligned} \quad \text{eq. 2.35}$$

où $N_{F_g, m_{F_g}}$, $N_{F_e, m_{F_e}}$ sont les populations des sous-niveaux fondamental et excité de la transition D_2 ; $q = 0, +1, -1$ pour les polarisations du rayonnement laser π , σ^+ et σ^- .

Les coefficients W représentent les transitions induites et sont donnés par :

$$W_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e}} = \frac{3\lambda^3 I_L}{8\pi^2 hc} A_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e}} \times \int_{-\infty}^{+\infty} g_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e}}(\nu) \rho_L(\nu) d\nu \quad \text{eq. 2.36}$$

Où :

$$A_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e}} = \alpha_{F_g, m_{F_g} \rightarrow F_e, m_{F_e}}^2 / \tau \quad \text{eq. 2.37}$$

Les coefficients de transfert donnés à l'aide des coefficients Wigner $3-j$ et Racah $6-j$ sont :

$$\begin{aligned} \alpha(F_e, m_{F_e}; F_g, m_{F_g}; q) = (-1)^{1+J_e+F_e+F_g-m_{F_e}} \times \sqrt{2F_g+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2J_e+1} \\ \times \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_{F_e} & q & m_{F_g} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & I & J_e \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad \text{eq. 2.38}$$

λ est la longueur d'onde du laser, h la constant de Planck, I_L l'intensité du laser (en W/m^2), $g(\nu)$ et $\rho(\nu)$ le profil spectral respectivement de la transition et du laser. La largeur spectrale du laser est 3 GHz, et $\rho(\nu)$ correspond à la structure hyperfine plus Doppler de la raie. τ est la durée de

vie radiative de la transition D_2 . Les collisions qui sont responsables de la dépolarisation sont ignorées en raison de la durée de vie courte de l'état excité par rapport au temps typique des collisions dans la mésosphère. Initialement, la population de l'état fondamental est distribuée de façon égale pour tous les niveaux F_g . Ensuite, à $t=0$, les populations des sous niveaux m_{F_g} de $F_g = 1$ et $F_g = 2$ sont respectivement $1/6$ et $1/10$. A l'aide de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, on peut calculer l'évolution des populations pendant l'irradiation et intégrer les intensités de fluorescence I_π et I_σ .

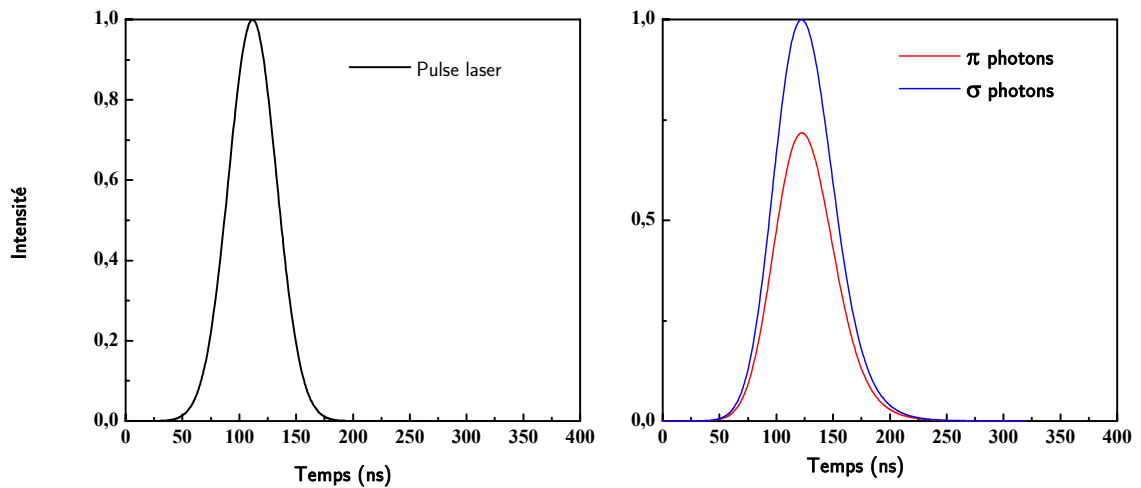


Figure 2.9 : Résultats numériques ($I_{laser} = 10^4 \text{ W/m}^2$, 50 ns, polarisation linéaire). Impulsion laser et dynamique de la fluorescence (photons qui proviennent de l'émission spontanée).

Pour un régime en impulsion, le temps d'intégration est donné par le pulse laser, et pour un régime continu, il est donné par le temps de transit moyen ($t_t = 2w\sqrt{\frac{\pi m}{8k_B T}}$, où w est la largeur totale à mi-hauteur du waist, m la masse du sodium, T la température).

On considère que l'axe de quantification est l'axe de polarisation du laser Oy et que le signal de fluorescence détecté dans la direction (Oz) contient une contribution linéairement polarisée selon (Oy) (correspondant aux photons π) et une autre polarisée selon (Ox) (correspondant aux photons polarisés circulairement σ). Dans la figure 2.10 on représente le diagramme du rayonnement de fluorescence.

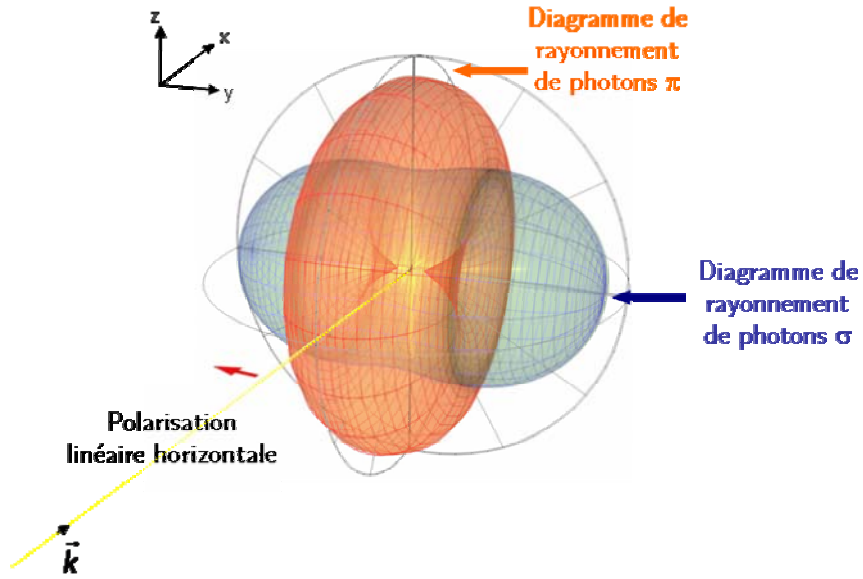


Figure 2.10 : Diagramme de rayonnement de la fluorescence des atomes de sodium, excités par un laser qui se propage dans la direction Ox et dont la polarisation linéaire est horizontale (Oy). En regardant les flux on observe que le taux de polarisation doivent être identiques dans les directions zz' et xx' .

On observe que le maximum du diagramme de rayonnement des photons π est présent dans toutes les directions du plan (Ozx). On note la contribution des photons π détectés selon (Oz) I_π . Le maximum du diagramme de rayonnement d'émission des photons σ est dans la direction (Oy), dont la contribution est notée I_σ et est divisée par un facteur 2 selon (Oz).

Le taux de polarisation théorique est :

$$r_{theorie} = \frac{2I_\pi - I_\sigma}{2I_\pi + I_\sigma} \quad \text{eq. 2.39}$$

Pour un éclairage d'une cellule de sodium avec un faisceau polarisé linéairement selon (Oy) (polarisation π), la fluorescence aura deux composantes : une composante π et une composante σ . On définit le taux expérimental de polarisation de la fluorescence de la transition D_2 ($J=1/2 \rightarrow J=3/2$) du sodium, dans la direction (Ox), par la formule suivante :

$$r = \frac{I_{//} - I_\perp}{I_{//} + I_\perp} \quad \text{eq. 2.40}$$

où $I_{//} = I_\pi$ et $I_\perp = \frac{I_\sigma}{2}$ sont des quantités mesurables expérimentalement.

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

Afin d'évaluer le poids des contributions π et σ , et pour les relier aux quantités mesurables expérimentalement I_{\parallel} et I_{\perp} , on calcule I_{π} et I_{σ} pour les raies D_2 de l'atome de sodium : les valeurs numériques sont présentées dans le tableau 2.7.

Tableau 2.7 : Valeurs numériques des intensités de fluorescence parallèle et perpendiculaire et du taux de polarisation, lorsque toute la structure hyperfine de l'état fondamental est excitée.

	I_{π}	I_{σ}	r (%)
Raie D_2			
$F = 1$	0.1944	0.3056	11
$F = 2$	0.3700	0.4633	23
Moyenne			17

II.4.3. Description de l'expérience permettant la mesure du taux de polarisation de la fluorescence de l'atome de sodium lors de l'excitation avec un laser sans mode

Durant cette thèse, nous avons mis en place au LSP 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). Le montage expérimental est présenté dans la Figure 2.11. Notre laser sans mode (décrit dans le chapitre 3) a une largeur spectrale d'environ 3 GHz et peut fonctionner aussi bien en continu qu'en impulsions (17 kHz, 50 ns). Son faisceau est focalisé dans une cellule qui contient des atomes de sodium à la pression de vapeurs saturantes (la cellule avec sodium est décrite dans le paragraphe IV.2.5 du chapitre 4) la taille du spot au niveau de la cellule est d'environ 100 μm .

Le signal de fluorescence filtrée spatialement à l'aide de deux trous dans la direction d'observation est détecté selon l'axe (Oz) perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau laser par un photomultiplicateur Hamamatsu. Un polariseur est placé sur le chemin optique de la fluorescence et permet de sélectionner la polarisation à observer (soit perpendiculaire, soit parallèle). On a choisi d'observer le flux de fluorescence selon l'axe (Oz), car celui-ci est identique (voir Figure 2.10) à celui observé dans la direction (Ox), ce qui est le cas de l'observation de l'étoile laser LGS à l'aide d'un télescope.

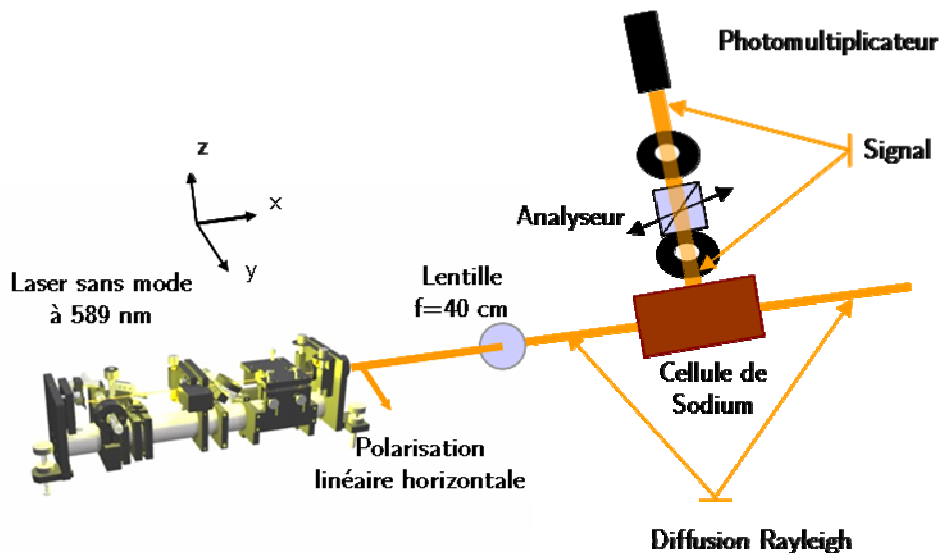


Figure 2.11 : Montage expérimental permettant la mesure du taux de polarisation de la fluorescence du sodium. Le faisceau du LSM est envoyé dans la cellule de sodium. La fluorescence est détectée par un photomultiplicateur placé sur l'axe (Oz) perpendiculaire à la polarisation du laser. Un polariseur permet de sélectionner les composantes parallèle ou perpendiculaire des photons de fluorescence.

II.4.4. Le protocole expérimental et les résultats

Tout d'abord, on a mené une étude qui consiste à scanner la raie D_2 par notre laser sans mode large bande. Pour chaque position du laser on a enregistré l'intensité de fluorescence pour la position parallèle et perpendiculaire de l'analyseur par rapport à la polarisation incidente. Cette expérience nous a permis de constater que le taux de polarisation est de 18 % lorsque l'on se trouve à la résonance (on a une superposition des profils spectraux de l'atome de sodium et du laser), et qu'il augmente lorsque l'on s'en éloigne. Quand on regarde la figure 2.12, on constate que lorsque le décalage entre la raie de sodium et le laser est négatif (donc quand les transitions depuis le niveau $F = 2$ sont favorisées), le taux de polarisation est sensiblement supérieur à celui pour le décalage positif (pour les transitions depuis $F = 1$). C'est ce qui est prédit par le modèle théorique que nous avons développé.

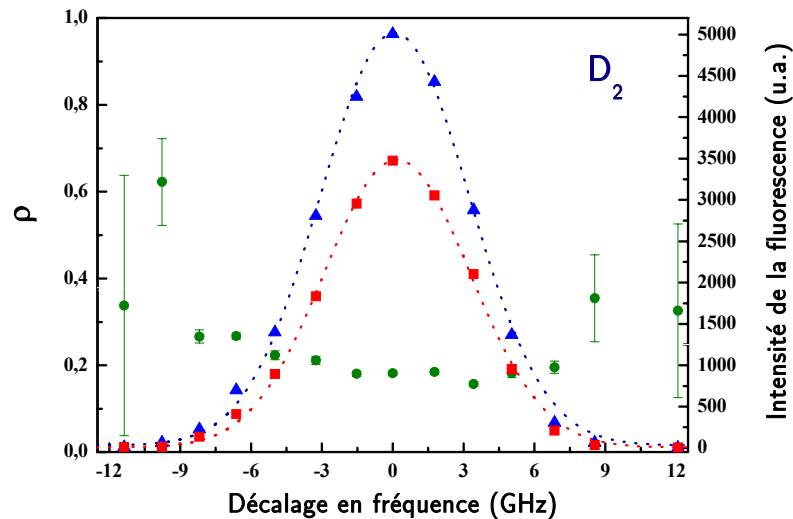


Figure 2.12 : Signaux de fluorescence normalisés, pour des polarisations parallèles (triangles bleus) et perpendiculaires (carrés rouges) à la polarisation du laser. Les « fits » (en pointillés) sont effectués avec une fonction de type Gauss et représentent le produit de convolution de la raie D_2 avec la raie du laser d'excitation. Les points verts représentent le taux de polarisation de la fluorescence.

On a réalisé également une étude qui consiste à scanner cette fois-ci la raie D_1 , afin de mesurer le taux de polarisation de la fluorescence. Le protocole expérimental est le même que celui décrit pour la mesure de taux de polarisation de la raie D_2 . Dans ce cas, la longueur d'onde est fixe sur la transition D_1 à 589.9 nm. La figure 2.13 montre que D_1 , contrairement à D_2 , est totalement dépolarisée et donc la valeur du taux de polarisation est égale à zéro. Ceci est conforme au calcul théorique.

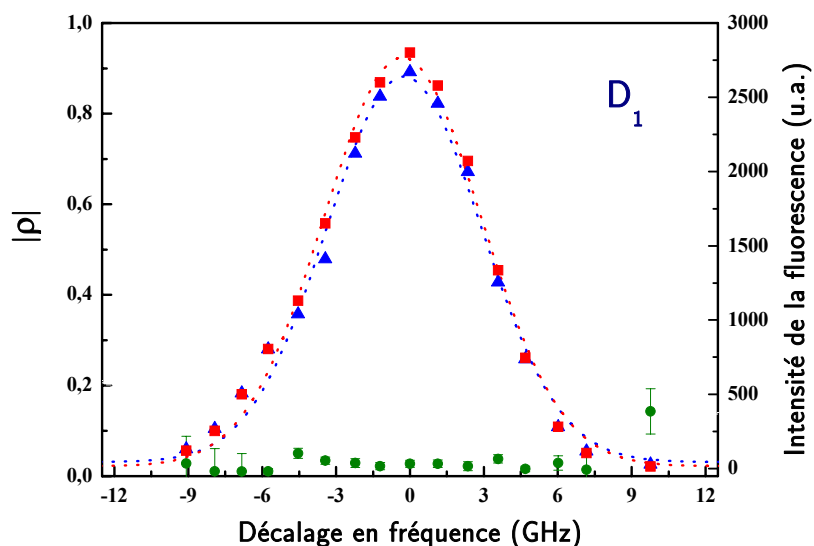


Figure 2.13 : Signaux de fluorescence normalisés, pour des polarisations parallèles (triangles bleus) et perpendiculaires (carrés rouges) à la polarisation du laser. Les interpolations (en pointillés) sont effectuées avec une fonction de type Gauss et représentent le produit de convolution de la raie D_1 avec la raie du laser d'excitation.

Enfin, on a mené une étude montrant l'évolution du taux de polarisation en fonction de la puissance moyenne du laser. La longueur d'onde de notre laser est fixée à l'aide du système décrit dans le IV.2.3) de façon à ce que le recouvrement entre la raie laser et le profil spectral du sodium soit optimal. La puissance du laser est modifiée à l'aide d'un atténuateur variable et mesurée avec le détecteur de puissance PD Orion (décrit dans le chapitre 4) quel que soit le régime de fonctionnement (en continu ou en pulsé). Il faut préciser que pour les très faibles puissances on a utilisé notre laser sans mode continu et pour les fortes puissances le laser sans mode avec son préamplificateur intracavité (dont la description est donnée dans le chapitre 3). Les résultats sont présentés sur la Figure 2.14.

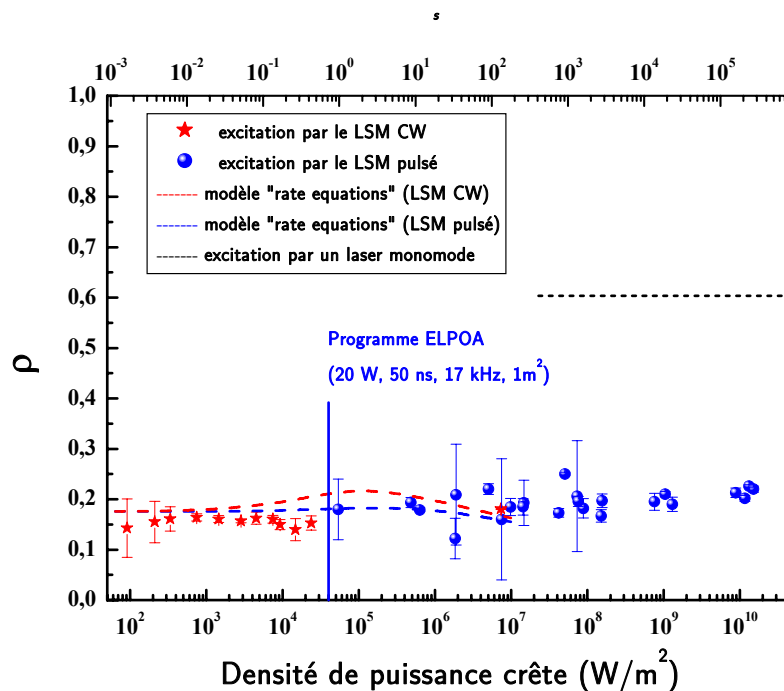


Figure 2.14 : Evolution du taux de polarisation en fonction de la densité de puissance crête. Les paramètres γ et S correspondent respectivement au taux de polarisation et au paramètre de saturation par classe de vitesse.

Le modèle cinétique (décrit dans le chapitre 5) permet le calcul théorique du taux de polarisation, afin de le comparer avec la valeur mesurée. On constate que le taux de polarisation calculé est inférieur à 22 % sur une plage de huit décades de puissance (ou densité de puissance) du laser sans mode. Au contraire, une excitation monomode continue conduit à un taux de polarisation de la fluorescence de 60 %, pour une fréquence de Rabi de 0,5 GHz correspondant à $2 \times 10^6 \text{ W/m}^2$. Les résultats obtenus pour les deux cas d'excitation continue et en impulsion sont en très bon accord avec les résultats théoriques dans la limite de validité du modèle.

II.4.5. Conclusion : un polariseur, la solution pour réduire la diffusion de Rayleigh

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 100 %, la fluorescence du sodium possède un taux de polarisation de l'ordre de 18 %. On peut donc envisager de placer un filtre polariseur afin de supprimer quasi-totalement le bruit Rayleigh lors de la propagation d'un faisceau laser (polarisé linéairement) pour les expériences réalisées en laboratoire et dans l'atmosphère. La fluorescence recueillie est alors plus faible, car on récupère 41 % de la fluorescence totale tout en augmentant le rapport entre le signal de la fluorescence du sodium et de la diffusion Rayleigh. Cette valeur est proche de 50 % de la fluorescence totale, qui serait le cas d'une fluorescence totalement dépolarisée. On remarque que pour de très faibles puissances du laser monomode continu, loin en dessous de la saturation, les études [Walkup1982] donnent un taux de polarisation de 12 % pour $F = 1$ et 23 % pour $F = 2$. Ceci amène à des valeurs effectives de la fluorescence de respectivement 44 % et 33 % de la fluorescence totale. 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.

Cette expérience a servi à la diminution de la diffusion parasite lors de la réalisation des expériences de photométrie à un photon à 589 nm en laboratoire (décrites dans le chapitre 5). Il faut noter que le problème de la diffusion parasite se pose lorsqu'un atome est excité et réémet à la même longueur d'onde, ce qui est le cas de l'étoile monochromatique. Ce travail a donné une publication en 2006 [Chatellus2006].

II.5. Etude des battements quantiques du niveau $4P_{3/2}$

Dans la suite, on considère une expérience simple pour étudier l'émission spontanée d'un atome trouvé dans un état excité. Si l'état excité e est décomposé en sous niveaux a et b d'énergies voisines, et si l'on considère que la cohérence du laser est suffisamment grande pour permettre l'excitation simultanée de a et b à partir du niveau f ($\Delta \gg \nu_a - \nu_b$, $\Delta = \frac{1}{\tau_L}$) et enfin si la durée de l'impulsion laser est très inférieure à la durée de vie du niveau excité e ($\tau_L \ll \tau$), ceci implique que la lumière de fluorescence émise par le système vers le niveau f avec une polarisation donnée ne décroît plus de façon simplement exponentielle mais présente des modulations aux fréquences de Bohr associées à l'intervalle d'énergie $a-b$. Ce phénomène est appelé battements quantiques et il ne peut pas être traité à l'aide du modèle cinétique, car celui-ci ne prend pas en compte les cohérences. Le calcul des intensités parallèle et perpendiculaire sera effectué dans le formalisme de la matrice densité.

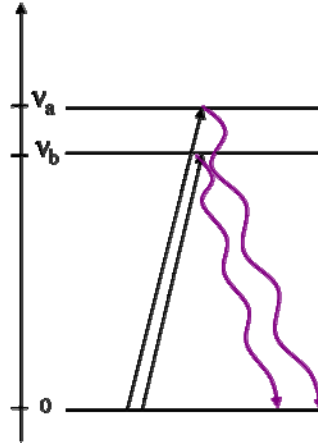


Figure 2.15 : Emission spontanée à partir de deux états excités montrant des battements quantiques.

Pour comprendre ce phénomène, on considère maintenant que la lumière excitatrice a la polarisation $\vec{\varepsilon}$ et que l'opérateur de dipôle électrique est \vec{D} , et donc, la probabilité de transition $g \rightarrow a$ (ou b) après l'excitation est proportionnelle à l'élément de matrice $\vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} \cdot |\psi(0)\rangle$ et représente une superposition des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

L'évolution de la fonction d'onde du système est :

$$|\psi(t)\rangle = |g\rangle + |a\rangle \langle a | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle e^{-i2\pi\nu_a t} e^{-\frac{t}{\tau}} + |b\rangle \langle b | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle e^{-i2\pi\nu_b t} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{eq. 2.41}$$

où $e^{-\frac{t}{\tau}}$ représente l'émission spontanée.

L'intensité de la fluorescence $I_{\vec{\varepsilon}\vec{\varepsilon}'}$ détectée selon la direction de la polarisation $\vec{\varepsilon}'$ ($\vec{\varepsilon}$ est la polarisation du laser et $\vec{\varepsilon}'$ celle de détection) vaut :

$$I_{\vec{\varepsilon}\vec{\varepsilon}'}(t) = \left| \langle f | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | \psi(t) \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 2.42}$$

Un calcul qui nous permettant d'arriver à l'équation 2.43 est a été effectué par [Paisner1973] et [Haroche]. En conséquence, pour la fonction d'onde de l'éq. 2.41 on obtient :

$$I_{\vec{\varepsilon}\vec{\varepsilon}'}(t) = \left| \langle g | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | a \rangle \langle a | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle \right|^2 e^{-\frac{\Gamma t}{2}} + \left| \langle g | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | b \rangle \langle b | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle \right|^2 e^{-\frac{t}{\tau}} + 2 \text{Re} \left\{ \langle g | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | a \rangle \langle a | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle \langle g | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | b \rangle^* \langle b | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{D} | g \rangle^* e^{-i2\pi(\nu_a - \nu_b)t} \right\} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{eq. 2.43}$$

Les deux premiers termes exponentiels de l'équation 2.43 représentent le signal de fluorescence dans le cas où les niveaux a et b sont excités indépendamment, le dernier terme contient le produit d'interférence des deux amplitudes et est responsable des battements quantiques. Par exemple, si on essaie de détecter la fluorescence correspondant à la polarisation $\vec{\varepsilon}'$ et au niveau a , l'élément de matrice $\langle g | \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{D} | b \rangle$ est nul et les battements quantiques sont annulés. On constate que le signal de battements quantiques dépend de la polarisation incidente $\vec{\varepsilon}$ et de celle du signal détecté $\vec{\varepsilon}'$. On note aussi qu'après l'excitation, l'intensité de fluorescence est proportionnelle à la population de l'état excité, et qu'en absence de perturbation elle décroît par l'émission spontanée,

ce qui implique que la somme de $I_{\vec{\varepsilon}\vec{\varepsilon}'}$ sur toutes les polarisations est égale à zéro. On considère que la polarisation de la radiation incidente est linéaire et parallèle à l'axe Oy, que les champs extérieurs sont nuls, et que la somme de signaux modulés est : $I_x + I_y + I_z = 0$, où I_x est le signal de fluorescence selon l'axe Ox, I_y celui selon Oy, et I_z selon Oz. En conséquence, le seul paramètre important est l'angle entre la polarisation incidente et l'angle de détection et par symétrie on obtient que : $I_z = I_x$, (on note $I_\pi = I_y$ et $I_x = I_z = I_\sigma$). La relation entre la fluorescence parallèle et celle perpendiculaire est donnée par la relation suivante :

$$I_\pi = -2 \cdot I_\sigma \quad \text{eq. 2.44}$$

II.5.2. Etude des battements quantiques dus à la structure hyperfine

Dans la suite on va s'intéresser au cas limite, quand seulement la séparation due à la structure hyperfine de l'état $4P_{3/2}$ de l'atome de sodium est prise en compte. A l'aide du formalisme de la matrice densité on peut décrire les deux processus d'excitation et d'émission en termes de tenseurs sphériques irréductibles et en utilisant l'algèbre de Racah (coefficients 6j). L'expression qui montre l'évolution temporelle de la fluorescence émise par un seul atome est :

$$I_{\vec{\varepsilon}(1)\vec{\varepsilon}'(2)}(t) = K \frac{1}{N_L} \left| \langle \lambda_1 J_1 \| \vec{D} \| \lambda J \rangle \right|^2 \cdot \left| \langle \lambda_2 J_2 \| \vec{D} \| \lambda J \rangle \right|^2 \cdot \sum_k (-1)^{q_1+q_2} (2k+1) \begin{pmatrix} k & 1 & 1 \\ 0 & -q_1 & q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & 1 & 1 \\ 0 & -q_2 & q_2 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ J_1 & J & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ J_2 & J & J \end{Bmatrix} \quad \text{eq. 2.45}$$

$$R_{\infty}^{(k)}(\theta, \varphi) \cdot \sum_{FF'} {}^{FF'} M^k(J) e^{i\omega_{FF'} t} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

où $\vec{\varepsilon}_1$ est la polarisation de la radiation incidente, k est le multipôle qui peut être préparé par le pulse optique à $t=0$ ($k=0$ pour la population, $k=1$ pour l'orientation, et $k=2$ pour l'alignement), q_1 est la polarisation de la radiation incidente, q_2 la polarisation de la radiation détectée (dans notre cas $q_1=0$ et $q_2=0$ pour I_π , et $q_2=1$ pour I_σ) $|\lambda_1 J_1\rangle$ représente l'état fondamental, $|\lambda J\rangle$ l'état excité, et $|\lambda_2 J_2\rangle$ l'état final. λ_1 représente tous les autres nombres quantiques. $R_{\infty}^{(k)}(\theta, \varphi)$ est la matrice de rotation, $R_{\infty}^{(k)}(0^\circ, \varphi) = -2 \cdot R_{\infty}^{(k)}(90^\circ, \varphi)$, et τ la durée de vie de l'état excité.

$${}^{FF'} M^k(J) = (2F+1)(2F'+1) \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ F' & J & F \end{Bmatrix}^2 \quad \text{eq. 2.46}$$

${}^{FF'} M^k(J)$ représente la forme du signal de battements et dépend seulement des nombres l, J, F et F' de l'état excité. A_k sont les amplitudes de modulation du signal de fluorescence, et sont égales à :

$$A^k(q_1, q_2, J_1, J_2, J) = (-1)^{q_1+q_2} (2k+1) \cdot \begin{pmatrix} k & 1 & 1 \\ 0 & -q_1 & q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & 1 & 1 \\ 0 & -q_2 & q_2 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ J_1 & J & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k & 1 & 1 \\ J_2 & J & J \end{Bmatrix} \quad \text{eq. 2.47}$$

En conséquence, l'évolution temporelle de la fluorescence est proportionnelle à :

$$I_{\bar{\varepsilon}(1)\bar{\varepsilon}'(2)}(t) \propto \sum_k A^k(q_1, q_2, J_1, J_2, J) \cdot R_{oo}^{(k)}(\theta, \varphi) \left(\sum_{FF'} M^k(J) e^{i\omega_{FF'} t} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{eq. 2.48}$$

A l'aide de la formule de Euler, et en tenant compte de la parité des fonctions sinus et cosinus, et de $\omega_{FF'} = -\omega_{FF'}$, l'expression de l'évolution temporelle de la fluorescence devient :

$$I_{\bar{\varepsilon}(1)\bar{\varepsilon}'(2)}(t) \propto \sum_k A^k(q_1, q_2, J_1, J_2, J) \cdot P_k(\cos \theta) \left(\sum_{FF'} M^k(J) \cos(\omega_{FF'} t) \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{eq. 2.49}$$

II.5.3. Le signal de fluorescence théorique

On considère l'excitation de l'état $4P_{3/2}$ à partir de l'état fondamental $3S_{1/2}$. Cet état fondamental a deux niveaux hyperfins $F=0$ et $F=2$, espacés de 1.772 GHz. On rappelle que la structure hyperfine est due au couplage magnétique entre le moment électronique J et le spin nucléaire $I=3/2$, et que le nombre de niveaux hyperfins est donné par le nombre quantique F ($F=I+J$). La structure de l'état excité contient aussi la contribution du moment de quadrupole électrique ce qui fait que les écarts hyperfins deviennent de l'ordre de quelques mégahertz. La figure 2.16 montre la structure hyperfine des états excité et fondamental.

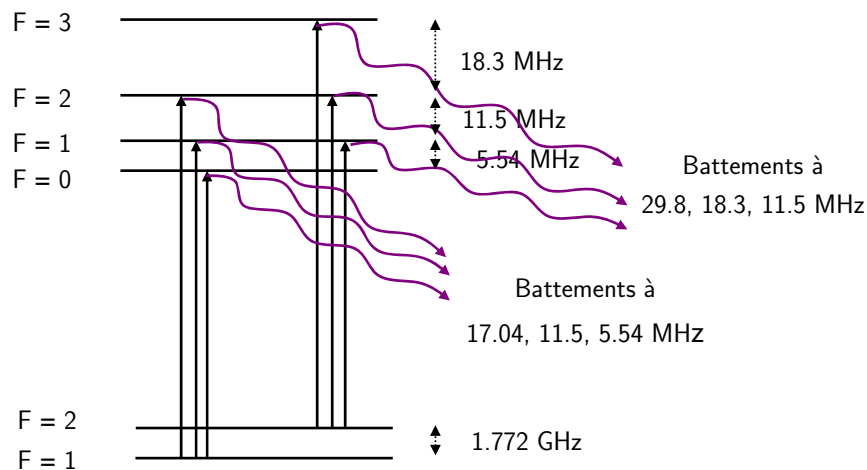


Figure 2.16 : Structure hyperfine de l'état $3S_{1/2}$ et $4P_{3/2}$ de l'atome de sodium. Les transitions hyperfines permises par les règles de sélection sont aussi représentées.

Le laser Spectra Physics qui pompe notre laser sans mode à 330 nm, a une fréquence de répétition ajustable (cf. paragraphe III.5.). Quand il fonctionne à 2 KHz, le spectre Fourier de l'impulsion laser possède une largeur de 100 MHz, et il couvre toute la structure hyperfine de l'état excité en

réalisant une excitation cohérente. On note que l'élargissement dû à l'effet Doppler n'a pas d'influence sur les interférences entre les niveaux hyperfins, car chaque atome y contribue avec la même intensité (indépendante de la classe de vitesse), et donc la résolution est limitée seulement par la largeur homogène de la transition (1.45 MHz pour $4P_{3/2}$).

Les battements quantiques sont créés par l'interférence entre trois fréquences : $\omega_{01} = 5.54$ MHz, $\omega_{12} = 11.5$ MHz, et $\omega_{32} = 18.3$ MHz. Les niveaux hyperfins de l'état fondamental sont excités de manière incohérente par le laser sans mode qui a une largeur spectrale de 17 GHz. On note aussi que la durée de vie de l'état excité τ est plus grande que la durée de l'impulsion du laser δ_L . Dans notre expérience, on détectera le signal provenant de la fluorescence émise par l'atome en se désexcitant vers l'état fondamental. Les signaux de fluorescence calculés à partir de l'équation 2.49 pour l'excitation à 330 nm sont:

$$I_{\pi} = I_0 \cdot ct \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} (0.011 + 0.0138 \cdot \cos \omega_{01} t + 0.0166 \cdot \cos \omega_{12} t + 0.0138 \cdot \cos \omega_{02} t + 0.0385 \cdot \cos \omega_{23} t + 0.0116 \cdot \cos \omega_{13} t) \quad \text{eq. 2.50}$$

Et :

$$I_{\sigma} = I_0 \cdot ct \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} (0.026 - 0.007 \cdot \cos \omega_{01} t - 0.00578 \cdot \cos \omega_{12} t - 0.007 \cdot \cos \omega_{02} t - 0.0192 \cdot \cos \omega_{23} t - 0.0506 \cdot \cos \omega_{13} t) \quad \text{eq. 2.51}$$

I_{π} (respectivement I_{σ}) est l'intensité de fluorescence qui a une polarisation parallèle (respectivement perpendiculaire) à l'axe de détection.

II.5.4. Montage expérimental réalisé pour l'observation des battements quantiques, et mesure de la durée de vie lors de l'excitation avec un laser sans mode

Nous avons mis en place au LSP, pendant cette thèse, un montage expérimental nous permettant l'observation des battements quantiques dans la fluorescence de l'atome de sodium lorsque l'on excite la transition $4P_{3/2}$ à 330 nm par un laser polarisé linéairement selon (Oy). Le montage est présenté dans la Figure 2.17. On a utilisé le laser développé dans le cadre de cette thèse, c'est-à-dire le laser sans mode à 660 nm doublé en fréquence à l'aide d'un cristal de BBO (ce laser est décrit en détail dans le chapitre 3), qui a une largeur spectrale d'environ 17 GHz. Il fonctionne à 2 kHz, et sa largeur d'impulsion est de 10 ns. Son faisceau est focalisé dans la cellule qui contient du sodium (cf. paragraphe IV.2.5.1) à l'aide d'un couple de lentilles de distances focales $f_1=17.5$ cm et $f_2=20$ cm. La taille du spot au niveau de la cellule est d'environ 106 μm dans la direction Oy et de 60 μm selon Oz.

La polarisation du laser sans mode à 660 nm qui est horizontale à la sortie de la cavité laser est tournée sur l'axe vertical (Oz) à l'aide d'une lame demi-onde, afin de la rendre horizontale après le doublage en fréquence. On note que le cristal de BBO tourne la polarisation incidente de 90° , et en raison de la géométrie du système de détection, la polarisation incidente doit être horizontale

afin de pouvoir différencier le signal de fluorescence parallèle de celui perpendiculaire (cf. figure 2.10). Le signal de fluorescence est détecté selon l'axe Oz et Ox respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau laser par deux photomultiplicateurs Hamamatsu. Un polariseur de Glan est placé sur le chemin optique de la fluorescence et permet l'observation simultanée de la fluorescence perpendiculaire et parallèle à la direction de la polarisation incidente. Le montage optique permet l'emplacement du polariseur tel que les trajets optiques des deux voies de détection ont la même longueur. Ensuite, les filtres interférentiels à 330 nm, placés devant les deux photomultiplicateurs, rendent sélectif notre système à 330 nm (longueur d'onde d'émission depuis l'état $4P_{3/2}$ vers l'état fondamental $3S_{1/2}$).

On a choisi la fréquence de répétition du laser à 2 kHz pour que le spectre de l'impulsion soit plus grand que la structure hyperfine de l'état $4P_{3/2}$ afin de l'exciter de façon cohérente. On note aussi qu'une puissance laser convenable d'environ 10 W/m^2 a été choisie pour se situer en dehors de la saturation, et aussi de ne pas saturer le détecteur de photons. Le système de détection et de comptage de photons à deux voies est très rapide (1 GHz) et nous permet la détection de fréquences de la bande mégahertzienne.

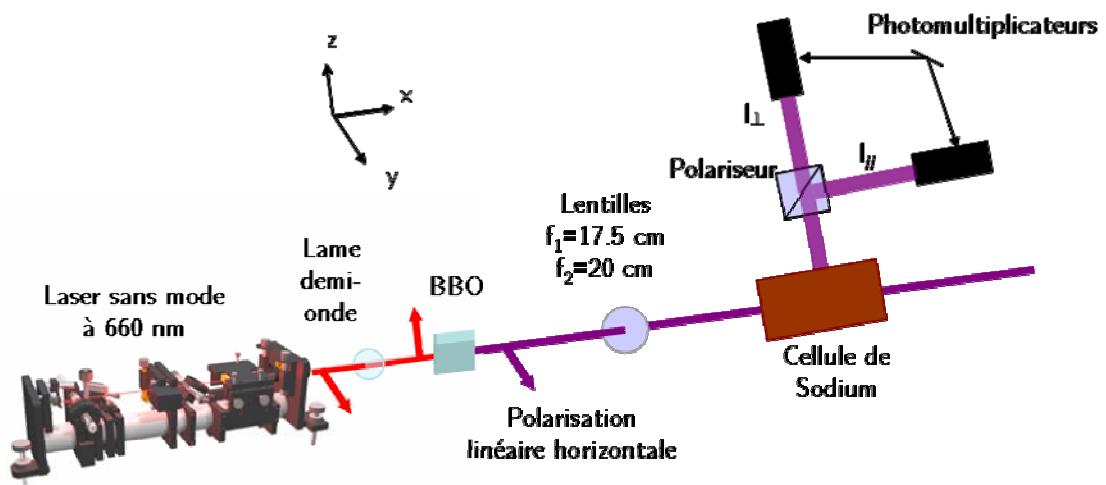


Figure 2.17 : Montage expérimental permettant la mesure du taux de polarisation de la fluorescence du sodium. Le faisceau du LSM est envoyé dans la cellule de sodium contenant des vapeurs saturantes. La fluorescence est détectée par un photomultiplicateur placé sur l'axe (Oz) perpendiculaire à la polarisation du laser. Un filtre polariseur permet de sélectionner les composantes parallèles et perpendiculaires des photons de fluorescence.

II.5.5. Résultats expérimentaux

Tout d'abord, on a mené une étude qui consiste à l'observation des battements quantiques dans la fluorescence provenant de l'émission spontanée de l'état $4P_{3/2}$ vers l'état $3S_{1/2}$ en fonction de la largeur d'impulsion du laser sans mode UV. Pour cela, on a fait varier la fréquence de répétition du laser de pompe afin de modifier la largeur temporelle. Sur la figure 2.18, on représente le signal

de fluorescence après la soustraction du pic laser (voir procédure plus loin). On observe que les modulations dues aux battements quantiques entre les fréquences des niveaux hyperfins disparaissent à partir du moment où la cohérence du laser devient trop petite et qu'elle ne couvre plus la structure hyperfine de l'état excité.

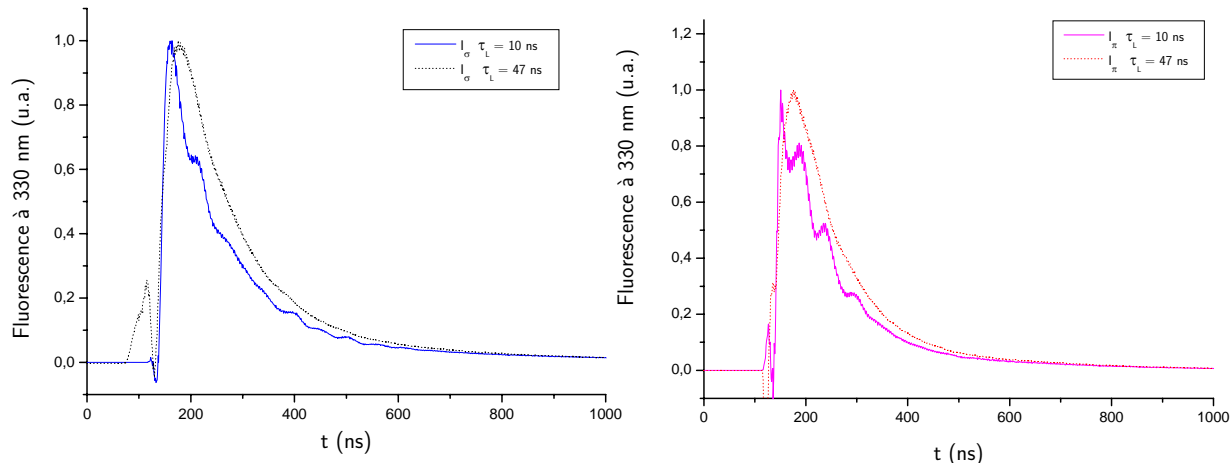


Figure 2.18 : Signaux de fluorescence pour des polarisations parallèles et perpendiculaires à la polarisation du laser, pour deux largeurs d'impulsion laser de 45 ns et 17 ns. On observe la disparition des battements quantiques pour $\tau_L = 45$ ns. On note que la largeur spectrale du laser est de l'ordre de 17 GHz.

La largeur spectrale du laser qui est d'environ 17 GHz, ne joue aucun rôle dans l'excitation cohérente de la structure hyperfine.

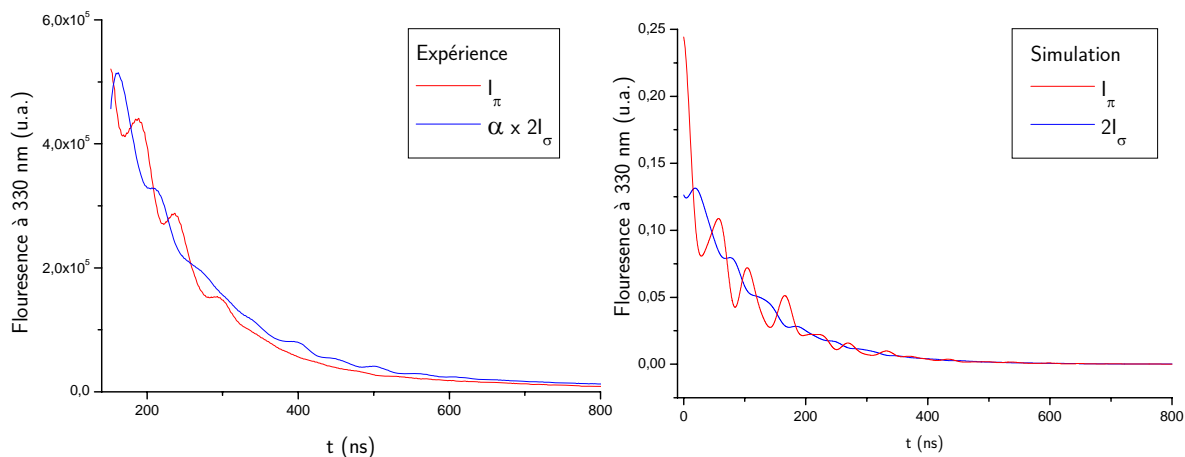


Figure 2.19 : a) Signaux de fluorescence pour des polarisations parallèles (en rouge) et perpendiculaires (en bleu) à la polarisation du laser. b) Simulation des battements quantiques dans la fluorescence de l'état $4P_{3/2}$ réalisée à l'aide des mêmes équations. α est un facteur multiplicatif, pour mettre à l'échelle la courbe I_σ , car les deux voies de mesure ne sont pas calibrées.

- On a ensuite effectué l'enregistrement du signal de fluorescence parallèle $I_{//}$ et perpendiculaire I_{\perp} , pour une fréquence de répétition du laser de 2 kHz, et donc pour une

cohérence du laser de 100 MHz. De cette manière toute la structure hyperfine de l'état $4P_{3/2}$ est excitée de façon cohérente. Le temps d'enregistrement est de 4 heures, car le signal est faible et parasité par l'impulsion laser. Le rapport entre le signal de fluorescence et le bruit est très bon. Par ailleurs, la diffusion Rayleigh est très grande pendant l'impulsion et parasite les premières modulations ; elle devient au contraire négligeable pour les autres, mais celles-ci sont réduites à cause de la décroissance due à la durée de vie. En conséquence, on a choisi de prendre un temps d'accumulation très long.

- L'impulsion laser a été enregistrée en dehors de la résonance, normalisée, et ensuite soustraite au signal de fluorescence. Cette soustraction s'effectue assez bien, mais n'est pas parfaite car le laser possède une impulsion de profil gaussien et non pas de type Dirac. Dans la figure 2.19, on présente la courbe de fluorescence en fonction du temps obtenu après la soustraction de l'impulsion laser.
- Puis, on effectue la différence entre le signal de fluorescence parallèle et celui perpendiculaire. Comme les deux signaux sont en opposition de phase, l'amplitude de modulation devient plus importante pour la différence.
- On obtient la différence $I_{//} - I_{\perp}$ à l'aide d'un programme écrit sous Matlab avec une formule du type :

$$I_{\pi} - I_{\sigma} = e^{-\frac{t}{\tau}} (A_1 \cdot \cos \omega_{01}(t + t_0) + A_2 \cdot \cos \omega_{12}(t + t_0) + A_3 \cdot \cos \omega_{02}(t + t_0) + A_4 \cos \omega_{23}(t + t_0) + A_5 \cdot \cos \omega_{13}(t + t_0)) \quad \text{eq. 2.52}$$

où t_0 est la phase électronique.

- Suite à l'interpolation, on obtient par ajustement numérique, les fréquences de battements quantiques $\omega_{01} = 6.5 \pm 1$ MHz, $\omega_{12} = 11.5 \pm 0.7$ MHz, et $\omega_{23} = 20.5 \pm 0.2$ MHz en bon accord avec les prédictions théoriques. A cause du faible nombre de battements quantiques, une partie des coefficients A_i n'est pas bien déterminée.
- Le paramètre le plus important de cet ajustement numérique est la durée de vie du niveau $4P_{3/2}$ qui est de $\tau = 108 \pm 7$ ns.

Par ailleurs, même si les valeurs des fréquences sont restées en bon accord avec les valeurs calculées, celles des amplitudes de modulation ne le sont pas, ce qui implique une différence entre les courbes expérimentales et théoriques. La figure 2.20 présente la différence $I_{//} - I_{\perp}$ en fonction du temps et permet d'améliorer la profondeur de la modulation des battements grâce à la relation d'opposition de phase entre $I_{//}$ et I_{\perp} .

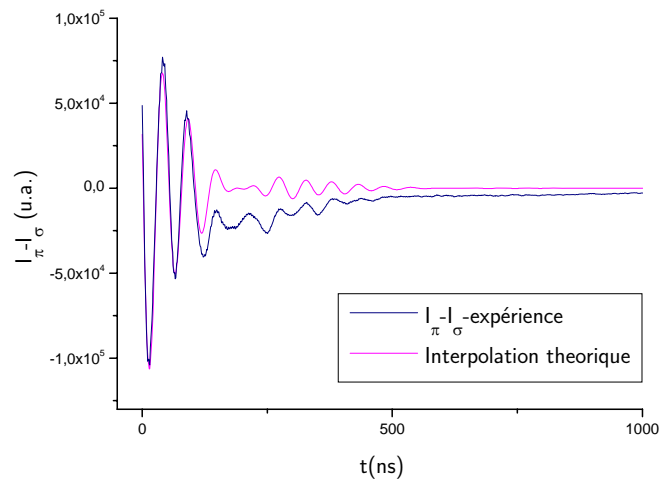


Figure 2.20 : Différence des signaux de fluorescence parallèles et perpendiculaires ($I_{\pi} - I_{\sigma}$) en fonction du temps.

Enfin, on a effectué une analyse discrète par transformée de Fourier sur le signal $I_{//} - I_{\perp}$. Les pics obtenus représentent les valeurs des fréquences attendues pour les battements quantiques. Afin d'obtenir des valeurs plus précises il faut : utiliser un laser avec une largeur d'impulsion inférieure à la nanoseconde, et améliorer l'expérience au niveau des calibrations et des synchronisations électroniques. La mesure de la durée de vie est malgré tout d'une qualité suffisante pour la suite

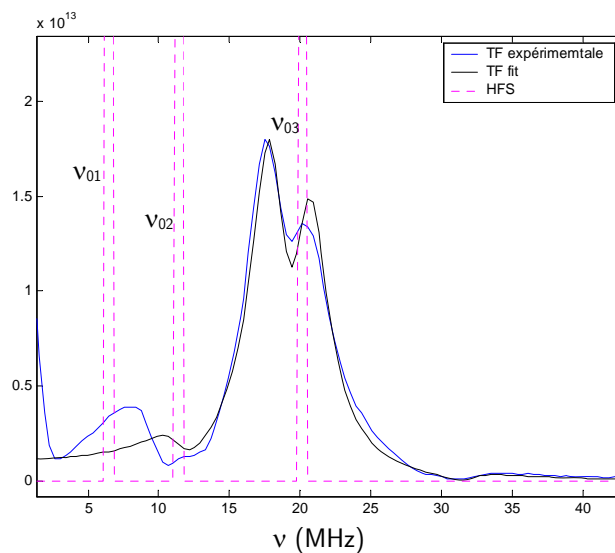


Figure 2.21 : Transformée de Fourier de la différence des signaux de fluorescence pour des polarisations parallèles et perpendiculaires $I_{//} - I_{\perp}$ à la polarisation du laser. En pointillés est représentée la structure hyperfine du niveau $4P_{3/2}$ de l'atome de sodium, en bleu la transformée de Fourier du signal expérimental, et en noir son interpolation. Le pic zéro représente le signal non modulé. Les valeurs des autres pics sont : $\omega_{01} = 6.5 \pm 1$ MHz, $\omega_{12} = 11.4 \pm 0.7$ MHz, et $\omega_{23} = 20.5 \pm 0.2$ MHz le signal correspondant la fréquence 29 MHz est très faible.

Conclusion

Cette expérience nous a permis de déterminer les valeurs des écarts hyperfins de l'état $4P_{3/2}$ avec une bonne précision, et de montrer qu'ils sont en bon accord avec les valeurs numériques calculées à partir des coefficients de dipôle et quadripôle. Ces valeurs ont été déterminées à l'aide des expériences de croisement de niveaux, de double résonance, et des calculs théoriques. Le but de cette expérience a été la mesure de la durée de vie. On a obtenu une valeur expérimentale de 109 ns avec une incertitude de 10%, qui va être prise dans les calculs dans la suite. Cette expérience a surtout permis l'observation pour la première fois de battements quantiques dans la fluorescence émise à partir de l'état $4P_{3/2}$ vers l'état $3S_{1/2}$. Cette technique est toujours utilisée pour mesurer les durées des vies pour les molécules.

II.6. Influence de la polarisation du laser sur l'efficacité de création des étoiles laser

L'efficacité de l'excitation en fonction de la polarisation du faisceau incident a été analysée théoriquement à l'aide du code de calcul Beacon [Bellanger2004] pour le cas des lasers en impulsion, mais aussi par [L.Michaille2001] pour des lasers fonctionnant en continu pendant les expériences LIDAR réalisées à La Palma.

Le code Beacon permet de prendre en compte la polarisation du faisceau du laser. Cet aspect est très important parce qu'il offre la possibilité de considérer toute la structure hyperfine par l'intermédiaire des coefficients Clebsch-Gordon. Par exemple, pour la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, la transition $m_F=2 \rightarrow m_F=3$ a la plus grande valeur [Morris1994]. Morris montre qu'un gain important est obtenu lors de l'excitation avec un rayonnement polarisé circulairement par rapport à une polarisation linéaire. Cet avantage devient encore plus important si la durée de l'impulsion du laser est longue et que le sodium peut s'accumuler dans l'état m_F avec la plus grande valeur.

Le code Beacon(chapitre V.1) montre que, dans le cas de l'excitation à deux photons pour une polarisation circulaire, on obtient un gain de 40% pour un laser modulé en phase, par rapport à une polarisation linéaire ; pour un laser sans mode on a seulement 26% [GuilletdeChatellus2007].

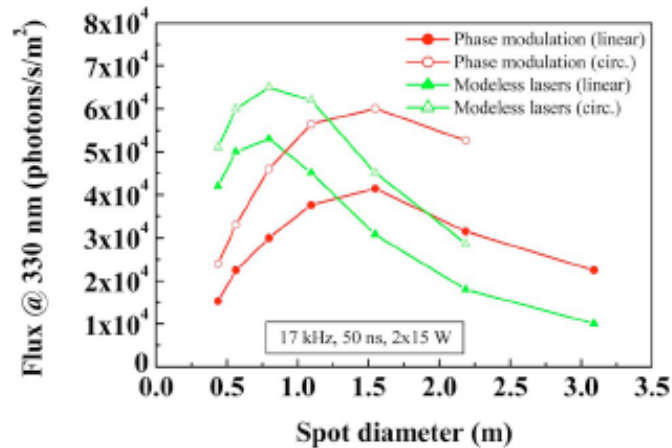


Figure 2.22 : Evolution du flux à 330 nm avec le diamètre du spot laser. Simulations réalisées à l'aide de Beacon pour un laser modulé en phase et pour un laser sans mode. Sont considérés ici les cas d'une polarisation linéaire et circulaire.

D'un point de vue astronomique, même si le gain en laser sans mode est plus faible, son maximum est obtenu pour une taille de faisceau inférieure à 1 mètre. Il faut noter que cette valeur est la plus proche de la limite de diffraction (qui représente l'objectif des astronomes).

En régime continu le gain est beaucoup plus faible comme le montre L. Michaille.

Conclusion : on a vu que les propriétés de la polarisation de l'atome de sodium et également celles du rayonnement laser ont de fortes influences sur la création des étoiles laser monochromatiques et polychromatiques. La polarisation de la fluorescence lors de l'excitation avec un laser sans mode représente une bonne solution dans la diminution de la diffusion de Rayleigh. La polarisation circulaire du rayonnement laser introduit un gain dans le flux émis par l'étoile.

II.7. Propriétés de l'atome de sodium mésosphérique

Afin de réaliser la simulation numérique portant sur l'intensité de l'étoile artificielle créée dans la mésosphère à l'aide de l'excitation résonante des atomes de sodium, et pour comprendre ses caractéristiques, on décrit ici brièvement quelques propriétés générales de l'atome de sodium mésosphérique. Les études réalisées pendant les 30 dernières années ont permis de caractériser les atomes de sodium, ceux-ci formant une couche dans la mésosphère. Ces atomes proviennent de l'ablation des météorites pénétrant dans les hautes couches de l'atmosphère. Les conditions thermodynamiques, chimiques, et photochimiques, permettent la réalisation d'un équilibre entre les autres espèces et l'atome de sodium à l'état neutre, mais aussi un regroupement des atomes sous la forme d'une couche mésosphérique. La couche se trouve à une altitude moyenne de 90-95 km, et s'étend de 85 à 105 km d'altitude [d'Orgeville2002]. La densité des atomes dans l'atmosphère

est donnée sous la forme d'une densité de colonne, qui représente le nombre d'atomes présents dans une colonne qui relie le sol aux hautes couches de l'atmosphère pour une unité de surface. La densité de colonne moyenne mesurée est de $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$; valeur qui dépend fortement de la latitude.

Des modifications de propriétés liées aux variations saisonnières ont été observées dans la couche de sodium atmosphérique. Les études de Mégie [Megie1978] et de Papen [Papen1996] ont montré un changement de la densité de colonne de sodium et une variation de l'altitude moyenne de la couche de sodium.

Par ailleurs, les variations de température saisonnières affectent la chimie du sodium et impliquent des variations de la concentration de sodium (concentration plus importante en hiver qu'en été), mais aussi que la couche de sodium est en moyenne plus basse et plus fine aux équinoxes par rapport aux moyennes annuelles, et est au contraire plus haute et plus épaisse aux solstices.

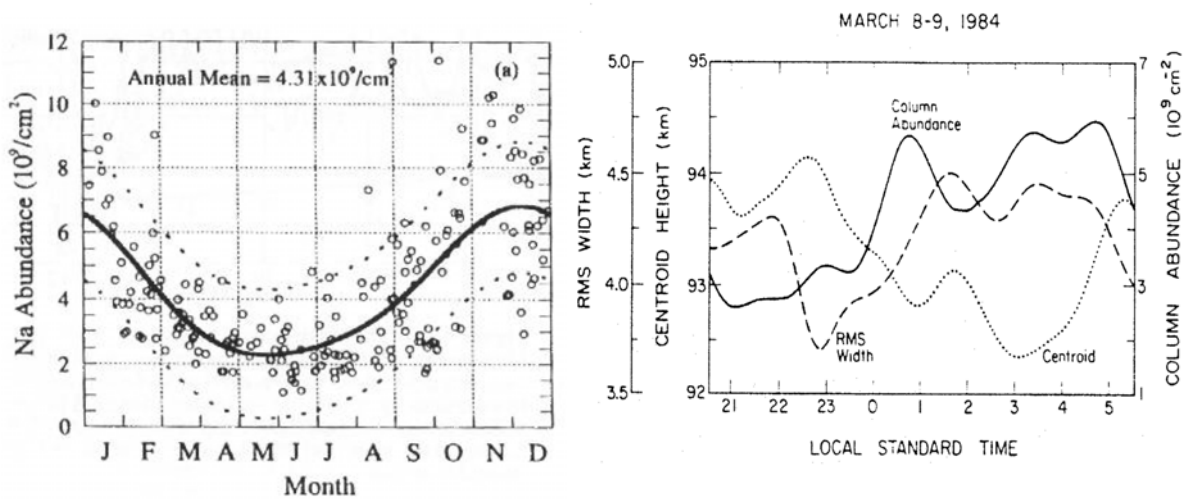


Figure 2.23 : a) Variation annuelle de la colonne de densité de sodium [Papen1996]. b) Variations du centre de gravité, de la concentration, et de l'épaisseur de la couche de sodium durant une nuit [Gardner1986].

Les études menées sur des échelles de temps plus réduites ont montré également des variations rapides et intenses de concentration de sodium dans la mésosphère (des groupes d'atomes très fins de 0,5 à 2 km d'épaisseur étaient superposés à la couche moyenne de sodium). Ces phénomènes des « sporadiques » [Clemesha1995] sont caractérisés par un temps de vie limité de quelques minutes à quelques heures, et ont une répartition très localisée comme le montre la figure 2.24. Michaille dans son étude [Michaille2001] a mis en évidence une corrélation entre les sporadiques et les pluies de météorites.

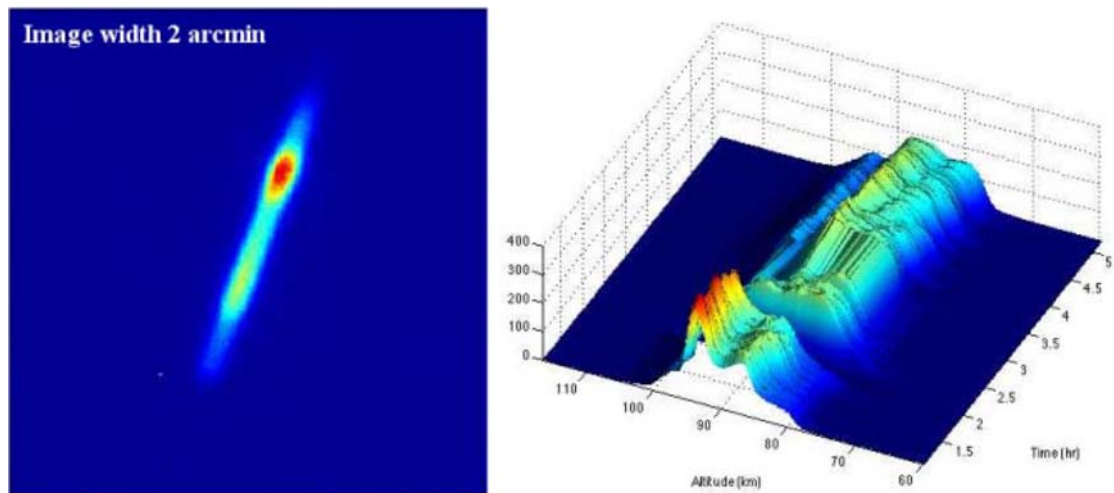


Figure 2.24 : Observation d'un « sporadique » dans la couche de sodium mésosphérique. a) La « plume » de la LGS vue depuis un télescope de 0,9 m à 140 m du site de lancement du laser. Le point coloré en rouge correspond à une forte densité de sodium. b) Profil de répartition du sodium en altitude qui évolue au cours du temps. Un « sporadique » est présent au début de l'observation, à une altitude proche de 95 km.

Une autre conséquence des changements saisonniers est la variation de l'élargissement Doppler de 0,96 à 1,1 GHz selon la température saisonnière.

Conséquences des propriétés du sodium mésosphérique sur le fonctionnement du système d'optique adaptative

Concernant l'étoile artificielle LGS, il est très important de tenir compte de ces variations dans l'optimisation du système d'OA et de l'excitation laser. Pour conserver une LGS assez brillante afin de faire fonctionner l'optique adaptative tout au long de l'année, l'intensité laser doit être ajustée, son flux retourné sera de toutes façons limité par la densité des atomes de sodium. Il ne faut pas oublier les variations rapides des densités dans la couche de sodium, car elles entraînent un défocus de l'étoile laser (Ageorges et al. [Ageorges2000] ont mesuré des variations de la position en altitude du centroïde allant jusqu'à 400 m en 1-2 mn). Afin de résoudre ce problème très important dans le cas des télescopes de nouvelle génération, plusieurs équipes ont 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. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des lasers pulsés avec une durée d'impulsion assez courte, de façon à pouvoir résoudre spatialement la fluorescence de la plume de sodium : ceci est un point qui reste assez critique dans tous les nouveaux projets de télescopes géants.

Conclusion

En conclusion, dans ce chapitre, on a exposé les plus importants paramètres nécessaires dans les simulations numériques, et aussi certaines propriétés importantes de l'atome de sodium à travers

des travaux déjà effectués, et également à l'aide de deux études réalisées en laboratoire dans le cadre de cette thèse, qui ont montré qu'il existe une possibilité de réduire la diffusion Rayleigh qui gêne l'observation de LGS, à l'aide d'un filtre polariseur. Egalement, on a vu que la mesure de la durée de vie de l'état $4P_{3/2}$ n'était pas facile à réaliser à cause de la cohérence du laser qui excite toute la structure hyperfine de l'état excité et fait apparaître des battements quantiques. La valeur de la durée de vie de 108 ± 7 ns est en bon accord avec la majorité des valeurs trouvées dans la littérature.

Références

- [Ageorges2000] N. Ageorges, N. Hubin, "Atmospheric sodium monitor for Laser Guide Star Adaptive Optics," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* , 533-540 (2000).
- [Arimondo1977] E. Arimondo, *Rev. Mod. Phys* 49(1), 1977
- [Archambault1960] Archambault, J.P. Descoubes, M. Priou, A. Omont and J.C. Pébay-Peyroula *Journal de Physique et le Radium*. Vol. 21 No. 8-9 (août-septembre 1960)
- [Alzetta2004] G. Alzetta, S. Gozzini, A. Lucchesini, S. Cartaleva, T. Karaulanov, C. Marinelli, and L. Moi, "Complete electromagnetically induced transparency in sodium atoms excited by a multimode dye laser," *Phys. Rev. A* 69, 1-9 (2004)
- [Belanger2004] V. Bellanger, A. Courcelle, A. Petit "A program to compute the two-step excitation of mesospheric sodium atoms for the Polychromatic Laser Guide Star Project" *Computer physics communications*, 162(2), 143-150 (2004),
- [Biraben1977] F. Biraben, K. Beroff *Phys. Letts.* 65(3), 209, 1978
- [Biegert2003] J. Biegert and J. C. Diels, "Feasibility study to create a polychromatic guidestar in atomic sodium," *Phys. Rev. A* 67, 043403 (2003).
- [Cagnac 2002] B. Cagnac, J. P. Faroux, *Lasers* (CNRS Editions, 2002), pp. 495-498.
- [Clemesha 1995] B. R. Clemesha *J. of Atmos. terr. phys.* 57, 7, 725 (1995).
- [Foy 2003] R. Foy, J.-P. Pique, et al. (2003). "Feasibility study of the polychromatic laser guide star." *SPIE* 4839: 484-492
- [Gardner1986] C. Gardner, D. Voelz, C. Sechrist, A. Segal, "Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois. I - Seasonal and nocturnal variations", *J. Geophys. Res.*, 91, 13659 (1986)
- [GuilletdeChatelus2006] H. Guillet de Chatellus, I.C. Moldovan, V. Fesquet, J.P. Pique, "Suppression of Rayleigh scattering noise in sodium laser guide stars by hyperfine depolarization of fluorescence", *Opt. Express*, 14(24), 11494-11505 (2006).
- [GuilletdeChatelus2007] H. Guillet de Chatellus, J.P. Pique and I. C. Moldovan, "Return flux budget of polychromatic laser guide stars", *J. Opt. Soc. Am. A/Vol.* 25, No. 2, pp 400-415 (2008).
- [Hilborn1982] R.C. Hilborn, "Einstein coefficients cross sections, f values, dipole moments and all that", *Am. J. Phys.* 50, 982-986 (1982)
- [Hilborn1983] R.C. Hilborn, "Eratum Einstein coefficients cross sections, f values, dipole moments and all that", *Am. J. Phys.* 51, 471 (1983)
- [Haroche]: S. Haroche, M. Gross, and M. P. Silverman *Phys. Rev. Lett.* 33, 1063 - 1066 (1974) et S. Haroche, J. A. Paisner, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* 30, 948 - 951 (1973)

- [Kibblewhite1990] E.Kibblewhite,"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. (1990).
- [Morris1994] J.R. Morris, "Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses," J. Opt. Soc. Am. A 11, 832- (1994)
- [Marek1977] J. Marek JOSA B 10 (9), p325 (1977).
- [Megie1978] G.Mégie, F. Bos, et al. (1978). "Simultaneous nighttime Lidar measurements of atmospheric sodium and potassium." Planetary and Space Science 26(1): 27.
- [Michaille2000] L. Michaille, A. D. Cañas, J. C. Dainty, J. Maxwell, T. Gregory, J. C. Quartel, F. C. Reavell, R. W. Wilson, N. J. Wooder "A laser beacon for monitoring the mesospheric sodium layer at La Palma, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society", 318 (1) 139-144, October 2000
- [Michaille2001] L. Michaille, A. D. Cañas, J. C. Dainty, J. Maxwell, T. Gregory, J. C. Quartel, F. C. Reawell, R. W. Wilson and N. J. Wooder, 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.
- [Miloni1988] P.W. Miloni, J.H. Eberly , Lasers (Wiley 1988), pp.224-227
- [Nafcha1995] Y. Nafcha, M. Rosenbluh, P. Tremblay, and C. Jacques, "Coherence-induced population redistribution in optical pumping," Phys. Rev. A 52, 3116 (1995)
- [NIST] National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- [Petit2007] communication privé
- [Paisner1973] PhD thesis, Harvard University, 1973, USA
- [Papen 1996] G. C.Papen, C. S.Gardner, J.Yu, 1996, OSA, Vol. 13, OSA conf. on Adaptive Optics. OSA, p. 96.
- [Radzig1985] A. Radzig and B. M. Smirnov, Ref. Data on Atoms, Molecules and Ions (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
- [Safranova1998] Safranova, Jonhnsen, Derevianko, Phys. Rev. A 58(2) 1998
- [Safranova1999] Safranova, Jonhnsen, Derevianko, Phys. Rev. A 60(6) 1999
- [Schenck 1975] P. S Schenck et M. D. Pilloff 1975
- [Steck2000] D. A.Steck, "Sodium D Line Data." 1-29. Sodium Physical and Optical Properties. Hyperfine Structure. Resonance Fluorescence. Data Tables (2000)..
- [Schmieder1970] W. R. Schmieder and Allen Lurio Phys. Rev. A 2, 1216 - 1228 (1970)
- [Schönberner1968] D.Schönberner, and D.Zimmermann, 1968, Z.Phys 216,p.172
- [Theodosiu1984] Theodosiu « Lifes times of alkali-metal-atom Rydberg states » Phys. Rev. A 30, 2881 (1984)
- [Walkup1982] R.Walkup, A.L. Migdall and D.E. Prichard, Phys.Rev.A 25(6), 3114, 1982
- [Welsh1989] B. M.Welsh and C. S. Gardner (1989). Applied Optics 28(19): 4141.

Chapitre III :

Développement du laser sans mode UV

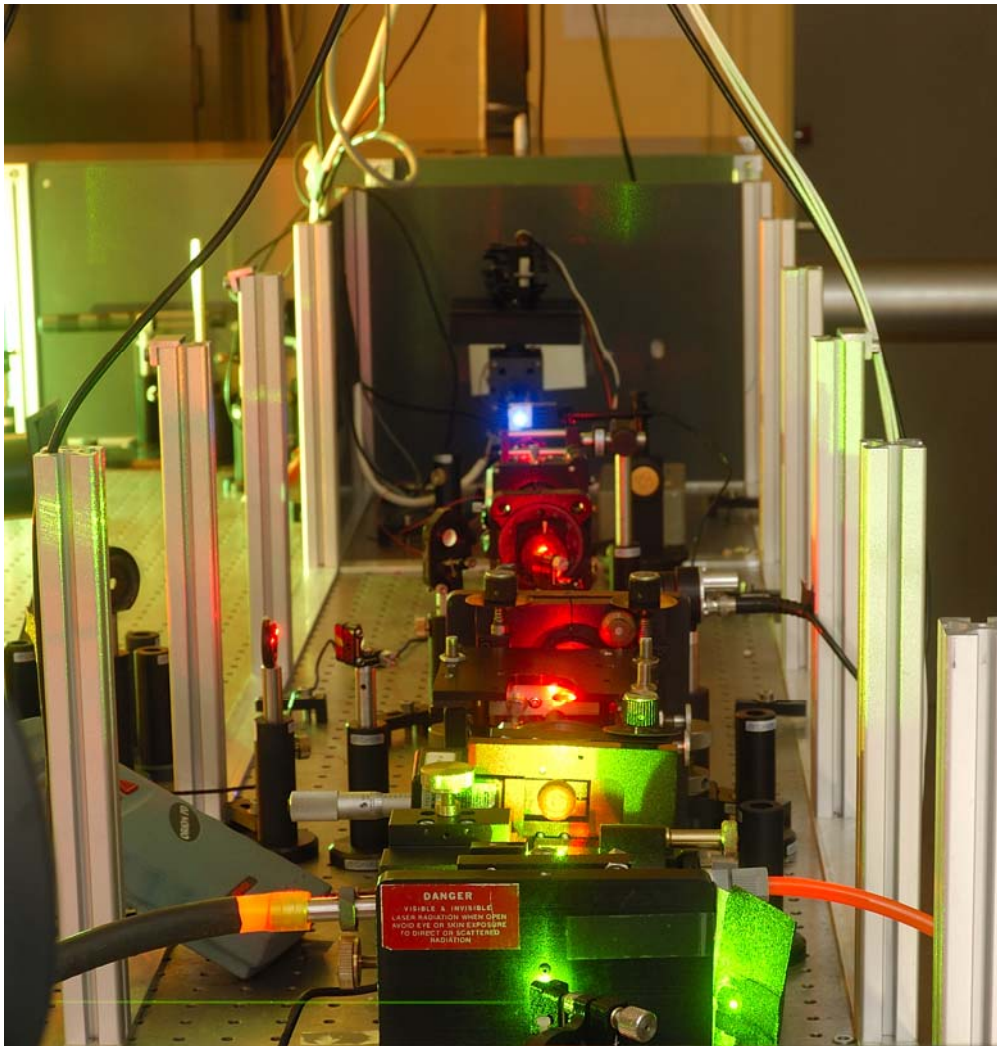


Figure 3.0 : Le laser sans mode UV

Introduction

Nous avons vu dans le cadre des expériences de polarisation que le laser sans mode possède des propriétés intéressantes. De plus, ce type de laser devra exciter au mieux les transitions du sodium afin d'obtenir un flux de photons retournés le plus important possible. Dans le cas de l'excitation de l'atome de sodium avec des lasers classiques en impulsion, il existe un problème majeur qui réside dans la saturation de l'absorption. Cette limitation importante a été levée, comme on le verra dans la suite, par le laser sans mode. La partie suivante énumère les paramètres principaux des lasers sans mode, et principalement du laser sans mode UV. Ensuite, une comparaison avec le fonctionnement multimode sera réalisée.

III.1. Historique du laser sans mode

Le laser sans mode représente un des plus importants éléments de notre expérience de photométrie. Ce type de lasers présente un aspect unique du fait que leurs rayonnements sont spectralement larges et sans trou de fréquence. Sa spécificité est obtenue grâce à l'oscillateur « sans mode ».

Ce type de cavité est connu depuis la fin des années 80 [Kowalski1987], et l'intérêt des scientifiques pour celui-ci ne cesse d'augmenter. Il possède une structure assez classique, l'originalité venant du fait qu'un élément actif à décalage de fréquence intracavité y est inséré : il s'agit d'un modulateur acousto-optique. Nous décrivons dans la suite comment fonctionne un tel instrument, ainsi que son rôle dans les oscillateurs que nous développons.

III.2. Le modulateur acousto-optique et son rôle dans la mise en forme spectrale du laser sans mode

La fonction décalage de la fréquence optique du laser sans mode est assurée par un modulateur « shifter » acousto-optique.

Historiquement, le fait qu'un milieu dense traversé par une onde acoustique de faible longueur d'onde ait un comportement équivalent à un réseau de diffraction pour la lumière, avait été évoqué par Léon Brillouin en 1921. Ce phénomène fut par ailleurs observé dix ans plus tard par P. Debye et F.W. Sears (aux Etats-Unis), et R. Lucas et P. Biquard (en France).

A partir des années 1970, suite à de nombreuses avancées théoriques et expérimentales, différents dispositifs opto-électroniques faisant appel à ce type d'interactions sont apparus, dans le but par exemple 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. Ces instruments sont utilisés en particulier dans le domaine des télécommunications.

III.2.1. Modification de l'indice de réfraction par une onde acoustique

On considère un milieu homogène dans lequel se propage dans la direction Ox une onde acoustique de fréquence acoustique ν_a et de fréquence angulaire $\Omega = 2\pi\nu_a$, avec un vecteur d'onde $\vec{q} = q\vec{u}_x$ (cas d'une onde plane) :

$$A(x, t) = A_0 \cos(qx - \Omega t) \quad \text{eq. 3.1}$$

Cette onde va alors créer une modulation de la densité moléculaire $N(x, t)$, autour de sa densité moyenne N_0 , comme suit :

$$N(x, t) = N_0 [1 + \Delta \cos(qx - \Omega t)] \quad \text{eq. 3.2}$$

où Δ est l'amplitude de cette variation de densité.

Cette amplitude induit une modulation de la permittivité électrique ε_R du système :

$$\varepsilon_R = \varepsilon_R^{(0)} + \varepsilon_R^{(1)} \cos(qx - \Omega t) \quad \text{eq. 3.3}$$

Donc, l'indice de réfraction dans le milieu acousto-optique s'écrit :

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n \cdot \cos(qx - \Omega t) \quad \text{eq. 3.4}$$

où $n_0 = \sqrt{\varepsilon_R^{(0)}}$, $\Delta n = \frac{1}{2} \rho \times n_0 \times A_0$, et où le paramètre ρ est appelé constante photo-élastique.

On distingue cependant deux régimes dans le phénomène de diffraction d'une onde lumineuse par un tel milieu :

- le régime de Raman-Nath (cas où l'épaisseur du milieu acousto-optique est plus petite que l'épaisseur critique notée e_c)
- le régime de Bragg (cas où l'épaisseur du milieu acousto-optique est plus grande que e_c).

Cette épaisseur est définie comme suit :

$$e_c = \frac{n_0 \Lambda^2}{4\lambda} \quad \text{eq. 3.5}$$

où $\Lambda = \frac{2\pi}{q}$.

Dans notre cas, on a $n_0 \approx 2$, $\Lambda = \frac{2\pi\nu}{\Omega} \approx 15.5 \mu\text{m}^4$, et $\lambda = 589 \text{ nm}$. Ainsi, on obtient $e_c = 8,5 \text{ mm}$, et comme l'épaisseur du cristal que nous possédons est plus grande que cette dernière valeur, nous fonctionnons donc en régime de Bragg.

Nous verrons dans le paragraphe suivant comment s'exprime la diffraction dans ce régime [ENS-AO].

⁴ Le matériau est le TeO₂. La vitesse ν est de 619 m/s et la fréquence acoustique de 40 MHz (selon les données constructeur).

III.2.2. La diffraction de Bragg sur un réseau acoustique épais

Lorsqu'une onde optique se propage dans un milieu dont l'indice de réfraction est une structure périodique, celle-ci est soumise au phénomène de diffraction. L'onde incidente (avec un angle q) va être partiellement réfléchi par chaque strate de densité : cf. figure 3.1. 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 en 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 est :

$$r = \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{\delta r}{\delta x} e^{i2k_i x \sin \theta} dx \quad \text{eq. 3.6}$$

Il a été montré que ce coefficient s'écrit sous la forme :

$$r = -iqL \frac{\Delta n}{8n \sin^2 \theta} e^{-i\Omega t} \left[\frac{\sin(q + 2k_0 \sin \theta) \frac{L}{2}}{(q + 2k_0 \sin \theta) \frac{L}{2}} - \frac{\sin(q - 2k_0 \sin \theta) \frac{L}{2}}{(q - 2k_0 \sin \theta) \frac{L}{2}} \right] \quad \text{eq. 3.7}$$

On remarque que lorsque l'on atteint un maximum d'un des deux termes en sinus cardinal, l'autre devient négligeable.

Ainsi, on peut mettre en évidence deux régimes de fonctionnement :

- le premier, qui correspond à la condition $q = 2k_0 \sin \theta_i$ (appelé décalage positif) ;
- et le deuxième, qui correspond à $q = -2k_0 \sin \theta_i$ (appelé décalage négatif).

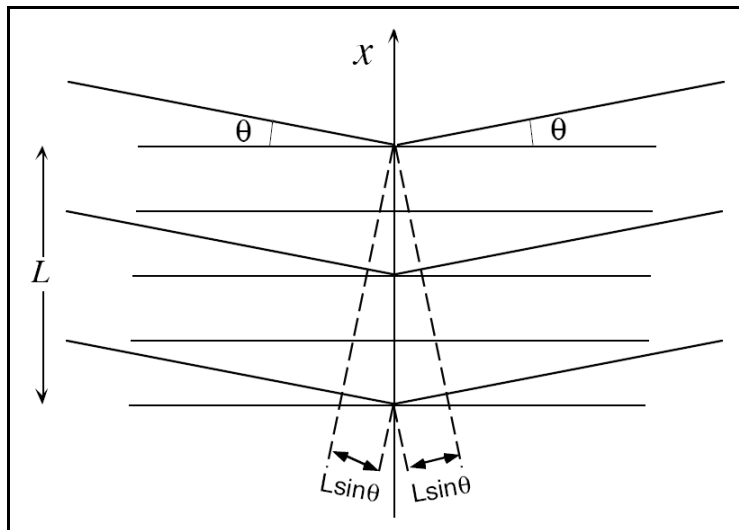


Figure 3.1 : Diffraction d'une onde optique par un milieu acousto-optique. En régime de Bragg, il faut considérer les interférences entre les différentes ondes partiellement réfléchies par les strates de densité moléculaire.

Le coefficient de réflexion atteint donc sa valeur maximale pour l'angle d'incidence θ_B défini comme suit :

$$2k_0 \sin \theta_B = q \quad \text{eq. 3.8}$$

D'où :

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad \text{eq. 3.9}$$

L'angle θ_B est appelé angle de Bragg, et permet une interférence constructive entre les réflexions d'une onde lumineuse sur les différents plans du réseau acousto-optique.

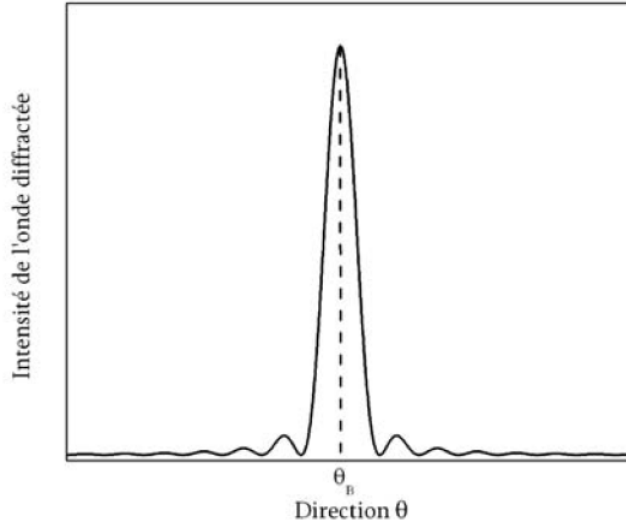


Figure 3.2 : Intensité de l'onde diffractée pour des valeurs angulaires proches de l'angle de Bragg. On constate que lorsque l'on s'éloigne de θ_B , l'intensité diminue de façon importante car l'interférence n'est plus constructive.

III.2.3. Décalage en fréquence

A partir de la formule du coefficient de réflexion, 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. Cette différence représente la valeur de la fréquence angulaire de l'onde acoustique. En effet, le mouvement des plans de densités moléculaires (qui est du au fait que l'onde acoustique est progressive) entraîne un effet Doppler sur l'onde incidente.

On a alors :

$$\omega_B = \omega + \Omega \quad \text{eq. 3.10}$$

Ce phénomène peut s'expliquer 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 satisfaisant la relation de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on obtient :

$$\hbar\omega_B = \hbar\omega + \hbar\Omega \quad \text{eq. 3.11}$$

et :

$$\vec{k}_f = \vec{k}_i + \vec{q} \quad \text{eq. 3.12}$$

C'est une relation très générale en optique de type accord de phase.

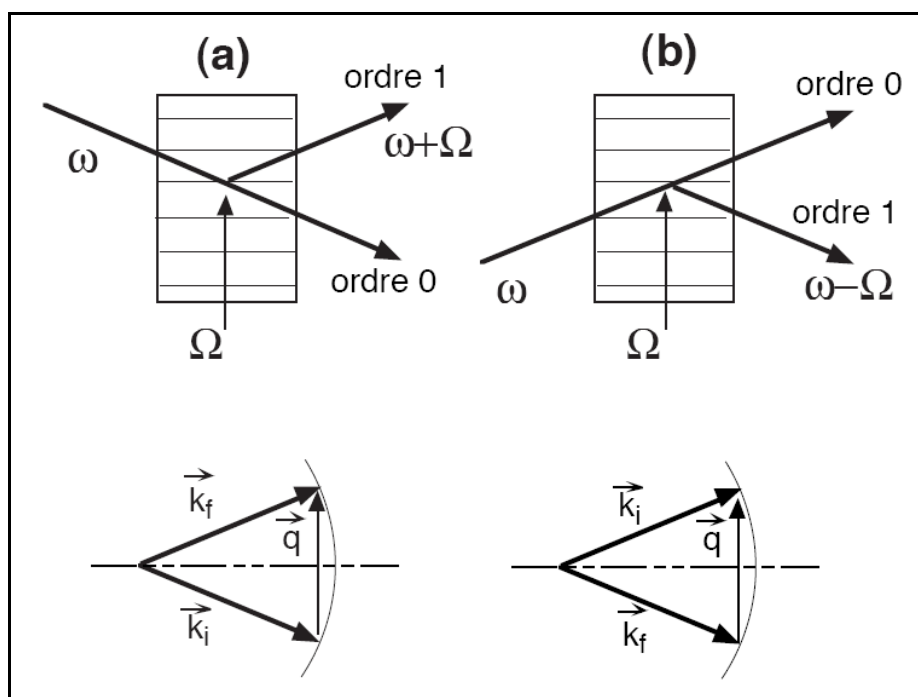


Figure 3.3 : Est représentée ici la réflexion de Bragg pour les deux processus de décalage : le décalage positif (cas (a)), et le décalage négatif (cas (b)). Sur l'ordre 0, on a la partie du faisceau transmise directement, alors que l'on a le faisceau dévié par le réseau acousto-optique sur l'ordre 1.

Avec de telles caractéristiques, les modulateurs acousto-optiques ont pu être utilisés dans de nombreuses configurations. On peut notamment mentionner leurs deux applications majeures qui sont 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 impulsions émettant en régime de modes déclenchés actif. Dans ce cas, la cavité est fermée sur un ordre ; les pertes sont alors minimales. Lorsque l'on passe sur l'autre ordre (commutation rapide du modulateur), l'énergie de la cavité est extraite pendant un temps dt qui correspond à la durée d'impulsion du laser Q-switché. 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.2.4. Caractéristiques du modulateur acousto-optique

L'élément actif de la cavité est le modulateur acousto-optique. Celui dont nous disposons de chez A.A Opto-Electronique a un très haut rendement sur l'ordre 1 (de l'ordre de 97% à 633 nm selon la référence constructeur). Ce cristal tourne la polarisation de 90° après un passage à travers le modulateur mais celle-ci redevient verticale après un aller-retour. Ainsi, avant le modulateur acousto-optique dans la cavité, la polarisation reste verticale (elle est imposée par le design de notre cavité laser), et après le modulateur, elle devient horizontale. C'est cette dernière que l'on retrouve en sortie de l'oscillateur sans mode. La propriété originale du modulateur acousto-optique

qui est utilisé dans notre cas où la cavité est fermée sur l'ordre 1, est le décalage en fréquence qu'il induit sur le champ intracavité (voir les explications dans le chapitre précédent). Donc, à chaque aller-retour dans la cavité, la fréquence des photons est décalée du double de la fréquence acoustique, qui est de 35 MHz pour un des cristaux acousto-optiques et 40 MHz pour l'autre. Pour fermer la cavité laser sur l'ordre 1, le miroir de sortie est « tilté » du double de la valeur de l'angle de Bragg. Originellement, l'acousto-optique utilisé dans cette cavité laser était prévu pour un fonctionnement à 569 nm. Un élément important dans la construction du laser sans mode qui fonctionne à 660 nm a été de déterminer expérimentalement la valeur du « tilt » (que l'on appellera épaisseur de la cale, notée « e »), car il fallait faire fonctionner ce modulateur acousto-optique dans l'ordre 1 à 660 nm, initialement calculé pour 569 nm. On avait déjà vu que dans le cas de l'acousto-optique décrit dans la thèse de V. Fesquet [Fesquet2007], il existait déjà des différences entre la valeur théorique donnée par la formule de l'angle de Bragg et celle fournie par le constructeur (à 589 nm, la valeur théorique est $\theta_B = 1.09^\circ$, alors que la valeur donnée par le constructeur est $\theta_{B_e} = 1.85^\circ$). On a donc mis en place une expérience extracavité qui nous a permis de mesurer précisément l'angle de réfraction et l'angle entre l'ordre 0 et l'ordre 1 (i.e. l'angle de Bragg) en fonction de la longueur d'onde, et donc de déterminer l'épaisseur de la cale $e = l \times \tan \theta_e$ pour fermer la cavité sur l'ordre 1.

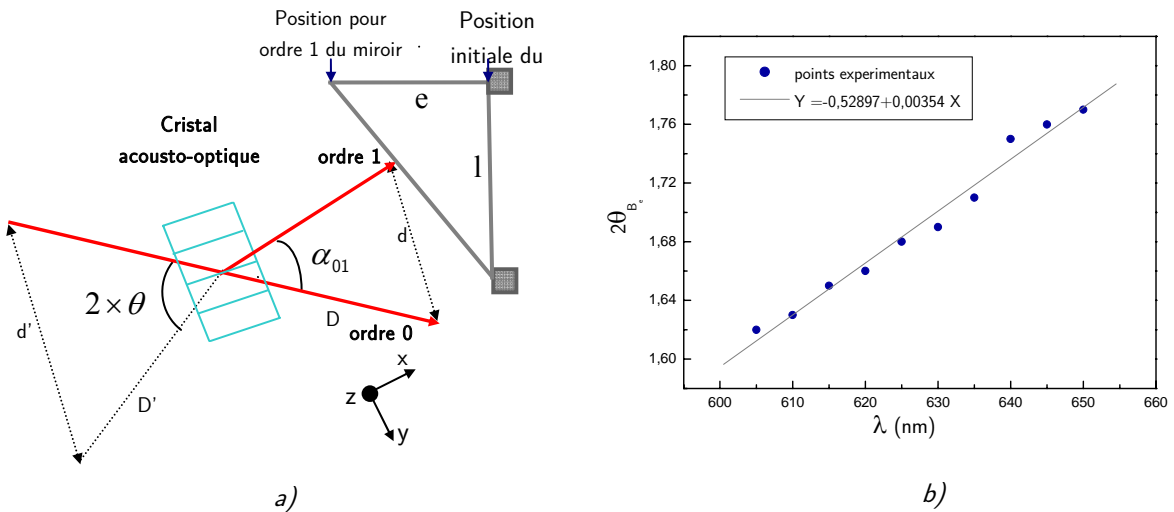


Figure 3.4 : a) Schéma du principe permettant la mesure des angles de Bragg en fonction de la longueur d'onde du faisceau incident. b) Variation de l'angle de Bragg avec la longueur d'onde.

Notre équipe possède maintenant deux cavités identiques, donc les deux oscillateurs sans mode diffèrent seulement de part leur fréquence acoustique (l'une étant de 35 MHz et l'autre de 40 MHz). La cavité des lasers sans mode fonctionnant à 589 nm et à 578 nm contient un cristal acousto-optique avec une fréquence acoustique de fonctionnement de 35 MHz, et pour les lasers à 569 nm et à 660 nm cette fréquence vaut 40 MHz.

Pour obtenir un laser fonctionnant à la longueur d'onde 660 nm, on utilise le colorant DCM dans le jet, et pour les autres la Rhodamine6G. En utilisant les résultats obtenus grâce à notre

expérience qui permet la mesure de l'angle d'incidence, on peut fermer la cavité laser sur l'ordre 1 pour chaque longueur d'onde nécessaire.

Mesures de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de la cale

Les données théoriques fournies par le constructeur concernant l'angle d'utilisation du cristal acousto-optique étant trop approximatives, il a fallu monter une expérience permettant cette mesure. La mesure de l'angle d'incidence α_i de l'acousto-optique et de l'angle α_{01} entre les ordres 1 et 0 de diffraction en fonction de la longueur d'onde, nous permet de calculer l'épaisseur de la cale nécessaire pour fermer la cavité laser sur l'ordre 1. Pour effectuer cette mesure on réalise un montage extracavité du cristal acousto-optique, qui permet la rotation de celui-ci selon l'axe z, (cf. figure 3.4.a). Le faisceau laser est ensuite envoyé sur le cristal acousto-optique. On tourne le cristal en optimisant la puissance du laser sur l'ordre 1 de diffraction, pour chaque longueur d'onde. On mesure la distance d entre le faisceau incident et celui réfléchi et aussi entre le faisceau diffracté sur l'ordre 1 et l'ordre 0. Et ensuite, on détermine l'angle d'incidence grâce à l'équation :

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \arctan \frac{d}{D} \quad \text{eq. 3.13}$$

où α_i est l'angle d'incidence et D la distance entre l'écran d'observation et le cristal

En utilisant les angles obtenus, on détermine la valeur du tilt du miroir de sortie pour fermer la cavité laser sur l'ordre 1 pour chaque longueur d'onde nécessitée à partir de l'équation :

$$e_\lambda = L * \text{tg}\alpha_{01} \quad \text{eq. 3.14}$$

où l est l'écart entre les vis de réglage du miroir de sortie.

III.3. L'oscillateur sans mode développé au Laboratoire de Spectrométrie Physique pompé en continu

Nous avons construit au laboratoire pendant ce travail, dans une première étape, un laser sans mode à 660 nm continu. La cavité laser est une cavité linéaire en L, qui comporte trois miroirs : deux à réflexion totale (M_2 et M_3), et un avec un coefficient de transmission de 10,1 % (M_1). Le milieu amplificateur est un jet de colorant d'épaisseur environ égale à 200 μm . Le colorant utilisé est le 4-dicyanométhylène-2-méthyl-6-p-diméthylaminostyryl-4H-pyran ou « DCM » dilué dans 1/3 d'alcool Benzylique et 2/3 d'éthylène glycol pour obtenir la longueur d'onde à 660 nm. Le jet est placé au point confocal intra-cavité. Il est pompé par un laser continu Nd:YVO₄ doublé en fréquence (Coherent Verdi) délivrant 3 W à 532 nm (largeur spectrale < 5 MHz ; $M^2 < 1.1$; polarisation verticale ; stabilité en puissance : +/- 1 %). La concentration de colorant est optimisée pour obtenir un maximum de rendement en sortie de la cavité simplifiée ; on obtient environ 1 W avec une concentration de colorant dans le jet de 1 gr/l. La cavité du laser sans mode comporte un modulateur acousto-optique (fonctionnant à 35 MHz) qui est l'élément actif qui

effectue le décalage en fréquence (70 MHz). Il joue aussi le rôle de réseau de diffraction, et réalise un premier affinement spectral. Un étalon Fabry-Pérot avec un intervalle spectral libre (ISL) de 225 GHz et un coefficient de réflexion de 32%, inséré dans la cavité, assure un affinement spectral d'environ 3 GHz et permet l'ajustement fin de la longueur d'onde absolue par une simple rotation.

Faire fonctionner notre laser à 660 nm a été notre premier défi. Le système de miroirs M_2 , M_3 , et le jet de colorant, jouent le rôle le plus important pour faire fonctionner correctement ce laser. Il est construit à partir d'une cavité d'un laser Coherent-599. La plus grande difficulté que nous avons rencontrée lors de la mise au point du laser sans mode était la reproductibilité du jet, qui était liée principalement à l'état du circulateur (la forme du jet n'était pas reproductible d'un jour à l'autre et en plus, il y avait parfois des particules qui bouchaient le jet). On a remplacé le système Coherent-599 par un jet « saphir » et un circulateur Spectra Physics. La qualité de ce jet était nettement supérieure, mais on avait un autre problème imposé par l'emplacement du laser sur le banc optique pour nos expériences. La pression nécessaire pour un bon fonctionnement du nouveau jet favorise la formation de bulles dans le système d'évacuation du colorant. La solution que nous avons adoptée a été le remplacement de ce jet avec par un nouveau jet Radiant Dye. La bonne performance de cette nouvelle buse est indiscutable, et de plus, ce jet a environ 4 mm de largeur, ce qui facilite beaucoup les réglages.

L'acousto-optique utilisé a été calculé pour un fonctionnement à 569 nm. L'expérience extracavité décrite précédemment nous a permis de déterminer l'angle d'incidence pour fonctionner à 660 nm.

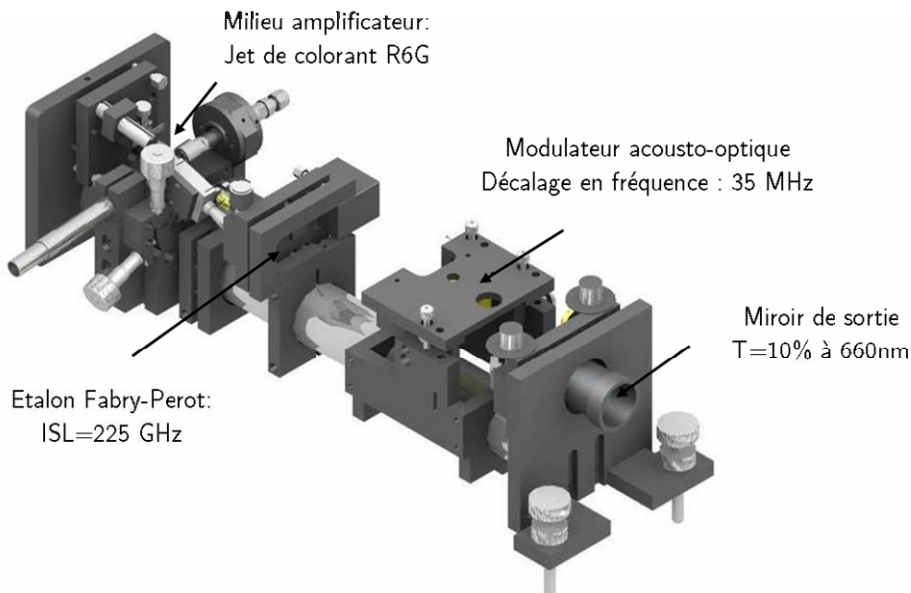
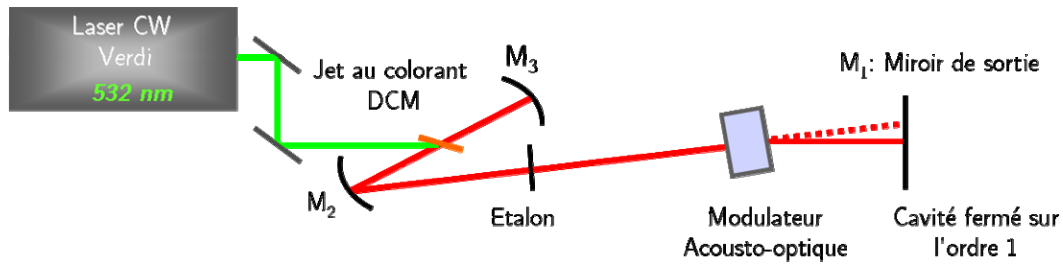


Figure 3.5 : Représentation de l'oscillateur sans mode. Une solution de DCM (en jet) est pompée par un laser continu Nd :YVO4 doublé en fréquence. Les miroirs M_2 et M_3 sont à haute réflexion. Le miroir M_1 a une transmission de 10 %. Il y a deux éléments sélectifs en fréquence dans cette cavité : le modulateur acousto-optique (qui joue le rôle d'un réseau) et l'étalon Fabry-Pérot. L'élément actif est le modulateur acousto-optique qui produit le décalage en fréquence.

La mise au point de ce laser et un fonctionnement optimisé a été obtenu à la fin de ma première année de thèse.

III.3.1. Caractérisation spectrale du rayonnement

L'aspect spectral a été analysé par V.Fesquet durant sa thèse [Fesquet2007]. Pour mettre en évidence l'aspect spectral du rayonnement FSF, les spectres des lasers multimode et monomode sont réalisés en parallèle. 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 a été utilisé (résolution ultime 27MHz). Cet analyseur permet de mesurer la structure fine d'une raie de 3 GHz de large et de vérifier l'absence de mode à 80 MHz. Les résultats sont donnés sur la Figure 3.5.

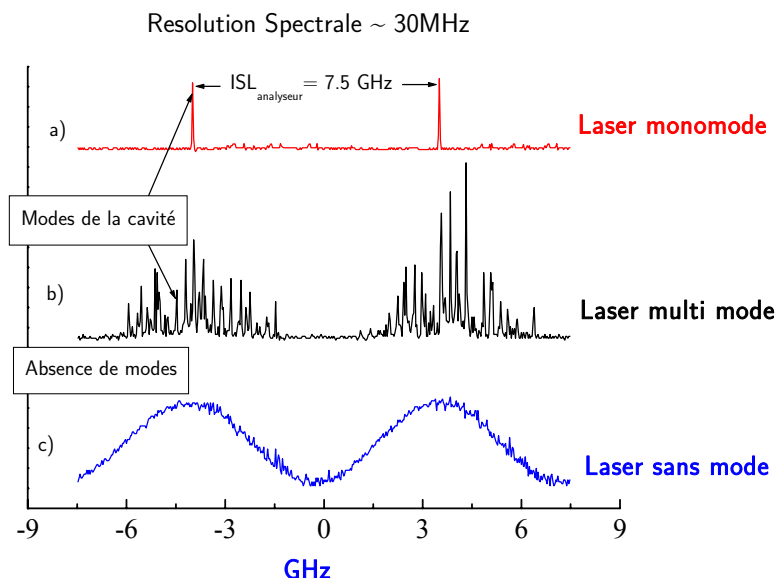


Figure 3.6 : Spectres des lasers monomode (a), multimode (b) et sans mode (c) réalisés avec un analyseur de spectre haute-résolution. Les deux « patterns » sur chaque analyse correspondent au balayage des deux modes du Fabry-Pérot d'analyse. On constate donc que, pour un laser monomode (Coherent 599-21), il n'y a qu'un mode spectralement fin dont l'amplitude ne fluctue pas dans le temps. Pour un laser multimode mais fermé sur l'ordre 0 du modulateur acousto-optique, il y a coexistence et compétition 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 3.6-c par une somme de plusieurs gaussiennes dont les valeurs centrales sont décalées de l'ISL du Fabry-Pérot d'analyse (7,5 GHz). En effet, l'ISL de cet appareil étant plus petit que la largeur de bande totale du rayonnement « sans mode » on obtient ~ 2 modes d'analyse. Il a été montré par Littler [Littler1991] que la forme du spectre d'un laser FSF large-bande peut être gaussienne. La largeur FWHM a été mesurée pour deux valeurs d'ISL de l'étalon Fabry-Pérot de la cavité. La largeur spectrale totale mesurée à mi-hauteur est de 3,7 GHz. Notre but est d'exciter la totalité de la raie Doppler/hyperfine des transitions de sodium.

La résolution moyenne de l'analyseur est d'environ 30MHz. Aucune modulation spectrale de 80 MHz n'a pas été observée. On voit donc un spectre continu sans trou de fréquence (il n'y a aucun résultat dans la littérature scientifique qui fait référence à cet aspect). Le spectre du laser est donc considéré comme continu et sans trou de fréquence, comme le montre indirectement les expériences sur l'excitation de la raie D_2 du sodium avec un laser sans mode et multimode [Pique2004]. La largeur de la bande spectrale est fixée par la finesse de l'étalon placé dans la cavité (pour une fréquence de décalage fixe). La notion de modes de la cavité n'a plus lieu d'être dans ce cas.

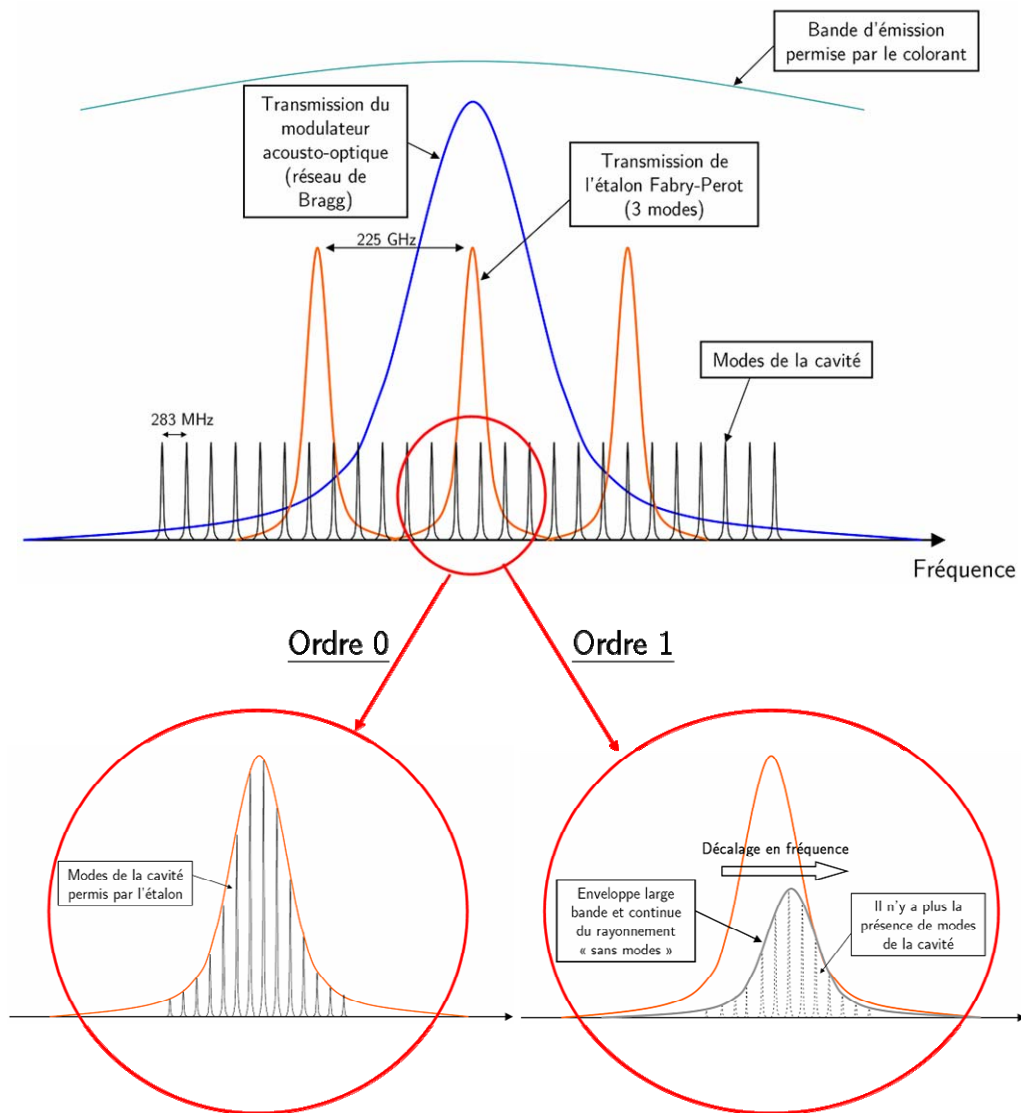


Figure 3.7 : Représentation de la formation de signaux sans mode et multimode. Le gain est large bande (de l'ordre du Téraherz dans le cas du DCM). La sélection en fréquence se fait alors par le modulateur acousto-optique et par l'étalon. Lorsque la cavité est fermée sur l'ordre 0, on a la coexistence de plusieurs modes. Lorsqu'elle est fermée sur l'ordre 1, le décalage en fréquence va amener à un rayonnement large bande. Il n'y a plus la présence de modes.

L'analyse de l'aspect spectral du laser sans mode a été réalisée pour celui fonctionnant à 589 nm. Une mesure du spectre à 660 nm n'a pas été possible, car notre l'analyseur de spectre ne fonctionnait pas à cette longueur d'onde. Pour le laser à 660 nm, nous avons considéré que l'aspect spectral était conservé, car les caractéristiques des deux colorants ne sont pas différentes. Le spectre à plus basse résolution du laser à 660 nm, enregistré à l'aide du système composé du monochromateur et de la barrette de photodiodes, montre la présence de trois modes de l'étalon (figure 3.8). Le mode central est environ 30 fois plus intense que les deux modes adjacents, et donc ceux-ci peuvent être considérés comme négligeables.

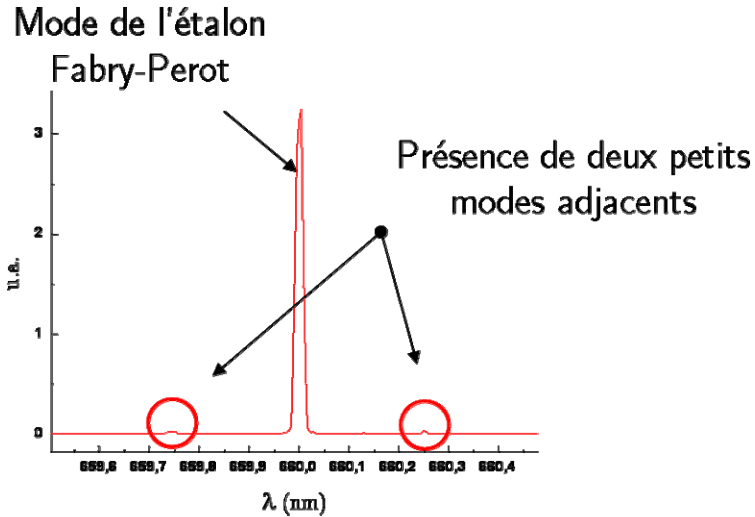


Figure 3.8 : Observation du spectre du laser sans mode avec un monochromateur Sopra 2000 (fenêtre spectrale de 3,6 nm, résolution ultime de 0,01 nm). La contribution de ces modes est cependant négligeable.

Ces modes parasites pourraient être supprimés à l'aide d'un étalon d'une finesse plus grande ou avec un intervalle spectral libre plus important.

III.3.2. Puissance de sortie en régime continu

Le laser sans mode se distingue des autres types de lasers. Le « démarrage » en puissance d'un laser multimode se fait de façon franche (type de transition du 1^{er} ordre) (voir figure 3.9.a). Quand 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 que le gain devienne saturé. Pour le laser sans mode, il n'y a pas de seuil apparent, la puissance de sortie augmente de façon progressive sur 6 décades avec la puissance de pompe (Figure 3.9.a). La modélisation précise des comportements du laser sans mode se trouve dans la thèse de V.Fesquet [Fesquet2007] Expliquer simplement ce comportement n'est pas évident. On peut considérer que si le laser possède une 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 est émis dans un des modes de la cavité. Pour le laser sans mode, cette restriction n'existe pas car, du fait qu'il n'y ait pas 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.

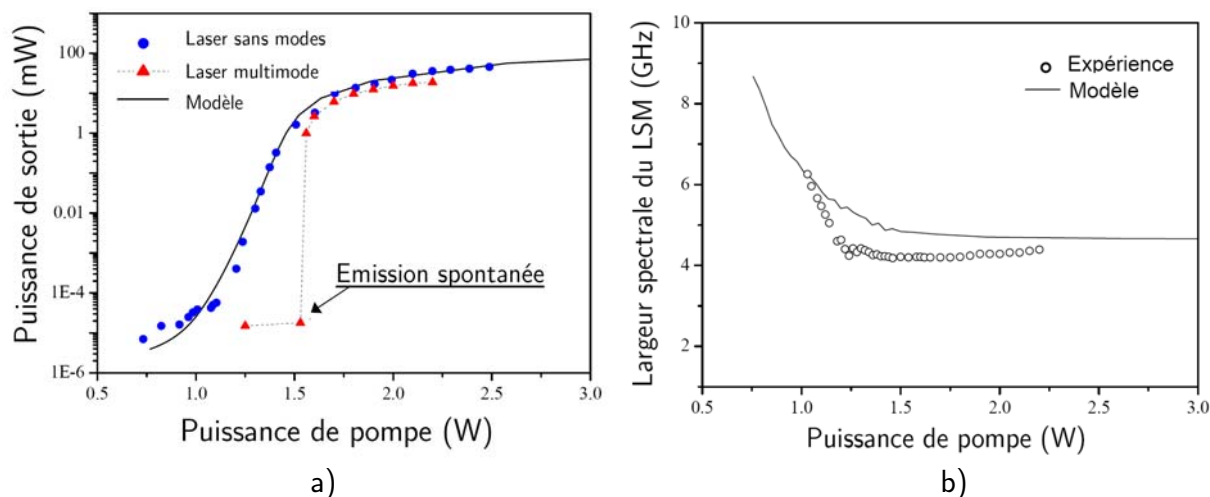


Figure 3.9 : a) Puissance de pompe (échelle logarithmique) d'un laser multimode et du laser sans mode en fonction de la puissance de pompe. On constate que le démarrage du laser multimode se fait de façon franche (les deux premiers points correspondant à de l'émission spontanée $\sim 10^5$ mW) alors que celui du laser sans mode est progressif sur 6 décades. b) 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.

La largeur spectrale (figure 3.9.b) diminue lorsque la puissance de pompe augmente, et à partir de 1,5 W de pompe, elle n'évolue plus. La compréhension de ce phénomène n'est pas très intuitive, mais le modèle numérique parvient cependant à simuler celui-ci correctement.

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 simple des phénomènes qui interviennent dans la cavité. Malgré de nombreuses études théoriques, aucun modèle ne parvient à rendre compte de tout cela.

III.4. L'oscillateur sans mode avec préamplificateur intracavité pompé en impulsion

Pour réaliser les expériences de photométrie, décrites dans le chapitre suivant, nous voulions une puissance d'environ 200 μ W à 330 nm pour exciter la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ de l'atome de sodium en doublant en fréquence le laser à 660 nm. Pour cela, dans un premier temps nous avons utilisé le montage conçu dans la thèse de V.Fesquet [Fesquet 2007], qui consiste à insérer dans la cavité du laser sans mode un préamplificateur. Cet élément 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 dans laquelle circule une solution de colorant DCM dissous en DMSO. Le milieu est pompé à l'aide d'un laser Nd :YAG₄ Q-Switché doublé en fréquence et délivrant une puissance de 3 W avec un taux de répétition de 17 kHz et une largeur d'impulsion de 80 ns. La photo présentée

sur la figure 3.10 illustre ce montage. L'optimisation du préamplificateur intra cavité se révèle être un problème dans le cas du laser à 660 nm.

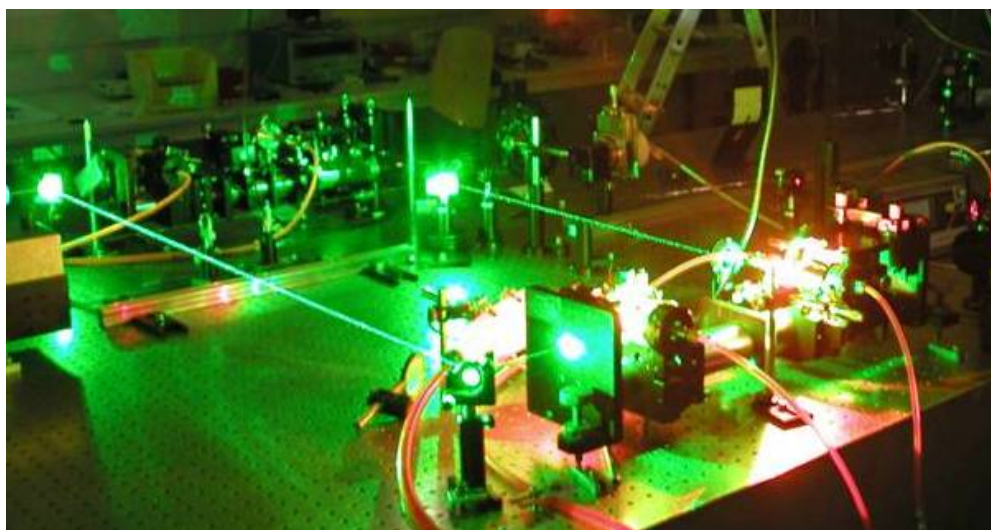


Figure 3.10 : Laser sans mode en impulsion à 660 nm. Il s'agit de l'équivalent à 660 nm du laser sans mode avec préamplificateur intracavité mis au point par V. Fesquet.

Différents solvants ont été testés (voir figure 3.11). Le meilleur résultat a été obtenu avec le mélange DCM dissous en DMSO (le DCM se dissout très mal dans méthanol). Le maximum d'énergie obtenu n'a été que d'environ 600 nJ par impulsion (figure 3.11-b). Les performances du système sont présentées dans le tableau 3.1. Avec cette énergie, on arrive à obtenir une puissance inférieure à 1 μ W à 330 nm. Ceci n'était pas suffisant. A cause du faible rendement du préamplificateur, cette solution a été abandonnée⁵.

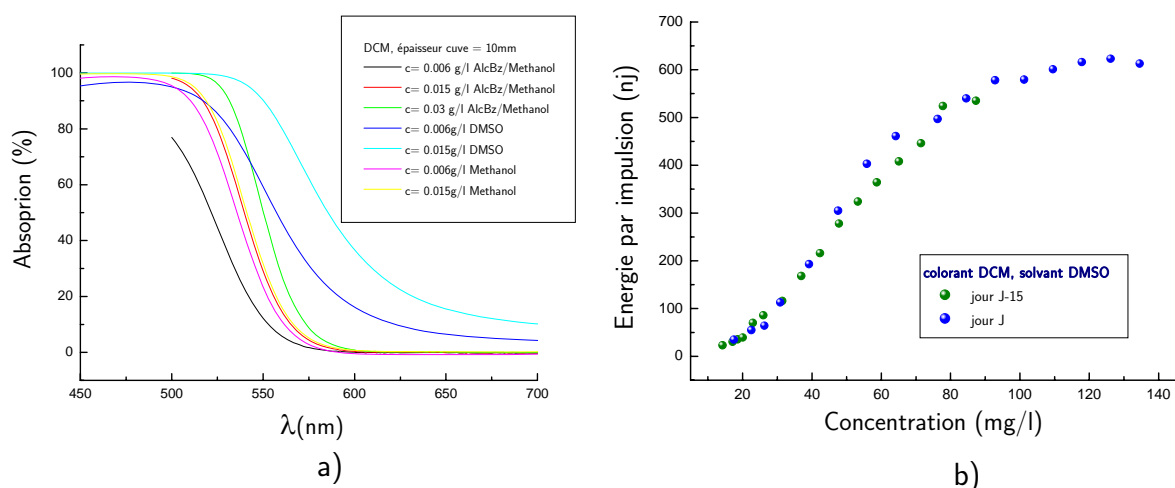


Figure 3.11 : a) Courbes d'absorption pour le colorant DCM dissous en plusieurs solvants en fonction de la longueur d'onde, pour différentes concentrations. La cuve a une épaisseur d'un centimètre. b) Energie par impulsion en fonction de la concentration de colorant dans le préamplificateur intracavité.

⁵ Un mélange de DCM dissous dans 10 ml de DMSO et ensuite en méthanol a été proposé (afin d'utiliser cette configuration avec préamplificateur intra-cavité et pour avoir une largeur spectrale d'environ 3 GHz). Les courbes d'absorption présentées sur la figure 3.11.a montrent une très faible absorption pour ce mélange. Cette expérience ne fait pas partie de cette thèse.

Tableau 3.1 : 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 et d'environ 1.5 W sur la cellule.

Eléments	Puissance (mW)
Jet	1000
+cellule (pré-amplificateur)	950
+modulateur (ordre 0)	500
+modulateur (ordre 1)	310
+étalon Fabry-Perot	110
+pré-amplificateur	600 nJ

III.5. L'oscillateur sans mode pompé en impulsion

Devant ce premier échec, nous nous sommes intéressés pour la première fois au pompage du laser sans mode directement en impulsions. Une étude alternative permettant l'obtention d'un rayonnement pulsé et sans mode a aussi été considérée, tout d'abord pour le laser à 589 nm, et ensuite appliquée au laser à 660 nm. Il s'agit du pompage du jet de colorant de notre cavité par un laser en impulsions de grande qualité spatiale ($M^2 \sim 1$, le laser Spectra-Physics utilisé à l'origine pour le pré-amplificateur intra-cavité).

Le laser de pompe Navigator II Spectra Physics

Le jet à colorant de la cavité laser sans mode est pompé par un laser en impulsion Navigator II série YHP70 acheté chez Spectra Physics. Il a une cavité en Z pour un meilleur pompage du cristal Nd : YAG. La puissance de pompe est assurée par deux diodes laser Spectra Physics FCbar série J80 stabilisées en température et qui fournissent 2x26 W à 819 nm via deux fibres optiques qui réalisent aussi la mise en forme spatiale du faisceau de pompe (sans astigmatisme et rond). Le faisceau pompé est focalisé à l'aide de deux télescopes, passe par un miroir dichroïque (transmettant à 1064 nm), et est absorbé dans le cristal de Vanadate. Un miroir de très haute réflectivité ferme la cavité laser (1064 nm). A l'aide d'un cristal acousto-optique « Q-Switché » sont produites des impulsions de très haute énergie. La fréquence de répétition du laser peut varier de 1 kHz à 100 kHz. La série YHP70 est prévue avec un cristal doubleur (LBO) extra-cavité. La puissance maximale de ce laser donnée par le constructeur est de 10 W à 532 nm, pour 10 kHz, pour une largeur d'impulsion de 70 ns. Du point de vue spatial, le faisceau a une très faible divergence : le paramètre M^2 est inférieur à 1.2 et le « jitter » temporel est inférieur à 1 ns. Le laser de pompe est monté sur un support afin d'avoir une polarisation verticale. La puissance laser

utilisée pour assurer le pompage de chacun des oscillateurs est de 1.75 W, valeur choisie pour éviter le phénomène de vaporisation au niveau du jet à colorant. La largeur d'impulsion varie avec la puissance et la fréquence de répétition : plus la puissance augmente, plus la largeur d'impulsion diminue. Pour une puissance constante, la largeur d'impulsion diminue si la fréquence de répétition diminue. La fréquence de répétition introduit une variation au niveau de l'aspect spectral des oscillateurs sans mode et multimode ; la largeur spectrale diminue si la fréquence de répétition du laser de pompe augmente. Elle a été choisie à 17 kHz.

Dans ce cas, la configuration est un peu différente (figure 3.12). La cavité ne comporte bien évidemment plus la cellule mais on y a inséré un filtre de Lyot ($\text{ISL}=1800 \text{ GHz}$), car le réseau généré par le modulateur acousto-optique n'est pas assez sélectif dans cette configuration. Avec ce filtre, on parvient donc à isoler pratiquement un seul mode de l'étalon (Figure 3.13). Le coefficient de transmission varie avec la longueur d'onde et il est de 50% à 660 nm. La concentration de colorant est optimisée pour obtenir un maximum de rendement en sortie de la cavité simplifiée ; on a notamment 700 mW avec 0.66 gr/l.

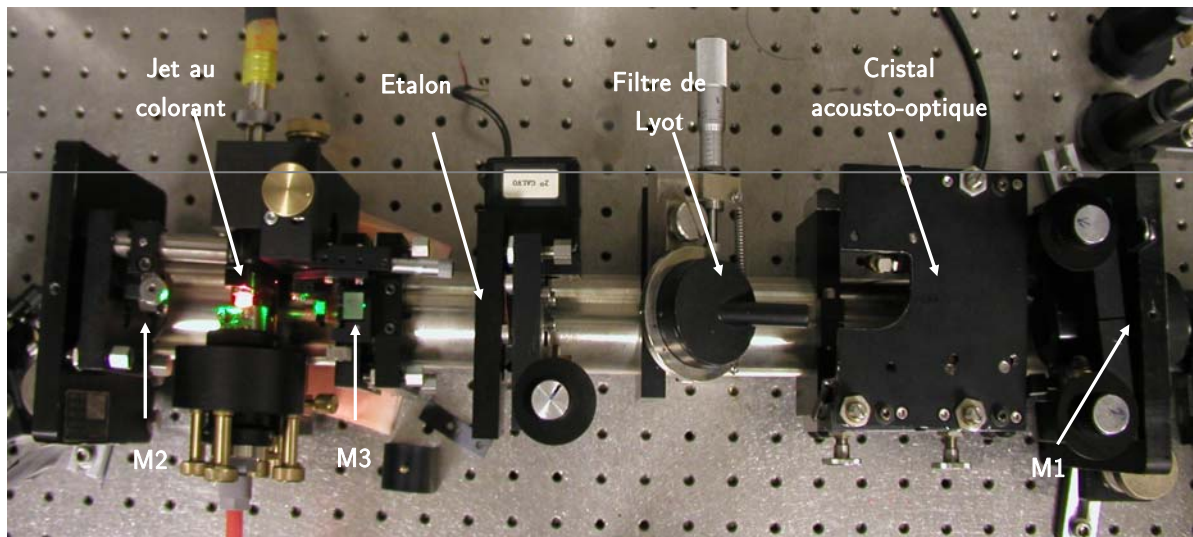
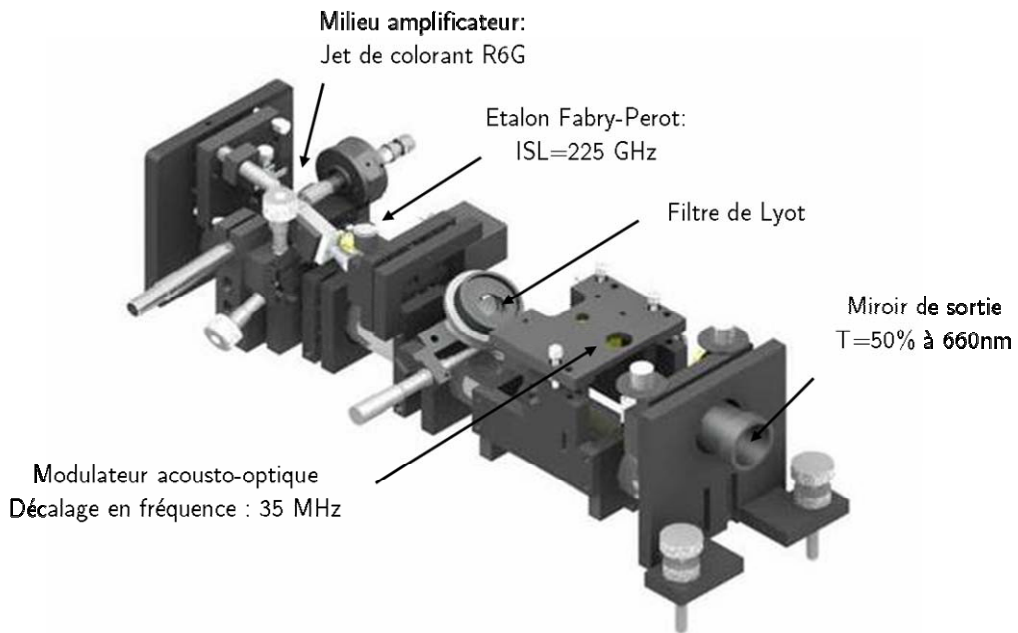
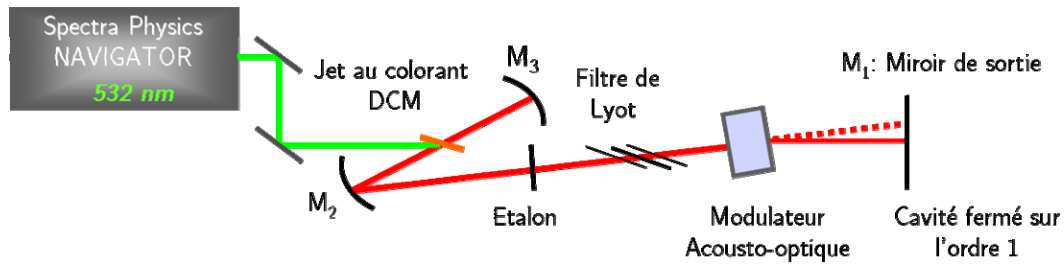


Figure 3.12 : Schéma de l'oscillateur sans mode impulsionnel. Le jet de colorant (DCM) est pompé par le laser impulsionnel (Spectra-Physics). Les miroirs M_2 et M_3 sont à haute réflexion pour chaque longueur d'onde : 50% pour le miroir de sortie M_1 . Afin de ne sélectionner qu'un seul mode de l'étalon Fabry-Pérot, 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.

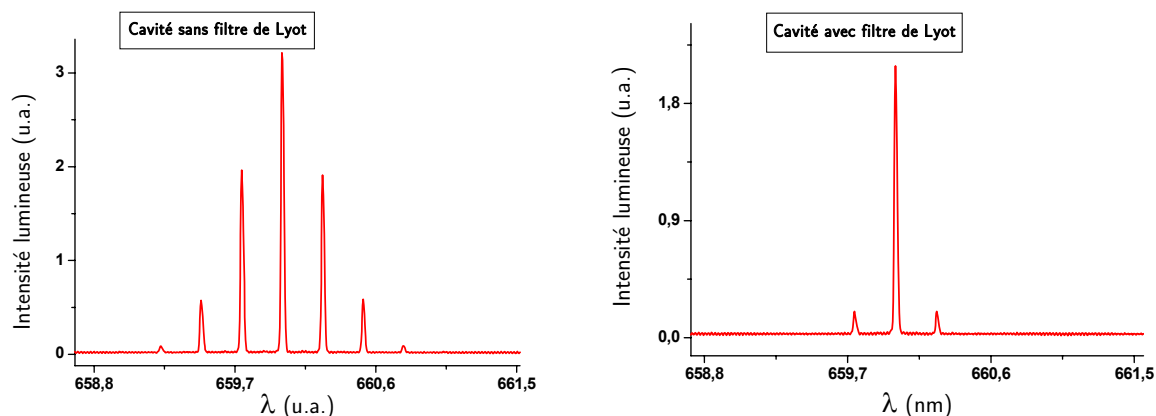


Figure 3.13 : Spectres de l'oscillateur sans mode pompé en impulsionnel (observés sur le monochromateur *Sopra 2000*). On constate que, sans filtre de Lyot (à gauche), la sélectivité spectrale du réseau de l'AOM n'est pas suffisante pour ne filtrer qu'un seul mode. Nous avons inséré le filtre supplémentaire dans la cavité. Le spectre ne comporte alors qu'un seul mode (à droite - les modes adjacents sont négligeables). Le même résultat peut aussi être obtenu en augmentant la durée de vie du photon dans la cavité.

L'apparition de ces modes (Figure 3.13 - à gauche), qui n'existaient pas dans les configurations pompées avec un laser continu, vient principalement du fait que le milieu à gain est pompé en impulsions et que le temps de génération est limité par la durée de l'impulsion de pompe. Par conséquent, plus l'impulsion est courte, plus les modes voisins du mode central prennent de l'importance (et le nombre de modes de l'étalon autorisés dans ce domaine est bien supérieur à celui pour un pompage continu). A partir d'une certaine durée d'impulsion de pompe, la cavité ne va sélectionner qu'un seul mode de l'étalon. Il faut un temps de génération suffisant pour que l'affinement de la cavité puisse se réaliser, comme dans le cas du pompage continu. Les avantages de cette nouvelle configuration sont exposés dans la suite.

III.5.1. Facilités de réglages

Le premier avantage constaté est que le réglage de la cavité est bien plus simple. L'apport en gain de cette disposition permet de faire fonctionner le laser plus facilement. L'ajustement du faisceau de pompe pour un maximum de rendement ne demande aucune adaptation spatiale. La taille du faisceau de pompe au niveau du jet est tout à fait appropriée. La cavité laser comporte un élément sélectif de plus par rapport à la configuration précédente (filtre de Lyot). Le protocole expérimental consiste donc à placer l'un après l'autre chaque élément, du moins sélectif au plus sélectif, en faisant attention à centrer la courbe de transmission sur la transition que l'on veut exciter. Cependant, cette mise au point ne comprend véritablement aucune subtilité et reste assez facile.

III.5.2. Conservation de l'aspect sans mode

La cavité délivrait une puissance d'environ 200 mW à 17 kHz (soit une énergie d'impulsion supérieure à 10 μ J). Compte tenu du matériel disponible, la conservation de l'aspect spectral a été analysée à 589 nm à l'aide de l'analyseur de spectre (voir figure 3.14.b).

Une investigation menée pour différentes largeurs d'impulsions montre que la largeur d'impulsion du laser sans mode et du laser de pompe augmente avec la fréquence de répétition. Le taux de répétition du laser de pompe est réglable de 10 à 100 kHz et par conséquent, la durée d'impulsion de 80 à 230 ns. La largeur d'impulsion du laser de pompe, à taux de répétition fixé, varie également en fonction de la puissance délivrée.

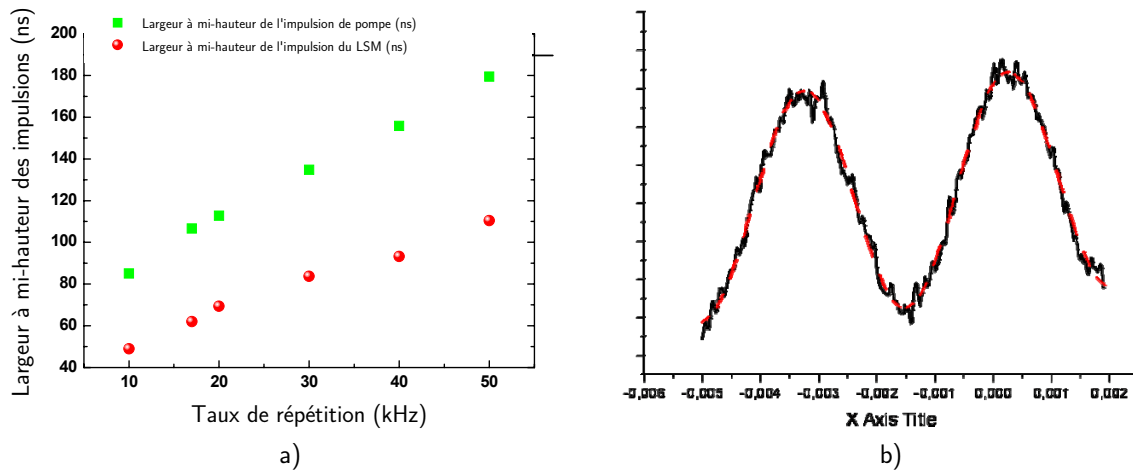


Figure 3.14 : a) Evolution des largeurs d'impulsion de pompe et du LSM (à mi-hauteur) pour différents taux de répétition. Les mesures sont effectuées dans le cas où la puissance du LSM est constante et fixée à 40 mW. Au-delà de 50 kHz, la puissance du laser de pompe n'est pas suffisante pour que le LSM soit stable. b) Conservation de l'aspect sans mode du laser sans mode pompé en impulsion.

La variation de largeur d'impulsion du laser de pompe a été utilisée pour contrôler le temps de génération du champ intra-cavité. Une étude faite par V. Fesquet montre l'influence de la largeur d'impulsion de pompe sur la largeur spectrale du rayonnement LSM (Figure 3.14.a). Plus l'impulsion (le temps de génération) est longue, plus le spectre aura eu le temps de s'affiner. En impulsions, le régime stable du point de vue spectral n'est pas atteint : il faudrait pour cela des impulsions plus longues.

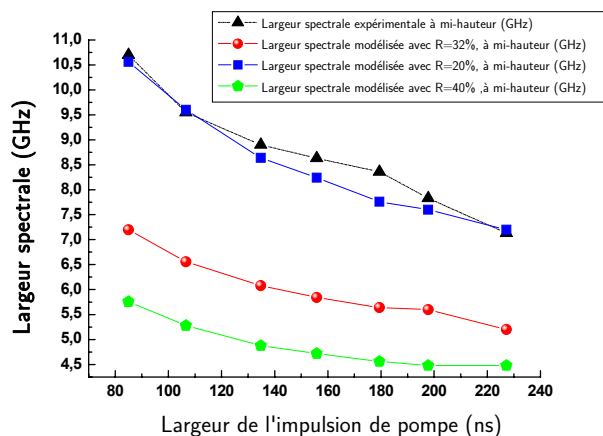


Figure 3.15 : Evolution de la largeur spectrale à mi-hauteur en fonction de la largeur d'impulsion de pompe. Le modèle fait apparaître l'influence que peut avoir le coefficient de réflexion de l'étalon sur la largeur spectrale du rayonnement laser. Ainsi, pour une largeur spécifiée, il suffit de déterminer le coefficient de réflexion correspondant. Cependant, on peut noter que pour obtenir une largeur d'environ 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.

Pour les projets étoile laser, le seul ennui du pompage impulsionnel vient du fait que la largeur spectrale est trop importante pour l'étalon disponible au laboratoire. Par contre pour nos expériences en laboratoire c'est plutôt un avantage comme nous le verrons plus loin. Cette largeur est imposée principalement par la finesse de l'étalon Fabry-Pérot qui est l'élément le plus sélectif de la cavité, et par la durée d'impulsion. La mesure effectuée sur le laser à 660 nm avec deux étalons de finesse ($F = \pi\sqrt{R}/(1-R)$) différentes révèle deux aspects :

- la largeur spectrale diminue ;
- les modes parasites de l'étalon sont atténués.

Finalement, notre étude prouve qu'il est possible d'obtenir une largeur de 3 GHz pour le laser sans mode pompé en impulsion à 17 kHz, pour une impulsion d'environ 110 ns et un étalon de finesse environ 6, en conservant le même intervalle spectral libre. D'autres configurations sont envisageables. L'optimisation de ce point n'était pas le but de ce travail.

III.6. Laser sans mode UV

III.6.1. Doublage en fréquence extracavité

On considère la propagation du rayonnement électromagnétique dans des milieux non-linéaires et on verra certaines des propriétés diélectriques non-linéaires des cristaux, en plus de la réponse non-linéaire de la polarisation (qui est proportionnelle au carré du champ électrique). Cette réponse peut conduire à un échange d'énergie entre des champs électromagnétiques de fréquences

différentes, et ainsi générer de nouvelles fréquences. La plus importante application de ce type de phénomènes est la génération de second harmonique (GSH), dans laquelle une partie de l'énergie d'une onde optique de fréquence ω_1 , se propageant dans un cristal, est convertie en énergie correspondant à une onde de fréquence $2\omega_1$.

De manière générale, la somme de fréquence entre deux champs E^{ω_1} et E^{ω_2} est une onde à la fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. L'amplitude complexe de la polarisation de cette onde vérifie :

$$P_j^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2} = d_{jkl}^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2} E_k^{\omega_2} E_l^{\omega_1} \quad \text{eq. 3.15}$$

où d est un tenseur défini par $d_{jkl}^{\omega_3 = \omega_1 + \omega_2} = -\frac{\epsilon_j \epsilon_l}{2\epsilon_0} r_{jlk}$, et ϵ_j et ϵ_l sont les constantes diélectriques principales le long des axes j et l à la fréquence ω_1 .

Dans la suite, on ne considère que le doublage de fréquence correspondant à $\omega_1 = \omega_2$. La première expérience de doublage de fréquence a eu lieu en 1961 : il s'agissait du doublage de fréquence d'un laser de rubis dans un cristal de quartz.

Nous commençons par les équations de Maxwell qui font intervenir la polarisation. Celle-ci se compose d'un terme linéaire et d'un autre non-linéaire : $P = \epsilon_0 \chi_L E + P_{NL}$.

La polarisation non-linéaire, déjà introduite plus haut s'écrit : $(P_{NL})_i = d_{ijk} E_j E_k$.

L'équation d'onde s'exprime sous la forme :

$$\nabla^2 E = \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL} \quad \text{eq. 3.16}$$

où ρ est la conductivité.

On obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1i}}{dz} &= -\frac{\rho_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} E_{1i} - \frac{i\omega_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} d_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z} \\ \frac{dE_{2k}^*}{dz} &= -\frac{\rho_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} E_{2k}^* + \frac{i\omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} d_{kij} E_{1i} E_{3j} e^{-i(k_1 - k_3 + k_2)z} \\ \frac{dE_{3j}}{dz} &= -\frac{\rho_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} E_{3j} - \frac{i\omega_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d_{jik} E_{1i} E_{2k} e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z} \end{aligned} \quad \text{eq. 3.17}$$

La génération du second harmonique est le cas limite où deux des trois fréquences ont la même valeur. Pour simplifier l'analyse, nous supposons que la quantité de puissance perdue par le faisceau à la fréquence ω_1 , au cours de sa conversion en $2\omega_1$, est négligeable, de telle sorte que $\frac{dE_{1i}}{dz} \cong 0$. Nous sommes conscients que cette approximation est critiquable. En effet, il y a des situations où le rendement de conversion peut atteindre 80 %.

Nous ne considérons que l'équation suivante :

$$\frac{dE_{3j}}{dz} = -\frac{\rho_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} E_{3j} - \frac{i\omega_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d_{jik} E_{1i} E_{2k} e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z} \quad \text{eq. 3.18}$$

Si le milieu est transparent à ω_3 , donc $\rho_3 = 0$, cette l'équation devient :

$$\frac{dE_{3j}}{dz} = -i\omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}d'_{ijk}E_{1i}E_{1k}e^{i\Delta kz} \quad \text{eq. 3.19}$$

où $\omega = \omega_1 = \frac{\omega_3}{2}$, $\Delta k = k_3^j - k_1^i - k_1^k$, et k_1^i est la constante de propagation du faisceau à ω_1 qui est polarisé dans la direction de i . La solution de l'équation pour $E_{3j}(0) = 0$, pour une longueur L du cristal, est :

$$E_{3j}(L) = -i\omega\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}d'_{ijk}E_{1i}E_{1k}\frac{e^{i\Delta kL}-1}{i\Delta k} \quad \text{eq. 3.20}$$

d'où :

$$E_{3j}(L)E_{3j}^*(L) = \frac{\mu_0}{\varepsilon}\omega^2(d'_{ijk})^2E_{1i}^2E_{1k}^2L^2\frac{\sin^2\frac{\Delta kL}{2}}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2} \quad \text{eq. 3.21}$$

avec $\varepsilon = \varepsilon_3$. Pour obtenir une expression du rendement de puissance pour le deuxième harmonique, nous employons la relation de la densité de puissance :

$$\frac{P^{2\omega}}{A} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_{3j}E_{3j}^* \quad \text{eq. 3.22}$$

où A est la section du faisceau. Si on utilise l'expression (eq. 3.21), on a :

$$\frac{P^{2\omega}}{A} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}\omega^2(d'_{ijk})^2E_{1i}^2E_{1k}^2L^2\frac{\sin^2\frac{\Delta kL}{2}}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2} \quad \text{eq. 3.23}$$

Si on prend en compte le fait que la densité de puissance à la fréquence ω vaut :

$$\frac{P^\omega}{A} = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_0 n}{\mu_0}E_{1i}E_{1i}^* \quad \text{eq. 3.24}$$

Le rendement de conversion $\rho = \frac{P^{2\omega}}{P^\omega}$ devient ainsi :

$$\rho = 2\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{\omega^2(d'_{ijk})^2L^2}{n^3}\left(\frac{P^\omega}{A}\right)\frac{\sin^2\frac{\Delta kL}{2}}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2} \quad \text{eq. 3.25}$$

(nous avons pris $\varepsilon_1 \cong \varepsilon_3 = \varepsilon_0 n$).

Cette formule importante montre que le rendement dépend par exemple fortement de la condition d'accord de phase ($\Delta k = 0$).

III.6.1.1. L'accord de phase dans la GSH

Il découle de ce qui précède que pour avoir une GSH efficace, il faut avoir : $\Delta k = 0$, où $\omega_3 = 2\omega$, et $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. On a : $k^{2\omega} = 2k^\omega$. Si $\Delta k \neq 0$, l'onde du second harmonique produite sur un certain plan (z_1) sera propagée jusqu'à un autre plan (z_2) où l'onde harmonique générée peut avoir une phase différente de la première.

L'interférence est décrite par le facteur : $\sin^2 \frac{\Delta k L}{2} / \left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2$.

Deux pics adjacents de ce modèle d'interférence spatiale sont séparés par la longueur de cohérence l_c :

$$l_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k^{2\omega} - 2k^\omega} \quad \text{eq. 3.26}$$

Dans un milieu non-biréfringent, cette longueur est ainsi la longueur maximale du cristal qui est utilisée dans une GSH efficace. Δk est donné par l'expression suivante :

$$\Delta k = k^{2\omega} - 2k^\omega = \frac{2\omega}{c}(n^{2\omega} - n^\omega), k^\omega = \frac{\omega n^\omega}{c} \quad \text{eq. 3.27}$$

l_c vaut alors :

$$l_c = \frac{\pi c}{\omega(n^{2\omega} - n^\omega)} = \frac{\lambda}{2(n^{2\omega} - n^\omega)} \quad \text{eq. 3.28}$$

où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre du faisceau fondamental.

Dans un matériau isotrope, la longueur de cohérence est de l'ordre de 100 μm (à 1 μm , $n^{2\omega} - n^\omega \sim 10^{-2}$). Pour augmenter l'efficacité de GSH on utilise un cristal biréfringent. La variation différente des indices ordinaire et extraordinaire peut permettre la condition d'accord de phase $\Delta k=0$. L'indice de réfraction aux fréquences fondamentales de génération du second harmonique doit

satisfaire : $n^\omega = n^{2\omega}$. Ainsi, on voit sur la formule Eq.3.21 que : $\frac{\sin^2 \frac{\Delta k L}{2}}{\left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2} = 1$. Pour les matériaux

normalement dispersifs, l'indice de l'onde ordinaire ou de l'onde extraordinaire, pour une direction donnée, augmente avec ω . La GSH n'est généralement pas possible quand les deux faisceaux ω et 2ω sont du même type (ordinaires ou extraordinaires).

La dépendance de l'indice de réfraction de l'onde extraordinaire n_e dans un cristal uni-axial en fonction de l'angle β , angle entre la direction de propagation et l'axe optique (z) du cristal, est donnée par :

$$\frac{1}{n_e^2(\beta)} = \frac{\cos^2 \beta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \beta}{n_e^2} \quad \text{eq. 3.29}$$

On voit qu'il existe un angle β_m tel que : $n_e^{2\omega} = n_o^\omega$. Donc avec deux ondes de nature différente, ordinaire et extraordinaire, la condition d'accord de phase peut être réalisée en adaptant l'angle d'incidence. D'autres situations permettent cet accord de phase avec la température du cristal.

III.6.1.2. La GSH pour un faisceau gaussien

Ce qui précède n'est valable que pour le cas d'une onde plane. Dans le cadre de l'optique gaussienne, il faut aussi prendre en compte la divergence du faisceau pour estimer l'efficacité de conversion (eq. 3.21). En effet, pour un faisceau gaussien, la section du faisceau diminue jusqu'à ce que celui-ci soit focalisé sur le cristal non-linéaire. Une situation typique est présentée sur la Figure 3.16.

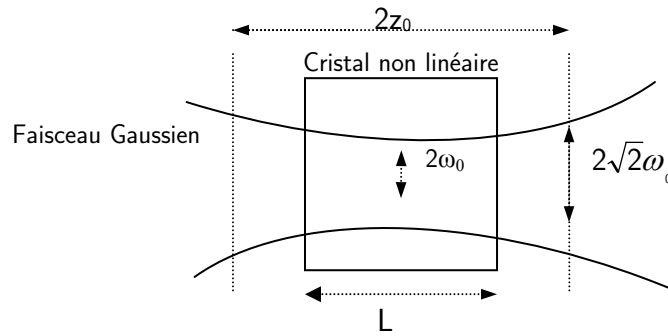


Figure 3. 16 Faisceau gaussien focalisé dans un cristal non linéaire.

III.6.1.3. Faisceau gaussien focalisé dans un cristal non-linéaire

La longueur de Rayleigh $z_0 = \frac{\pi n \omega_0^2}{\lambda}$ est la distance sur laquelle la section du faisceau est multipliée par $\sqrt{2}$ par rapport à sa valeur au waist. Si la longueur du cristal L est plus petite que z_0 , la section du faisceau est presque constante dans le cristal, et on peut utiliser le résultat obtenu dans le cas d'une onde plane :

$$|E^{2\omega}|^2 = \frac{\mu_0}{\varepsilon} \omega^2 d_{ijk}^2 |E^\omega|^4 L^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta k L}{2}}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2} \quad \text{eq. 3.30}$$

avec $E^\omega(r) \cong E_0 e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}}$.

La puissance vaut :

$$P^\omega = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \int_{\text{section}} |E^\omega|^2 dx dy \cong \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} E_0^2 \frac{\pi \omega_0^2}{4} \quad \text{eq. 3.31}$$

Le rendement de conversion pour un faisceau Gaussien devient alors :

$$\rho = \frac{P^{2\omega}}{P^\omega} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega^2 d^2 L^2}{n^3} \frac{P^\omega}{\pi \omega_0^2} \frac{\sin^2 \frac{\Delta k L}{2}}{\left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2} \quad \text{eq. 3.32}$$

où $n^\omega \approx n^{\omega_0}$, et $d'_{ijk} = d$.

L'équation est identique à celle des ondes planes, et on peut l'appliquer pour le faisceau Gaussien. A cause de la dépendance en L^2 du rendement, nous serons tentés d'utiliser un cristal long. Mais quand la longueur L est supérieure à $2z_0$, l'augmentation de la section de faisceau réduira l'efficacité de conversion. Le maximum d'efficacité a lieu typiquement pour : $L \cong 2z_0$.

La condition de « focalisation confocale » s'écrit :

$$L = 2z_0 = 2 \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda} \quad \text{eq. 3.33}$$

Pour cette condition, on a :

$$\left. \frac{P^{2\omega}}{P^\omega} \right|_{\text{confoc}} = \frac{2}{\pi c} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega^3 d^2 L}{n^2} P^\omega \frac{\sin^2 \frac{\Delta k L}{2}}{\left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2} \quad \text{eq. 3.34}$$

On serait alors tenté d'augmenter la longueur du cristal. Mais il se produit un phénomène que nous ne décrivons pas ici : le « walk off ». Les ondes ordinaire et extraordinaire ne voyagent pas dans la même direction dans le cristal. Elles se séparent au bout d'une certaine distance et n'interfèrent plus. C'est le « walk off » qui détermine la longueur du cristal.

Le bêta borate de baryum (BBO) que nous avons utilisé est un cristal non-linéaire qui a une symétrie rhomboédrique. L'indice de réfraction pour $\lambda = 330$ nm est $n_o = 1.7215$ pour l'onde ordinaire, et $n_e = 1.583$ pour l'onde extraordinaire.

III.6.2. Description du laser sans mode UV utilisé dans la suite de ce travail

Nous avons construit au laboratoire, pendant ce travail de thèse, un laser sans mode UV, afin de parvenir à exciter à un photon à 330 nm l'atome de sodium. La cavité laser est linéaire (en ondes stationnaires) en L , qui comporte trois miroirs : M_1 avec coefficient de transmission 50%, et M_2 et M_3 à réflexion totale. Le milieu amplificateur est le jet de colorant Radiant Dye. Le colorant utilisé est le DCM dilué dans 1/3 d'alcool Benzylque et 2/3 d'éthylène glycol pour obtenir la longueur d'onde à 660 nm. Le jet est placé au point confocal intra-cavité et pompé par le laser Spectra Physics. La cavité du laser sans mode comporte un modulateur acousto-optique (fonctionnant à 35 MHz) qui effectue le décalage en fréquence (70 MHz) et qui, en jouant le rôle de réseau de diffraction, réalise un premier affinement spectral. Le filtre de Lyot et l'étalon Fabry-Pérot d'intervalle spectral libre (ISL) de 225 GHz assure un affinement spectral d'environ 17.8 GHz. Pour

obtenir le rayonnement à 330 nm extracavité, on effectue un doublage en fréquence dans un cristal de BBO. Le faisceau issu du laser à 660 nm est focalisé dans le cristal de BBO à l'aide d'une lentille de distance focale 10 cm. La mise en forme du faisceau est effectuée grâce à une lentille cylindrique de distance focale 10 cm. Le schéma du laser est présenté sur la figure 3.17.

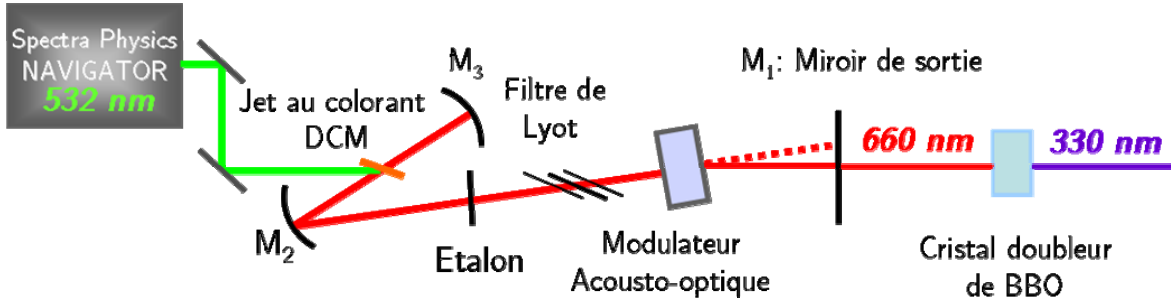


Figure 3.17 : Schéma de l'oscillateur sans mode impulsionnel UV. Le jet de colorant (DCM) est pompé par le laser impulsionnel (Spectra-Physics Navigator II). La cavité contient le modulateur acousto-optique, l'étalon Fabry-Pérot et le filtre de Lyot. Le doublage en fréquence est réalisé extracavité, par un cristal de BBO.

III.6.3. L'aspect temporel du laser sans mode UV

L'analyse spectrale du laser sans mode UV a été effectuée avec une photodiode rapide Thorlabs (temps de montée 1 ns) et enregistrée avec un oscilloscope de bande passante 500 MHz. Pour un taux de répétition de 17 kHz et une puissance en sortie du laser de pompe de 1.75 W, la largeur d'impulsion du laser UV à mi-hauteur est d'environ 45 ns. Cette caractéristique a été maintenue constante dans la suite.

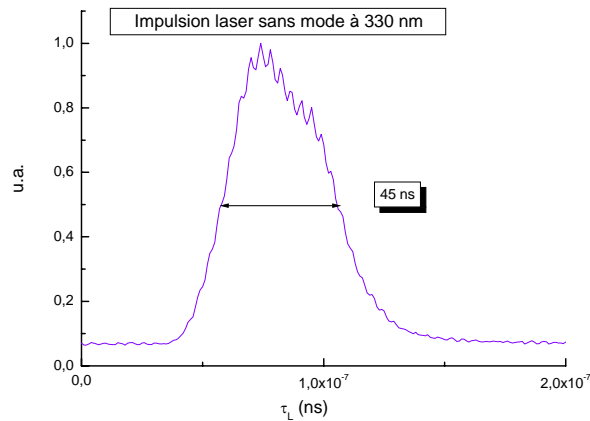


Figure 3.18 : Impulsion du laser sans mode UV.

III.6.4. L'aspect spectral du laser sans mode UV

Pour l'étude de l'aspect spectral du laser sans mode on a utilisé un système composé d'un monochromateur haute résolution Sopra 2000 et d'une barrette de photodiodes (système décrit

dans le paragraphe IV.2). Une puissance de 200 μW à 330 nm était suffisante pour la réalisation de cette mesure, malgré le faible rendement du monochromateur et de la barrette de photodiodes à cette longueur d'onde.

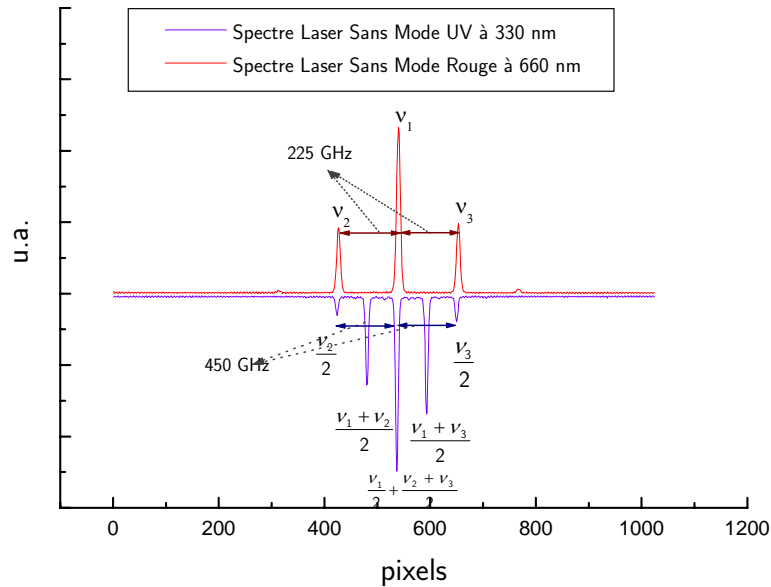


Figure 3.19 : Spectre du laser sans mode en impulsion à 660 nm et à 330 nm. A 660 nm il présente trois modes de l'étalon Fabry-Pérot, et celui à 330 nm cinq modes. L'écart entre deux modes est égal à 225 GHz, l'intervalle spectral libre de l'étalon en ultraviolet est 450 GHz. Trois modes sont donnés par l'étalon et les deux autres par la combinaison de longueur d'onde dans le cristal de BBO qui réalise l'addition en fréquence.

Sur la figure 3.19, on représente le spectre du laser sans mode 660 nm et celui à 330 nm. On peut observer que le laser à 660 nm présente trois modes de l'étalon Fabry-Pérot espacés de 225 GHz, par contre, celui à 330 nm en présente cinq. Dans des conditions idéales, si on avait un seul mode de l'étalon en visible, on n'obtiendrait qu'un seul mode en UV par doublage en fréquence. Le mode central du laser UV est une somme de plusieurs composantes, comme le montre la figure 3.19 : la composante donnée par le doublage en fréquence du mode central du laser 660 nm correspond à l'addition en fréquence des deux autres modes adjacents. Les modes UV adjacents au mode central représentent l'addition en fréquence du mode central à 660 nm avec les modes adjacents. Les deux derniers sont seulement donnés par le doublage en fréquence des modes adjacents du laser 660 nm. L'écart entre les cinq modes est égal à 225 GHz, même si l'intervalle spectral libre de l'étalon en UV était de 450 GHz. On a supposé que le laser UV conserve l'aspect sans mode du laser visible. Nous n'avons pas effectué d'analyse de mode dans ce sens.

Les mesures des largeurs spectrales du laser sans mode à 660 nm et à 330 nm donnent respectivement 12.6 MHz et 17.8 GHz. Cette dernière largeur est environ 4 fois plus grande que celle de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$.

III.6.5. Qualité de faisceau

Une analyse spatiale du faisceau n'a pas été réalisée dans ce travail, car la qualité des faisceaux n'est pas importante ici. Nous avons simplement adapté le faisceau UV pour obtenir la bonne densité de puissance dans la zone d'observation et une surface constante sur cette même zone. Ce laser a été conçu pour réaliser des expériences de photométrie en laboratoire. Pour atteindre et même dépasser le seuil de saturation, le faisceau issu du laser UV est mis en forme à l'aide d'un système de lentille, pour obtenir un waist inférieur à 100 μm (voir chapitre suivant).

III.7. Laser sans mode UV vs Laser multimodes UV

III.7.1. L'oscillateur multimode UV pompé en impulsions

Notre laser sans mode pompé en impulsions offre aussi la possibilité d'un fonctionnement multimode (figure 3.20). Pour cela il y a deux solutions envisageables : soit de faire fonctionner le laser sans mode sur l'ordre zéro du cristal acousto-optique et couper la RF, et donc aucun décalage en fréquence ne se produit, soit d'enlever le cristal acousto-optique de la cavité laser. Nous avons adopté la deuxième solution, car le cristal acousto-optique introduit des pertes dans la cavité et son utilisation pour un fonctionnement multimode n'est pas nécessaire. Pour composer la sélectivité spectrale du modulateur acousto-optique, nous avons inséré un deuxième étalon « wedge » dans la cavité du laser. Pour le doublage en fréquence on utilise le même montage.

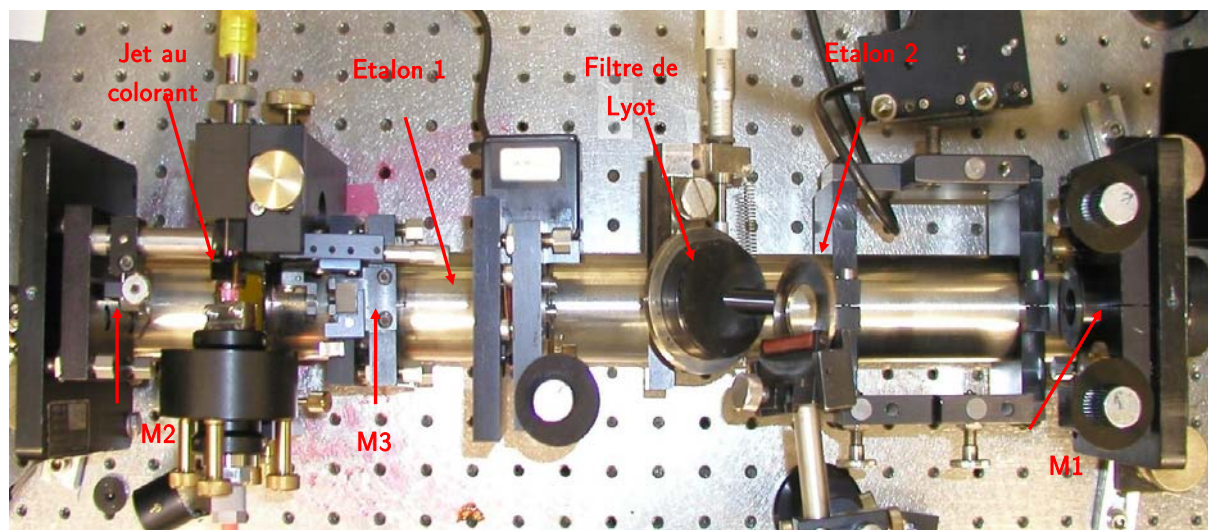


Figure 3.20 : La cavité de l'oscillateur multimode comporte un jet à colorant (R6G pour le laser à 589 nm, 569 nm, et 578 nm, et DCM pour le laser à 660 nm) pompé par un laser en impulsion Nd : Yag, doublé en fréquence. Les miroirs M_2 et M_3 sont à haute réflexion pour chaque longueur d'onde : 14%, 50% et 12% pour le miroir de sortie M_3 et pour respectivement 589 nm, 660 nm, et 569 nm. Les trois éléments sélectifs en fréquence de cette cavité sont : un étalon Fabry-Pérot, un Wedge, et un filtre de Lyot.

III.7.2. Caractérisation spectrale, spatiale et temporelle du laser multimode

Le profil spectral est similaire à celui du laser sans mode. La largeur totale à mi-hauteur est d'environ 16.5 GHz (un peu plus étroite que celui du laser sans mode). Ceci est normal car les pertes dans la cavité sont moins importantes (il n'y a plus le cristal acousto-optique). Comme dans le cas du laser sans mode le profil spatial ne présente pas d'intérêt pour nos expériences, celui-ci n'a donc pas été investigué. Par contre, ce qui a fortement attiré notre attention était le profil temporel de l'impulsion du laser UV.

Profil temporel du laser multimode

Dans un premier temps, l'impulsion du laser a été relevée avec une photodiode Thorlabs (1 ns) et un oscilloscope Tektronics (500 MHz). Une modulation en amplitude est observée pour le profil de l'impulsion. Pour augmenter la résolution de l'analyse, on relève l'impulsion UV à l'aide d'une photodiode très rapide de 500 ps et d'un oscilloscope Lecroy avec une bande passante de 1 GHz. Sur la figure 3.21.b on présente les impulsions des lasers UV, à 660 nm, et Spectra Physics. Les trois impulsions montrent une forte modulation en amplitude. Ce phénomène est généré par les battements de quelques modes longitudinaux de la cavité du laser Spectra Physics (Yag Q-switched). Plusieurs études [Kao2004] et [Hariharan1993] prouvent que les battements des modes longitudinaux ou transversaux génèrent des modulations en amplitude. Comme l'illustre la figure 3.21, compte tenu de la longueur de la cavité du laser Spectra Physics, ces modulations se produisent dans le domaine nanoseconde. La distance entre deux micro-impulsions peut être mesurée précisément : elle est d'environ 4.2 ns. La réponse des colorants est elle aussi dans le domaine nanoseconde. Ainsi, il est normal que les impulsions du laser sans mode visible et UV soient modulées.

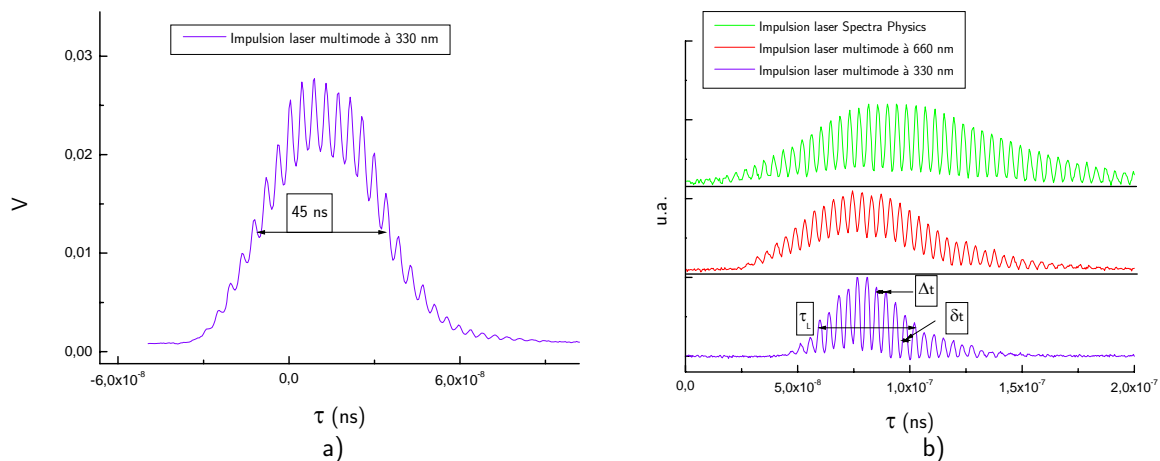


Figure 3.21 : a) Impulsion du laser multimode UV relevée à l'aide de la photodiode Thorlabs (1 ns) et de l'oscilloscope Tektronics (500MHz) ; sur le sommet de l'impulsion, on observe des microstructures. b) Comparaison entre les impulsions des lasers multimodes à 660 nm et à 330 nm et l'impulsion du laser de pompe, relevées avec une photodiode rapide (500 ps) et un oscilloscope Lecroy (1 GHz). Les trois impulsions montrent une modulation en amplitude.

Si la modulation du laser passe par zéro, l'impulsion peut être considérée comme un train de micro-impulsions et donc la largeur spectrale d'un mode du laser multimode sera donnée par celle de la transformée de Fourier d'une micro-impulsion. La largeur apparente d'une telle micro impulsion dans le domaine temporel est plus grande que sa largeur réelle à cause du trigger de l'oscilloscope, qui provoque une perte de la phase. Pour réaliser une mesure plus judicieuse, nous avons mesuré le signal dans le domaine des fréquences. L'oscilloscope Lecroy est capable d'additionner les transformées de Fourier (TF) de chaque impulsion unique. Ceci est très important pour ne pas perdre la phase. Nous avons réalisé une analyse numérique afin de pouvoir évaluer la largeur à mi-hauteur d'une micro impulsion.

La somme des transformées de Fourier des impulsions est présentée sur la figure 3.22. On définit la distance entre deux micro-impulsions Δt , la largeur à mi-hauteur d'une micro impulsion δt , et la largeur de l'enveloppe τ_L . Dans l'espace de Fourier, la distance entre deux pics est $1/\Delta t$ et δ_{tf} correspond à la largeur à mi-hauteur de la TF d'une micro-impulsion. Elle est reliée à δt . Cette largeur est celle de l'enveloppe de la TF. Si on suppose que la forme d'une micro-impulsion est une gaussienne, alors sa transformée de Fourier est aussi une gaussienne. Au passage de l'espace temps à l'espace de Fourier des fréquences, il faut aussi tenir compte de la relation entre les largeurs à mi-hauteur dans les deux espaces. On a : $\delta_{tf} = \frac{\log(2)}{\pi\sqrt{2}} \frac{1}{\delta t} \approx 0.156 \frac{1}{\delta t}$. Les « fits » de cette enveloppe sont représentés en pointillés sur la figure 3.22, ce qui donne une valeur d'environ 320 MHz (largeur totale à mi-hauteur).

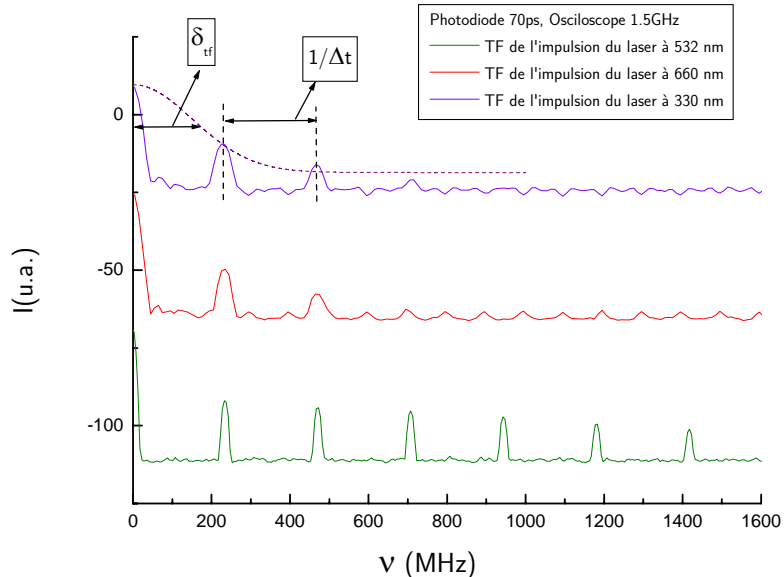


Figure 3.22 : Spectre Fourier des impulsions des lasers UV, à 660 nm, et Spectra Physics.

La simulation numérique suivante est réalisée avec une série d'impulsions. Chaque impulsion f_i est une somme de gaussiennes de largeur δt , distantes de Δt , et multipliée par une enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur τ_L . Une phase aléatoire φ_i , dont la valeur moyenne est une fraction de Δt , est rajoutée à chaque impulsion pour simuler le problème lié au trigger de l'oscilloscope :

$$f_i(t) = e^{-\frac{\ln 2}{\tau_L} t^2} \sum_j a_j \cdot e^{-\frac{\ln 2 (t-j\Delta t + \phi_j)^2}{\delta^2}} \quad \text{eq. 3.35}$$

$$F(\nu) = |TF(f(t))| \quad \text{eq. 3.36}$$

où $F(\nu)$ est le module de la transformée de Fourier de $f(t)$, et $f_i(t)$ représente une impulsion unique.

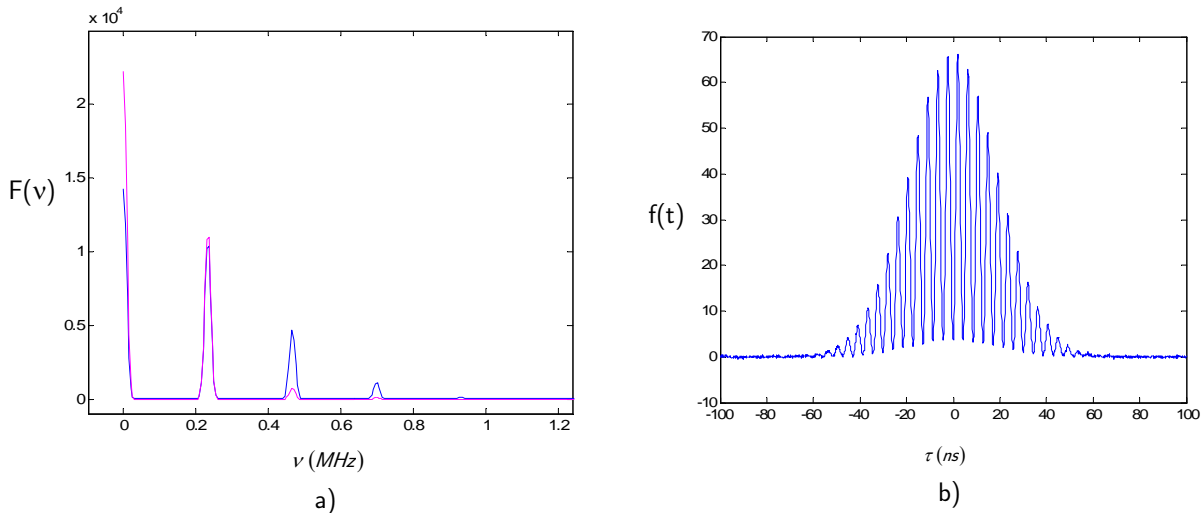


Figure 3.23 : Simulations : a) $|TF|$ des impulsions : en bleu somme des $|TF|$, en rose $|TF|$ de la somme UV. b) Somme des impulsions $f(t)$ de largeur 45 ns.

Les simulations numériques (Figure 3.23.a) montrent nettement la différence entre la somme de TF des impulsions uniques (en bleu), et celle de la TF de la somme des impulsions (en rose). Pour ce dernier cas, on observe bien que l'enveloppe de la gaussienne se rétrécit, et donc dans l'espace des temps ceci se traduit par une surévaluation de la largeur d'une micro impulsion. La Figure 3.23.b montre le moyennage de l'impulsion laser UV dans les conditions « réelles » (bruit et jitter du trigger). Ceci explique pourquoi sur les figures, les modulations en amplitude ne descendent pas toujours à zéro. La mesure de la largeur d'un mode du laser multimode n'est donc possible que si on sait réaliser la somme des $|TF|$ en temps réel. C'est ce que l'oscilloscope Lecroy nous à permis de faire. Nous avons trouvé une largeur à mi-hauteur d'environ 150 MHz. Cette valeur sera prise dans toute la suite.

Conclusion : le laser sans mode, un outil pour atténuer le phénomène de saturation

Il est bien connu que le meilleur moyen d'éviter la saturation de l'atome de sodium est l'utilisation de lasers continus. (La saturation de l'étoile LGS apparaît à partir de 90 W /m² par classe de vitesse). Cependant, il est difficile de concevoir des lasers continus à fortes puissances aux longueurs d'onde où nous travaillons (589 nm, 569 nm, et 330 nm), c'est la raison pour laquelle la plupart des télescopes du monde utilise des lasers pulsés (Keck II, Lick, et Subaru). Dans ce cas, les puissances crêtes délivrées par ces lasers, qui ont des largeurs d'impulsions très courtes,

provoquent l'apparition du phénomène de saturation. Les études réalisées par Wels&Gardner en 1989, et Avicola en 1994, montrent que si l'énergie du laser est répartie sur un grand nombre de classes de vitesses, le phénomène de saturation peut être diminué. Un laser monomode excite en général une seule ou un faible nombre de classes de vitesses de l'atome de sodium, l'effet de la saturation apparaît donc pour une puissance laser relativement faible. Dans le cas où l'énergie est répartie sur un grand nombre de classes de vitesses, on peut augmenter la puissance moyenne de façon importante tout en augmentant l'efficacité du processus de génération des étoiles laser. La largeur d'une classe de vitesse est de l'ordre de la largeur homogène de la transition. Le profil spectral Doppler du sodium en phase gazeuse est beaucoup plus grand que la largeur homogène. Par exemple pour la raie D₂ du sodium on obtient quelques centaines de classes de vitesse (largeur homogène de 10 MHz et largeur Doppler/Hyperfine de l'ordre de 1 GHz). Cet effet de saturation peut être diminué si l'on utilise des lasers à modulation de phase comme le montre Schöck et al. en 2000. Un facteur 1,8 est obtenu sur l'efficacité par rapport à un laser monomode. Dans le but de faire mieux, un laser sans mode a été développé dans notre équipe. La figure 3.24 montre une comparaison entre les profils des différents lasers obtenus et ceux des raies atomiques du sodium

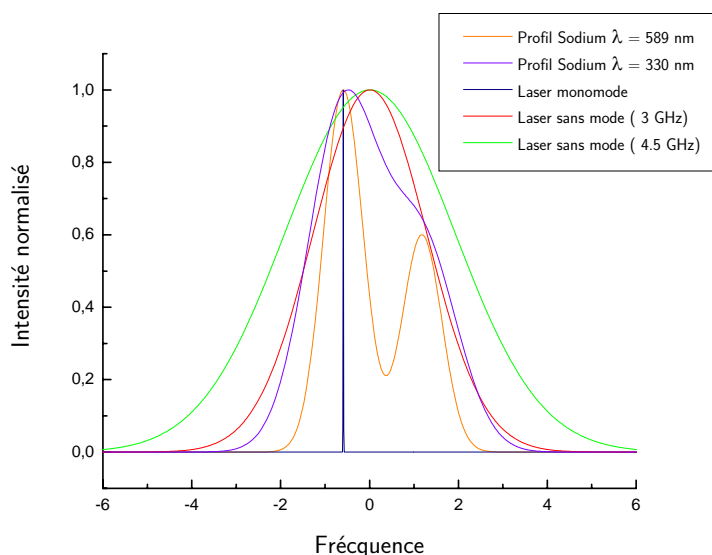


Figure 3.24 : Spectres de la raie D₂ Doppler-hyperfine du sodium mésosphérique, d'un laser monomode, et du laser sans mode avec deux largeurs (3 et 4,5 GHz).

Il a été montré expérimentalement [Pique 2004] un gain de 5 sur le flux de fluorescence (Figure 3.25) pour le cas d'un laser sans mode, par rapport à un laser monomode (laser Coherent-599-21 d'une largeur de 1 MHz).

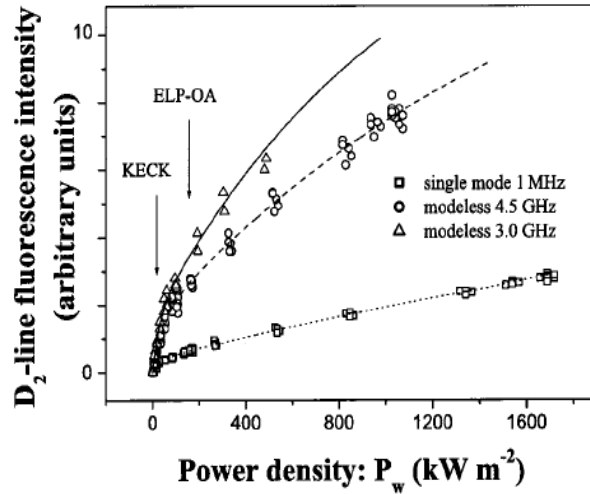


Figure 3.25 : Mise en évidence expérimentale du gain du laser sans mode sur l'efficacité d'excitation de la transition D_2 de l'atome de sodium par rapport au laser monomode (1 MHz).

Un facteur environ égal à 10 est prévu 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. Ce point sera discuté dans le chapitre 5. Ceci impose le choix du laser sans mode pour la génération d'étoiles laser, devant d'autres systèmes existants. C'est avec des lasers sans mode que nous avons réalisé nos expériences de photométrie sur l'atome de sodium décrites dans la suite de ce travail.

Références

- [Abedin2003]: K.M. Abedin, M. Alvarez, A. Costela, I. García-Moreno, O. García, R. Sastre, D.W. Coutts and C.E. Webb, *Opt. Comm.* 218 (2003) 359.
- [ENS-AO]: J-F. Roch « Diffraction acousto-optique », (ENS Cachan-France) 2002.
- [Ewart1985]: P.Ewart, "A modeless, variable bandwidth, tuneable laser", *Optics Com.*, 55, 124 (1985).
- [Foy&Pique2003]: R.Foy, and J.-P. Pique "Lasers in Astronomy." *Handbook of Laser Technology and Applications* Ed. C E Xebb, University of Oxford, UK.
- [Friedman1995]: H.W.Friedman et al. *SPIE*, Vo12534, 150-160, 1995.
- [Friedman1998]: H. W.Friedman et al. 1998, *Proc. SPIE*, 3353, 260.
- [Fesquet2007]: Thèse Université Joseph Fourier, Grenoble, 2007
- [Hariharan1993]: P.Hariharan, I.Fujima, N. Brown, *Journal of modern physics* 40(8), pp1477,1993
- [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]: F. V.Kowalski, J. A. Squier et al. (1987). "Pulse generation with an acousto-optic frequency shift in a passive cavity." *Applied Physic Letter* 50(12): 711.
- [Kao2004]: C. Daniel Kao and Timothy J. Kane *Optics Letters*, Vol. 29, No. 11 ,June 1, 2004 /
- [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.
- [Pique&Farinotti2003]: J.Pique 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. Moldovan, V. Fesquet, "Concept for polychromatic laser guide stars: one-photon excitation of $4P_{3/2}$ level of a sodium atom", *J. Opt. Soc. Am. A*, 23,2817-2827 (2006).

Chapitre IV :

Expériences de photométrie en laboratoire dans le cadre de la production des Etoiles Laser Monochromatique et Polychromatique

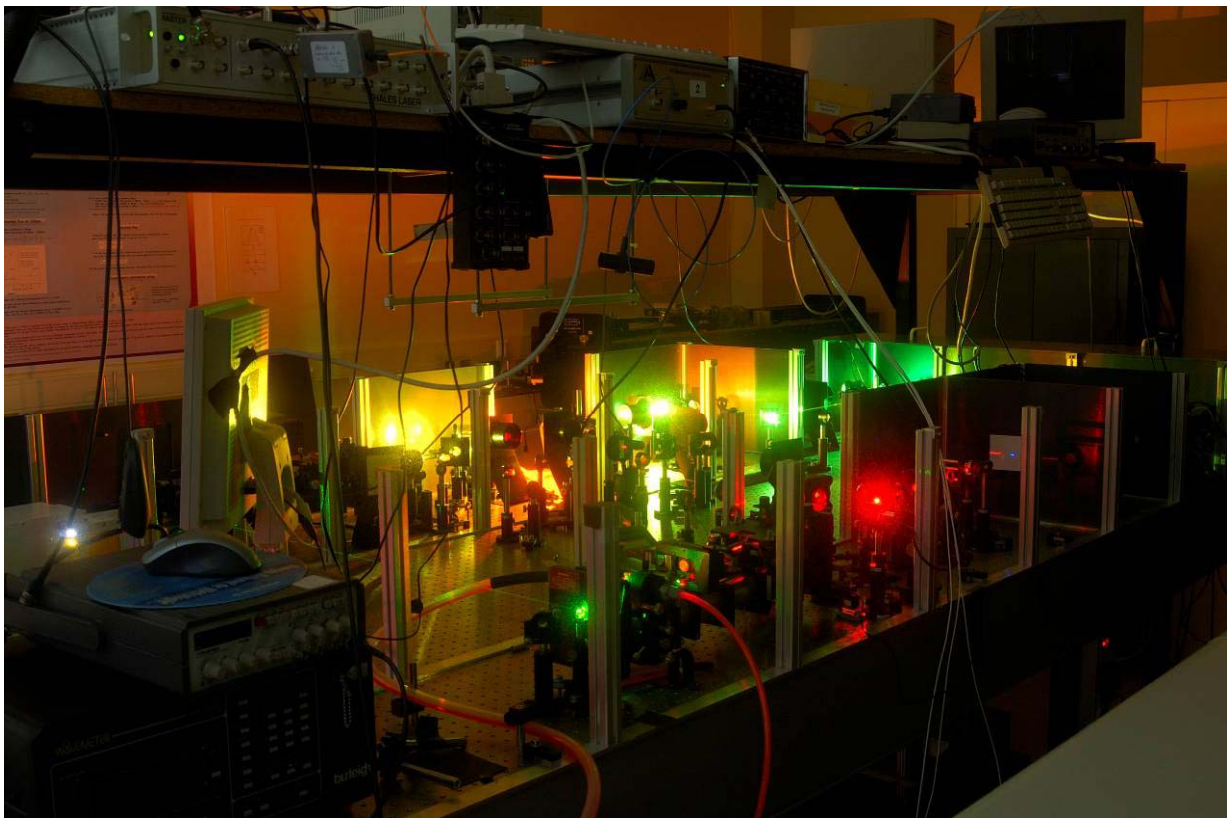


Figure 4.0 : *Dispositif expérimental installé au Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble. Il s'agit du montage permettant la réalisation des expériences de photométrie en laboratoire en excitant différentes transitions de l'atome de sodium.*

Introduction

Dans ce chapitre nous décrivons la conception et la mise en œuvre d'expériences de photométrie (mesures absolues), réalisées au sein du LSP de Grenoble, dans le cadre du projet Etoile Laser Monochromatique et Polychromatique. Ces expériences ont permis la réalisation d'une étude comparative de faisabilité entre l'excitation résonante à un photon à 589 nm et 330.24 nm, et à deux photons à 589 nm et 569 nm, et l'excitation non résonante à 2x578 nm de l'atome de sodium ; et, la validation expérimentale du modèle qui sera développé dans le chapitre 5.

Une expérience de photométrie est très difficile à réaliser et à interpréter, surtout lorsqu'elle fait intervenir la mesure précise des flux de photons de fluorescence absolue émis par un atome ou molécule dans différents cas d'excitation laser. Quand la largeur atomique est du même ordre de grandeur que la largeur spectrale du laser (mais pas égale), et quand de nombreux paramètres variables interviennent dans l'expérience, il est nécessaire de trouver une méthode de calibration très précise pour chacun de ces paramètres, afin de pouvoir exprimer avec la meilleure précision possible le flux de fluorescence mesuré en flux de fluorescence absolu : ceci a constitué une des principales difficultés dans nos expériences. Ce type de calibration nécessite toujours des dispositifs de mesure de très haute sensibilité, capables de mesurer avec une grande précision tous nos paramètres. Il a donc fallu acquérir des appareils de haute performance afin de mettre en place cette expérience difficile.

Grâce aux expériences de photométrie mises en œuvre, on a cherché à obtenir des mesures de flux de fluorescence absolu émis par l'atome de sodium en fonction de la puissance laser excitatrice.

On a excité plus particulièrement quatre transitions différentes de l'atome de sodium :

- $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ à un photon résonant à 589 nm,
- $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ à un photon résonant à 330.24 nm,
- $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ à deux photons résonants à 589 nm et 568.8 nm,
- $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ à deux photons non-résonant à 578.73 nm,

et ceci, avec des lasers sans mode et multimodes.

Dans ce chapitre nous décrivons en détail le montage expérimental, puis, nous parlerons des moyens expérimentaux, des éléments intervenant dans la calibration des paramètres, et expliquerons les mesures réalisées.

IV.1. Description générale des montages expérimentaux

Dans ce paragraphe nous décrivons et énumérons tous les éléments impliqués dans l'expérience de photométrie. Nous commencerons d'abord par une description générale de nos montages expérimentaux réalisés au LSP, et illustrés dans les figures 4.1 et 4.2, qui permettent l'excitation à un photon puis à deux photons de l'atome de sodium, et enfin, nous passerons à une description plus détaillée de tous les éléments constitutifs. Le laser sans mode UV est décrit dans le chapitre 3.

IV.1.1. Montage expérimental en laboratoire pour la photométrie à un photon à 330 nm (cf. figure 4.1)

L'expérience de photométrie pour l'excitation à un photon UV (330 nm) est composée d'un laser à colorant sans mode fabriqué au LSP spécialement pour ces expériences, dont le milieu amplificateur est pompé optiquement par un laser en impulsion de marque Spectra Physics. La cavité du laser sans mode est formée de trois miroirs, et comporte trois éléments sélectifs du point de vue spectral : un filtre de Lyot, un étalon, et un cristal acousto-optique. Ce dernier donne aussi au laser la propriété sans mode. Le faisceau issu de la cavité laser est doublé en fréquence à l'aide d'un cristal de BBO, pour atteindre la longueur d'onde d'excitation à un photon, c'est à dire 330 nm. Une lame demi-onde permet le choix de la polarisation et de l'intensité du laser. Une lentille de longueur focale $f_1 = 10$ cm focalise le faisceau à 660 nm dans un cristal de BBO d'une épaisseur de 5 mm et une lentille cylindrique de même distance focale f_1 permet de réduire la divergence perpendiculairement à la direction de l'accord de phase du faisceau UV à 330nm. Le faisceau est ensuite collimaté à l'aide d'un système composé de deux lentilles UV de distances focales $f_3 = 17,5$ cm et $f_4 = 20$ cm.

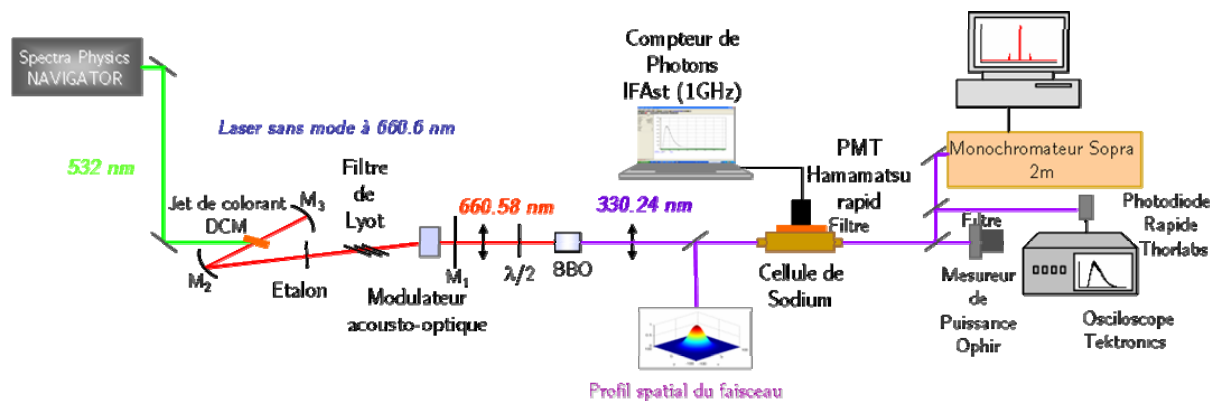


Figure 4.1 : Schéma du montage expérimental réalisé pour l'expérience de photométrie à un photon à 330 nm. Sont représentés : le système laser UV (laser de pompe, cavité de l'oscillateur sans mode, système de doublage en fréquence), le système de détection et d'acquisition, le système de mesure de profils (spatial, spectral, et temporel), la cellule avec vapeurs de sodium et le détecteur de puissance.

Après le prélèvement opéré par une lame séparatrice $\lambda/10$, une partie du faisceau est focalisée dans une cellule de 4 cm d'épaisseur qui contient une vapeur de sodium pur, et l'autre partie sur le détecteur qui mesure le profil spectral. La cellule de sodium se trouve dans un four qui est lié à un système de contrôle permettant une stabilisation en température, à un centième de degré près. La dimension du faisceau est mesurée à l'aide d'un détecteur placé au point image correspondant au centre de la cellule de sodium.

L'atome de sodium est excité par le faisceau du laser, et la fluorescence émise par l'atome est détectée perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau, par un photomultiplicateur très rapide (500 ps) acheté chez Hamamatsu, relié à un préamplificateur (1 GHz) de même

marque. La monture du photomultiplicateur permet l'insertion des filtres interférentiels ou densités calibrés pour éviter la saturation du détecteur.

Le signal de fluorescence détecté est ensuite enregistré par le système très rapide (1 GHz) de comptage de photons IFAST-P7888 (incorporé à un ordinateur). Le déclenchement du comptage est synchronisé avec l'impulsion de pompe du laser Spectra Physics (l'horloge interne) à l'aide d'un générateur de délai « Masterclock » Thales. Le temps d'acquisition du signal de la fluorescence pour chaque point expérimental mesuré est de 60 secondes.

Un oscilloscope de marque Tektronics permet le contrôle de la synchronisation entre les deux signaux à tout moment. Par ailleurs, une photodiode Thorlabs (1 ns) connectée elle aussi à l'oscilloscope fournit la mesure de la largeur temporelle du laser d'excitation.

Un détecteur de puissance Ophir avec une très grande dynamique de 100 pW à 200 mW, mesure la puissance laser après la cellule de sodium.

La largeur spectrale du laser est mesurée à l'aide d'un monochromateur Sopra2000 de focale 2 m. Une barrette de photodiodes montée à la place de la fente de sortie du monochromateur, permet de relever le spectre laser. Une carte d'acquisition incorporée à un ordinateur assure l'enregistrement spectral grâce à un logiciel.

Les expériences en laser multimode utilisent un montage très similaire. La seule différence intervient dans la cavité laser. A la place du cristal acousto-optique, un étalon wedge est inséré, car la sélectivité spectrale du filtre de Lyot n'est pas suffisante dans le cas d'un pompage en impulsions (initialement construit pour une utilisation en laser continu).

Le montage expérimental utilisé pour les expériences de photométrie à un photon 589 nm et à deux photons non-résonants à 578 nm comporte les mêmes éléments, en dehors de la partie dédiée au doublage en fréquence qui n'intervient plus. L'oscillateur sans mode utilisé est celui qui fonctionne à 589 nm ; l'équipe possède maintenant deux cavités identiques. Celle pour générer 330 nm a été construite dans le cadre de ce travail. Pour la mise en forme du faisceau on utilise une lentille de distance focale $f = 75\text{cm}$ pour l'expérience à un photon, et un jeu des lentilles de distances focales $f = 75\text{ cm}$ et $f = 12,5\text{ cm}$ pour celle à deux photons non-résonants. Pour effectuer le changement de longueur d'onde du laser, on se sert de la propriété de réseau de diffraction du cristal acousto-optique (une simple variation de l'angle du faisceau incident intracavité change la longueur d'onde). En conséquence, on passe facilement de 589 nm à 578 nm.

IV.1.2. Montage expérimental en laboratoire pour la photométrie à deux photons (cf. figure 4.2)

Une autre expérience extrêmement importante dans le déroulement de ce travail est l'expérience de photométrie à deux photons résonants (589 nm + 569 nm). Le montage relatif est présenté dans la figure 4.2. Il est composé de deux lasers sans mode qui fonctionnent respectivement à 589 nm et à 569 nm (nous avons modifié le laser sans mode fonctionnant à 330 nm), et qui sont pompés simultanément par le même laser de pompe en impulsions Spectra Physics (les puissances laser sont du même ordre de grandeur que les puissances utilisées dans les expériences précédentes).

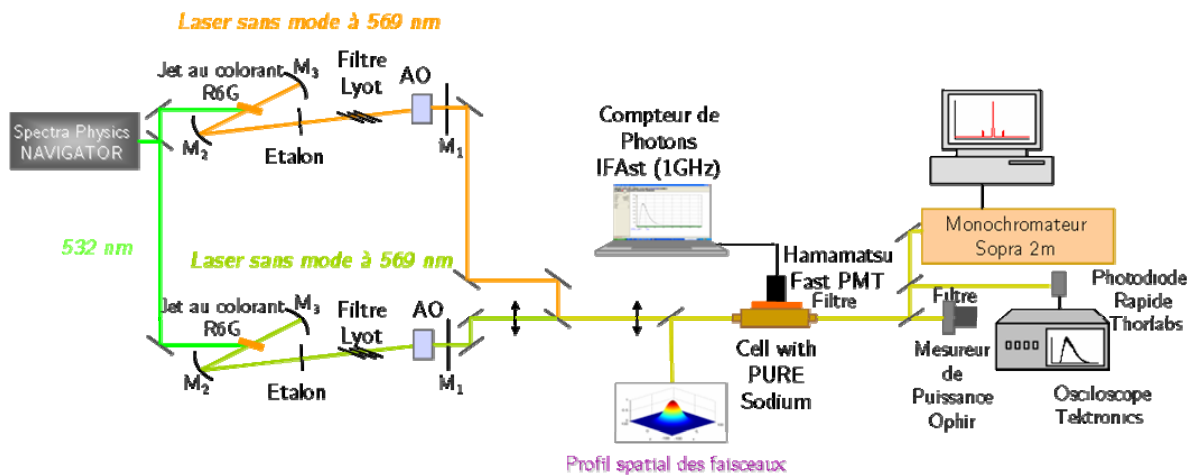


Figure 4.2 : Schéma du montage expérimental réalisé pour l'expérience de photométrie à deux photons à 589 nm et 569 nm. Sont représentés : les deux systèmes laser à 589 nm et 569 nm (laser de pompe, cavité de l'oscillateur sans mode), le module qui permet la superposition des deux faisceaux lasers de couleurs différentes, le système de détection et d'acquisition, le système de mesure du profil (spatial, spectral, temporel), la cellule avec vapeurs de sodium et le détecteur de puissance.

Une lame séparatrice 50-50 opère la séparation du faisceau de pompe en deux, et chacun des faisceaux pompe un oscillateur sans mode. Elle assure ainsi une synchronisation parfaite des deux lasers. Les cavités des deux oscillateurs sont identiques à celles décrites dans le paragraphe précédent, seuls les deux acousto-optiques utilisés dans chacune des cavités diffèrent : le premier fonctionne à 40 MHz (laser à 589 nm décrit dans la thèse de V. Fesquet), et l'autre à 35 MHz (laser décrit dans le chapitre précédent, fonctionnant à 660 nm et à 569 nm). Les faisceaux issus des deux cavités laser sont superposés à l'aide d'un système composé de quatre miroirs et d'une lame séparatrice 50-50. Deux lentilles de distances focales $f = 40$ cm, pour le faisceau à 569 nm, et $f = 1$ m, pour le faisceau composé de 589 nm et 569 nm, assurent la mise en forme spatiale des faisceaux laser. La superposition des faisceaux est contrôlée avec le même système qui permet l'enregistrement des profils spatiaux. Les autres éléments du montage sont identiques à ceux déjà décrits, ainsi qu'à ceux présents dans l'expérience de photométrie utilisant comme sources excitatrices des lasers multimodes.

IV.2. Caractéristiques des moyens expérimentaux, calibrations, et mesures

Une partie très importante dans l'interprétation des résultats est liée à l'étalonnage des grandeurs intervenant dans l'expérience de photométrie. Bien que la réalisation de mesures de paramètres en relatif soit relativement facile, cela devient extrêmement difficile quand il s'agit de la mesure des paramètres absolus. C'est la raison qui a imposé le choix des instruments de haute résolution que l'on décrira dans la suite. On a réalisé des expériences de photométrie avec des lasers « sans mode » déjà été décrit dans le chapitre précédent et des lasers multimodes. Ceci nous permettra une analyse de l'efficacité d'excitation de notre laser « sans mode » (cf. chapitre 5).

IV.2.1. Mesure de la largeur temporelle

Profils temporels des lasers sans mode

Les profils temporels des lasers utilisés dans nos expériences sont relevés à l'aide de photodiodes rapides Thorlabs DET210 (temps de montée de 1 ns), et visualisés avec un oscilloscope Tektronix TDS640A avec 500 MHz de bande passante. La largeur d'impulsion du laser de pompe Spectra Physics dépend de son taux de répétition et aussi de la puissance délivrée, phénomènes observés pour tous les lasers impulsions. Plus la largeur est grande, plus la puissance est faible. Cette particularité va influencer sur les largeurs d'impulsion de nos lasers sans mode. Pour un taux de répétition de 17 kHz et une puissance en sortie de 1.75 W, la largeur d'impulsion du laser de pompe est de 92 ns, et celles des lasers sans mode ainsi que du laser multimode est d'environ 70 ns (dans le visible). La figure 4.3 présente les profils des impulsions des lasers sans modes.

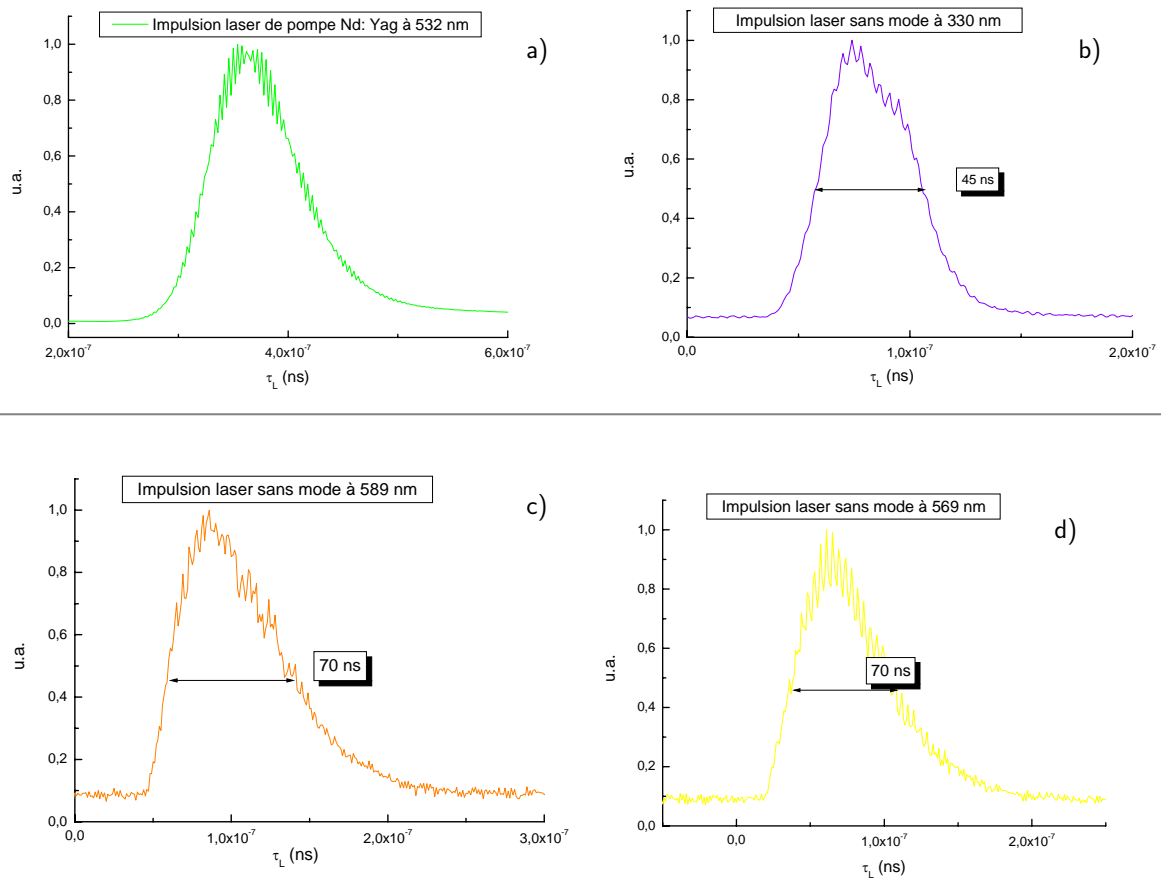


Figure 4.3 : Impulsions du laser sans mode relevées avec l'oscilloscope Tektronics et la photodiode Thorlab. a) Impulsion du laser de pompe Spectra Physic avec une largeur à FWHM de 90 ns. b) Impulsion du laser UV à 330 nm avec une largeur de 45 ns à FWHM. c) et d) Impulsions des lasers à 589 nm et à 569 nm, avec une largeur de 70 ns, et à FWHM. Le laser de pompe à une puissance nominale de 1.75 W pour les cas a) et b) et de 3.5 W pour les cas c) et d) quand le faisceau de pompe est divisé en deux faisceaux qui pompent en même temps les oscillateurs laser à 589 nm et 569 nm.

Les valeurs sont mesurées à mi-hauteur et on peut voir qu'elles ne varient pas avec la longueur d'onde (589nm, 578nm, 660nm, et 569nm). En ultraviolet, après le doublage en fréquence du laser, la largeur d'impulsion à 330 nm est de 45 ns.

Pour les premières courbes enregistrées en fonction de la puissance laser, les largeurs d'impulsions sont relevées pour chaque point expérimental enregistré, car on pensait que celles-ci variaient beaucoup. Après analyse de la variation de la largeur d'impulsion en fonction du temps, on décide de ne relever les impulsions qu'à chaque début et fin d'expérience, car on trouve de très faibles variations (inférieures à 9 %) entre les valeurs mesurées des impulsions. Notre laser a une stabilité temporelle élevée.

IV.2.2. Mesure de la largeur spectrale de la raie laser

L'analyse spectrale nous permet une comparaison entre la largeur spectrale du laser et le profil de la raie de l'atome de sodium, afin d'établir le pourcentage de la puissance laser qui excite cet atome. Elle se fait par le biais d'un monochromateur de marque Sopra2000 avec une résolution limitée par la barrette de photodiodes utilisée pour l'enregistrement du spectre.

IV.2.2.1. Caractéristiques du monochromateur Sopra2000

Le monochromateur Sopra2000 est un dispositif très compétitif en termes de taille et de réseau de diffraction : il a en particulier un très grand pouvoir de résolution, utilisé en optique pour sélectionner une gamme la plus étroite possible de longueur d'onde. Il mesure 2.090 m de longueur et possède un seul miroir arrière (collimateur - monture de type Ebert) avec une distance focale de 2 m. Son système d'affichage est connecté à un bras sinusoïdal, qui intervient seulement grossièrement dans la calibration en longueur d'onde. Pour une détermination exacte de la longueur d'onde utilisée dans l'expérience de photométrie, on se sert des lampes spectrales qui présentent des raies atomiques dans la proximité de cette longueur d'onde. Le monochromateur possède une fente d'entrée de largeur variable (10 μm pour notre expérience) et une fente de sortie, qui a été remplacé par une barrette de photodiodes. La barrette associée à une carte d'acquisition incorporée à un ordinateur, compose le système d'enregistrement spectral. Ceci nous permet de réaliser une interface graphique (avec une fenêtre d'observation de 3.6 nm à 589 nm et qui varie avec la longueur d'onde). La stabilité en température du monochromateur est très bonne. Celui-ci a une dérivée moyenne en longueur d'onde comprise entre 0.002 et 0.01 nm par $^{\circ}\text{C}$ et par heure, pour une température ambiante de 18 à 22 $^{\circ}\text{C}$. Afin de corriger les problèmes d'aberration optique au foyer image du collimateur (qui focalise le faisceau sur la fente de sortie), les fentes sont légèrement incurvées au lieu d'être droites ; malheureusement, les photodiodes de la barrette sont droites, ce qui introduit de faibles aberrations. L'élément principal du monochromateur est le réseau de diffraction (135 mm de longueur et 1800 traits/mm) avec une résolution ultime de 85% de sa résolution théorique, valeur donnée par le constructeur.

La théorie du réseau de diffraction nous permet de déterminer le plus petit écart en fréquence (en GHz) que l'on peut mesurer avec le système Sopra 2000, et qui est donné par l'équation suivante :

$$\Delta\nu = \frac{1}{0.85} \frac{l}{F} \frac{c}{kn} \frac{\cos i}{\lambda^2} \quad \text{eq. 4.1}$$

où F est la distance focale du monochromateur, l la largeur de la fente d'entrée, c la vitesse de la lumière, k l'ordre de diffraction, n le nombre de traits par mm, i l'angle d'incidence, λ la longueur d'onde.

Fonction d'appareil du monochromateur Sopra2000

La fonction de transfert d'un monochromateur est une autre caractéristique importante et est considérée comme étant gaussienne, dont le sommet de sa courbe représentative correspond à la longueur d'onde sélectionnée. La largeur de la gamme de longueurs d'onde du faisceau de sortie est caractérisée par la largeur à mi-hauteur de la gaussienne (FWHM). Elle dépend fortement de l'ouverture des fentes. Pour notre expérience on a choisi une largeur de fente (égale à $10\ \mu\text{m}$) légèrement inférieure à la dimension d'un pixel de la barrette de photodiodes, ce qui nous a permis d'effectuer des mesures précises de largeur spectrale. Des essais pour des largeurs de fente plus petites ont été réalisés : ils ont fait apparaître l'existence d'aberrations au niveau de la forme de raie laser (les « gaussiennes » s'étant déformées). La largeur de fente de $10\ \mu\text{m}$ convient bien au niveau de la résolution du monochromateur (on a déjà vu dans eq.4.1, que le pouvoir de résolution dépendait de la largeur de la fente d'entrée), et, on va voir que la forme de raie laser est aussi une gaussienne.

Pour la mesure des largeurs spectrales des lasers utilisés dans notre expérience de photométrie, il faut tout d'abord déterminer la fonction de transfert que l'on appellera dans la suite « fonction d'appareil » et la soustraire à la valeur de largeur spectrale totale mesurée.

A l'aide d'un laser continu He-Ne acheté chez Melles Griot, on peut déterminer cette fonction d'appareil. Ce laser présente trois modes polarisés orthogonaux (deux modes adjacents n'ont pas la même polarisation). Grâce à un système contenant un polariseur, on sélectionne un seul mode du laser He-Ne, et on vérifie cette caractéristique avec un analyseur de mode Fabry-Pérot, fonctionnant à $632.8\ \text{nm}$. Puisque la largeur à mi-hauteur est de l'ordre du MHz, et que la fonction d'appareil est de l'ordre de quelques GHz, on peut en conclure que le laser He-Ne fournit avec une très bonne précision la fonction d'appareil (il existe un facteur supérieur à 10^3 entre les deux valeurs précédentes $1\ \text{MHz}$ et quelques GHz). Le faisceau He-Ne est injecté dans le monochromateur Sopra2000 à l'aide d'un système composé de plusieurs miroirs et lentilles du fait de la grande distance (environ $2\ \text{m}$) entre la fente d'entrée du monochromateur et notre table d'expérience. Le spectre du laser He-Ne est enregistré grâce au système de détection, d'acquisition et d'enregistrement (ordinateur de contrôle et logiciel permettant le pilotage de la carte d'acquisition). Puisque la puissance moyenne du laser de travail est élevée, le temps d'acquisition d'un spectre est très court (de l'ordre de quelques millisecondes) par rapport au temps de variation de la largeur spectrale du laser (temps estimé au préalable à quelques heures lors des enregistrements des spectres).

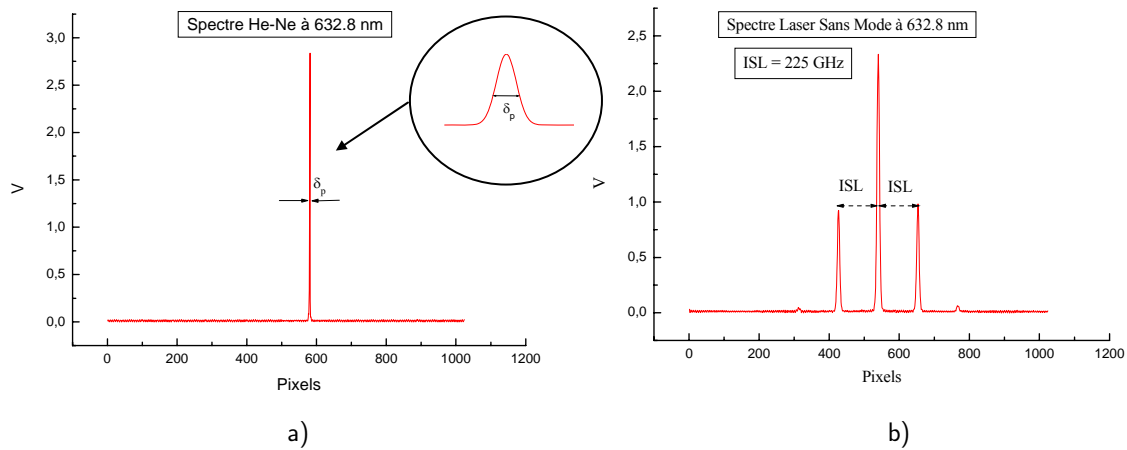


Figure 4.4 : a) Spectre du laser HeNe observé sur le monochromateur Sopra. b) Spectre du laser sans mode en impulsion à 632.8 nm observé sur le même monochromateur. Le spectre laser présente plusieurs modes de l'étalon Fabry-Pérot. L'écart entre les modes en gigahertz (225 GHz) ne varie pas avec la longueur d'onde.

Le logiciel de contrôle de la barrette des photodiodes ne permet pas l'étalonnage en longueur d'onde (en GHz). Nous enregistrons le spectre du He-Ne, voir figure 4.4.a, où l'axe des ordonnées représente la tension en volts (donnée par la barrette de photodiodes) qui ne peut pas dépasser la tension de saturation de 7 V, et l'axe des abscisses représente le détecteur dans la direction Ox graduée en pixels. La barrette de photodiode possède 1024 pixels de 25 μm . Si on regarde la figure 4.4.a, on peut constater que l'interpolation de la raie du laser He-Ne avec une fonction de type Gauss est très bonne. Le sommet de la gaussienne correspond à la longueur d'onde du laser He-Ne qui est de 632.8 nm.

Afin de transformer l'unité pixel en GHz, on enregistre le spectre de notre laser sans mode à la longueur d'onde du laser He-Ne. Comme expliqué dans le chapitre 3, le spectre du laser sans mode contient trois modes de l'étalon intra-cavité qui sont espacés de l'intervalle spectral libre de l'étalon, ISL⁶, et qui est égal à 225 GHz. Enfin, nous sommes capables de convertir les largeurs de raie laser en Gigahertz à l'aide de l'équation :

$$\delta_v = \frac{\delta_p}{\Delta_p} \Delta_v \quad \text{eq. 4.2}$$

où δ_p est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne en pixels, δ_v la largeur à mi-hauteur de la gaussienne en GHz, Δ_p l'ISL en pixels, et Δ_v l'ISL en GHz.

La fonction d'appareil du monochromateur est déterminée à l'aide du laser He-Ne. Elle vaut $\delta_v = 3.32$ GHz et l'erreur est de 2%.

⁶ $ISL = \frac{c}{2L_e}$, où L_e est l'épaisseur de l'étalon

Fonction de transfert en Ultraviolet

Contrairement au domaine visible, où l'on possède une source de lumière très étroite de l'ordre de quelques mégahertz, dans le domaine ultraviolet, en particulier à 330 nm, on ne peut pas mesurer la fonction d'appareil (qui varie avec la longueur d'onde). En conséquence, on va utiliser la théorie des réseaux de diffraction. Ayant déterminé la fonction de transfert du monochromateur dans le visible à 632.8 nm et à l'aide de l'équation eq.4.1 qui donne le plus petit écart en GHz détecté par le monochromateur, et pour deux longueurs d'onde λ et λ' , on obtient la formule suivante :

$$\delta_v' = \frac{k}{k'} \left(\frac{\lambda}{\lambda'} \right)^2 \frac{\cos i'}{\cos i} \delta_v \quad \text{eq. 4.3}$$

Cette formule va nous permettre le calcul de la fonction d'appareil en fonction de la longueur d'onde.

Dans la suite, on réservera les caractères k , λ , i et δ_v pour la raie du laser He-Ne. Et, on associera le signe « ' » aux paramètres correspondant aux longueurs d'ondes suivantes : 330 nm, 569 nm, 578 nm, et 589 nm.

Les valeurs numériques de la fonction d'appareil calculée à l'aide de l'équation eq.4.3, en fonction des longueurs d'onde présentes dans nos expériences sont données dans le tableau ci-dessous.

Tableau 4.1 : Valeurs des angles d'incidence sur le réseau du monochromateur (données par le constructeur), et de la fonction de d'appareil. Ces grandeurs sont données pour les longueurs d'ondes d'excitation utilisées dans le cadre de l'expérience de photométrie.

λ' (nm)	k'	i' (°)	δ_v (GHz)
330	2	23.35	6.05
569	1	19.98	4.16
578	1	20.31	4.03
589	1	20.71	3.87
632.8	1	22.33	3.32

Intervalle spectral libre de l'étalon en Ultraviolet

L'intervalle spectral libre en ultraviolet varie lui aussi quand on passe en ultraviolet après avoir effectué un doublage en fréquence. Si dans le domaine visible l'intervalle spectral libre exprimé en gigahertz est constant, il devient deux fois plus grand en ultraviolet. Prenons, maintenant deux fréquences ν_1 et ν_2 , associées aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 dans le domaine visible, espacées de l'intervalle spectral libre de l'étalon $\nu_1 - \nu_2 = 225$ GHz, et calculons la valeur de cet intervalle après le doublage en fréquence. Les fréquences considérées après le doublage deviennent $2\nu_1$ et $2\nu_2$, et donc l'intervalle spectral libre est : $ISL_{UV} = 2\nu_1 - 2\nu_2 = 450$ GHz.

IV.2.2.2. Calage de la longueur d'onde

Notre système permet la mesure des largeurs spectrales, mais ne permet pas de déterminer exactement la longueur d'onde absolue (la longueur d'onde correspondant aux raies d'absorption de l'atome de sodium). Pour cela, on utilise des lampes spectrales qui fournissent les positions des raies atomiques de différents atomes (les longueurs d'onde sont données dans l'air).

Pour la longueur d'onde du laser à 589 nm, utilisée pour l'excitation à un photon de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, on se sert d'une lampe à cathode creuse de sodium. En effet, cette lampe nous fournit la position de la raie atomique du sodium à 589 nm sur la fenêtre de notre logiciel d'enregistrement spectral (préalablement le compteur du monochromateur a été mis à environ 589 nm), que l'on positionne à l'aide d'un « marqueur » (outil de notre logiciel de visualisation). Grâce au filtre de Lyot de l'acousto-optique, on effectue d'abord un premier réglage grossier (au pixel près, 1 pixel \approx 0.0036 nm), on superpose le centre de la raie laser et le « marqueur ». Le réglage fin est ensuite réalisé à l'aide de l'étalon et du système de comptage de photons, en optimisant en temps réel le maximum de flux de fluorescence instantanée. L'affichage des raies laser et atomiques n'est pas possible simultanément, ce qui explique le fait que l'on utilise le marqueur.

On réalise la même procédure pour établir la longueur d'onde d'excitation du laser pour la transition $3S_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, à 568.8 nm, en utilisant comme étalon la raie atomique de la même lampe à 568.8 nm.

Pour le calage de la longueur d'onde permettant l'excitation de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ à 330.24 nm, on utilise le double de cette valeur, c'est à dire 660.58 nm, car la raie atomique émise par la cathode creuse de sodium à 330 nm est faible, mais surtout le rendement de la barrette de photodiodes est très petit, ce qui la rend inobservable. En plus, les positions des deux longueurs d'onde sur la fenêtre de visualisation (au niveau de la fente de sortie) sont identiques, car 660.58 nm sort sur l'ordre 1 de diffraction du réseau du monochromateur, et 330.24 nm sur l'ordre 2. La position exacte de la raie laser à 660.58 nm est déterminée à l'aide d'une lampe spectrale Néon. Le néon a une raie atomique à 659.90 nm, c'est-à-dire très proche de 660.54 nm. Les deux raies considérées se trouvent dans un intervalle plus petit que la largeur de la fenêtre de visualisation (3,71 nm à 660 nm). Sur la figure 4.5 on présente la conversion nanomètre \rightarrow pixels, réalisée à partir de l'éq.4.2, où l'écart entre les deux raies du Néon à 653.29 nm et 650.65 nm vaut 2.64 nm. Comme l'écart entre 660.58 nm et 653.29 nm est plus grand que 3,71 nm, on utilise la raie à 659.9 nm pour effectuer le positionnement du marqueur. Les deux autres raies servent à calculer la dispersion, et donc à réaliser la conversion nanomètre \rightarrow pixel. Puis, on positionne le marqueur à 220 pixels (0.68 nm) par rapport à la raie du néon à 659.9 nm et on effectue la même procédure décrite ci-dessus pour le positionnement de la raie à 589 nm.

Pour le calage de la longueur d'onde d'excitation de la transition à deux photons non-résonants à 578.73 nm, on utilise la même procédure, en notant que cette fois, l'élément qui fournit les longueurs d'étalonnage est l'atome de mercure. On obtient 576.96 nm et 579.07 nm, la longueur d'onde d'excitation du laser étant située à 1.77 nm de 576.96 nm.

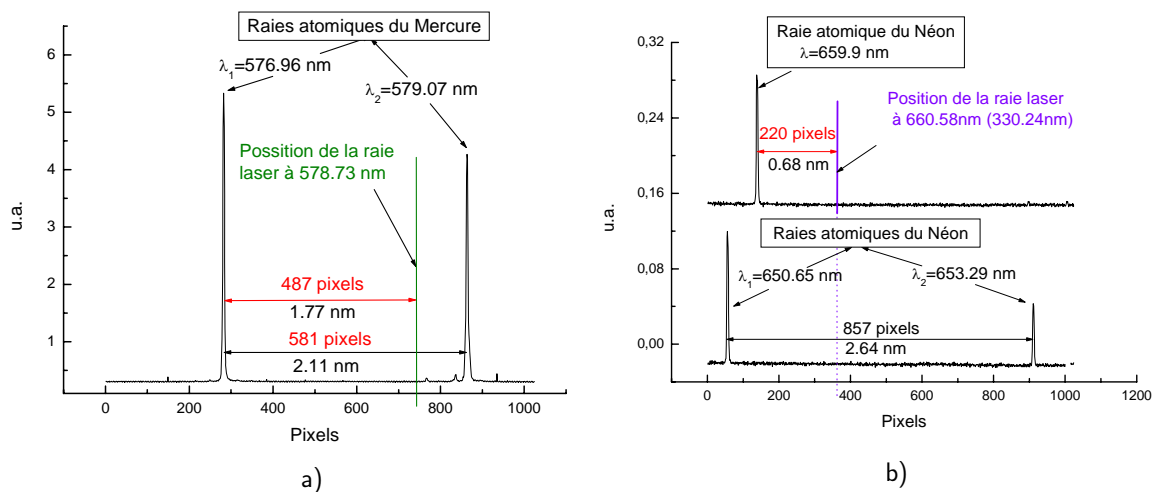


Figure 4.5 : a) Raies atomiques du Mercure permettant le calage de la longueur d'onde à 578 nm pour l'expérience à deux photons non résonants. b) Raies du Néon permettant le calage de la longueur d'onde à 330 nm pour l'expérience à un photon.

La stabilité des lasers en longueur d'onde et en puissance est très bonne pour des variations de température de $\pm 1^\circ\text{C}$, par conséquent on stabilise la salle où se trouve installée cette expérience à $\pm 1^\circ\text{C}$. Préalablement, on a observé que le système laser avait besoin d'une demi-heure d'échauffement, pour atteindre des caractéristiques de fonctionnement stables, et on a vérifié que la longueur d'onde ne variait pas d'une journée à l'autre.

IV.2.2.3. Calcul des largeurs spectrales des lasers sans mode et multimode

Ayant déterminé tous les paramètres de mesure et la position de chaque raie laser, nous pouvons mesurer maintenant les largeurs spectrales de nos lasers à 330 nm, 569 nm, 578 nm et 589 nm utilisés pour l'excitation du sodium atomique. Sur la figure 4.6 apparaissent les spectres de nos lasers sans mode construits au LSP. On observe que tous les spectres présentent plusieurs modes et qu'il existe des différences entre les intensités relatives de ces modes. Ces différences sont liées aux pertes introduites par les éléments sélectifs du point de vue spectral qui se trouvent dans la cavité laser (les pertes variant avec la longueur d'onde). Tous les profils spectraux des lasers sans mode et multimodes sont relevés et enregistrés avec le système composé du monochromateur, de la barrette de photodiode, de la carte d'acquisition et de l'ordinateur. Ensuite, on détermine la valeur à mi-hauteur de chaque mode, après interpolation avec une somme de fonctions de type Gauss à l'aide du logiciel Origin. La détermination de cette largeur en pixels est réalisée avec une erreur inférieure à quelques pourcents. Ensuite, on convertit les pixels en gigahertz à l'aide de l'équation eq.4.2. La largeur à mi-hauteur obtenue représente une somme entre la fonction de transfert du monochromateur et le profil spectral du laser. La largeur du profil spectral à mi-hauteur est :

$$\delta_L = \frac{\delta_{p_L}}{\Delta_{p_L}} \Delta_L - \delta_v \quad \text{eq. 4.4}$$

où δ_L est la valeur de la largeur du laser en gigahertz, δ_{p_L} cette largeur en pixels, Δ_L l'intervalle spectral libre en gigahertz, Δ_{p_L} cet intervalle en pixels, et δ_v la fonction d'appareil. Toutes les largeurs sont données à mi-hauteur. Les valeurs numériques calculées sont enfin données dans le tableau 4.2.

Il est important de remarquer l'aspect lié au nombre de modes présents dans les profils spectraux des lasers : si les spectres laser contiennent plusieurs modes de l'étalon Fabry-Pérot, la puissance laser est répartie dans tous les modes, et donc pour déterminer la valeur de la puissance laser correspondante au mode le plus intense (celui qui va exciter l'atome de sodium) il faut relever les valeurs des intensités des modes données par l'interpolation réalisée avec Origin.

Il faut aussi noter l'aspect lié au nombre de modes pour les lasers émettant dans le domaine visible et pour celui en ultraviolet :

- Les lasers émettant à 589 nm, 569 nm, 578 nm et 660 nm présentent trois modes de l'étalon Fabry -Pérot espacés de 225 GHz, quelque soit le type de laser sans mode ou multimodes.
- Le laser émettant à 330 nm présente cinq modes, qui sont formés conformément au schéma de la figure 3.19. Le mode central et les deux plus éloignés sont des modes de l'étalon espacés de l'intervalle spectral libre de l'étalon qui est de 450 GHz. Entre ces modes on en observe deux autres qui sont simplement le résultat de l'addition des fréquences des modes adjacents. Par conséquent, l'écart entre les cinq modes est égal à 225 GHz.

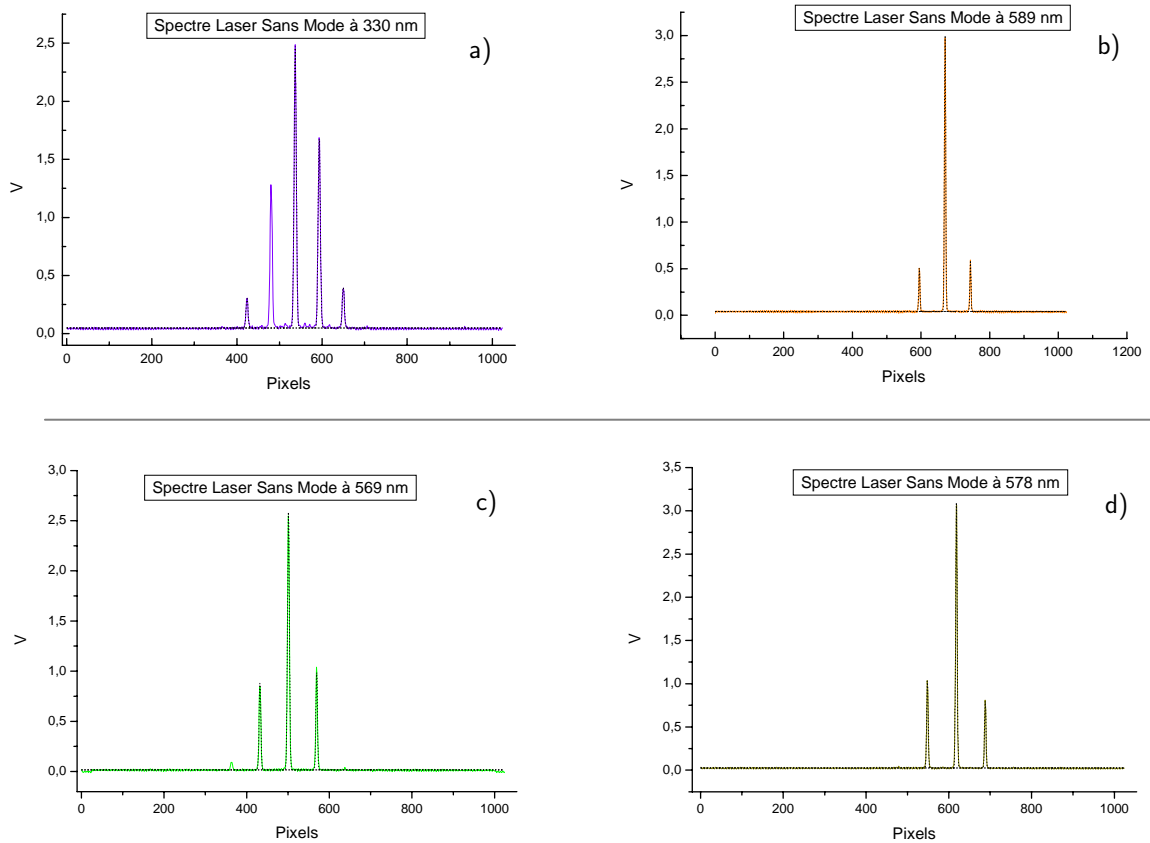


Figure 4.6 : Profil spectral du laser sans mode à 330 nm, 589 nm, 569 nm et 578 nm. Tous les spectres laser présentent plusieurs modes de l'étalon Fabry-Pérot. La sélectivité spectrale des éléments intra-cavité n'est pas suffisante pour obtenir un seul mode. L'étalon a un coefficient de réflexion de 32%.

Tableau 4.2 : Valeurs expérimentales de la largeur spectrale à mi-hauteur pour les lasers sans mode et multimode.

λ (nm)	Laser Sans Mode	Laser Multimode
	δ_L (GHz)	δ_L (GHz)
330	17.85	16.50
569	12.87	10.36
578	9.42	8.81
589	9.35	8.68

Le fait d'avoir plusieurs modes de l'étalon et un profil d'absorption de la raie atomique différent du profil spectral du laser introduit des calculs supplémentaires pour la répartition de la puissance. On les appellera « calculs de taux de recouvrement spectral ».

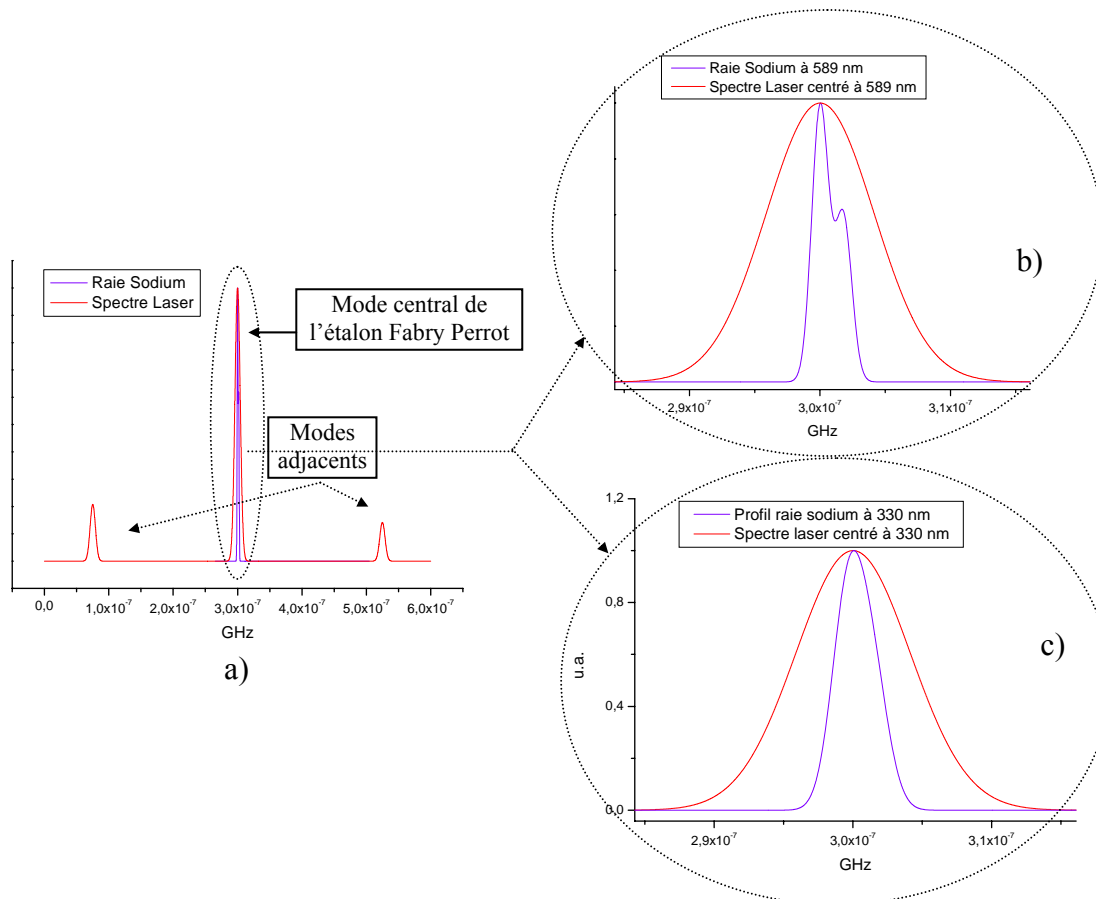


Figure 4.7 : a) Spectre laser et profil de la raie Doppler - hyperfine de l'atome de sodium à 130°C. b) et c) Comparaison entre le spectre laser et la raie Doppler - hyperfine de l'atome de sodium pour respectivement 589 nm et 330 nm. On observe que le spectre laser est plus large, une partie de la puissance fournie par le laser respectivement à 589 nm et 330 nm n'excite pas l'atome de sodium, ainsi que les modes adjacents.

IV.2.2.4. Recouvrement spectral

En regardant la figure 4.7, on peut voir que la largeur à mi-hauteur de la raie atomique d'absorption est plus petite que celle du mode central du laser. En conséquence on essaie de réaliser un calcul simple qui va nous donner le pourcentage effectif de la puissance laser qui excite l'atome de sodium. On commencera avec les calculs du profil Doppler hyperfin de la raie atomique du sodium, et on continuera avec le calcul du taux de recouvrement.

IV.2.2.4.1. Profil de la raie atomique de l'atome de sodium

L'élargissement Doppler est une grandeur précédemment abordée dans le chapitre 2, qui varie avec la longueur d'onde et la température pour un atome. Cette grandeur, associée à la structure hyperfine, donne le profil d'absorption d'une raie atomique.

La largeur Doppler est donnée par l'équation suivante :

$$\delta_D = \frac{2 \times v_0}{c} \times \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}} \quad \text{eq. 4.5}$$

où ν_0 est la fréquence au centre de la raie, T la température en Kelvin, R la constante des gaz parfaits, et M la masse atomique de l'atome ($R = 8.3143 \times 10^3$ J/K.mol et $M=23$).

On définit le profil g_{Na} de la raie atomique de sodium comme une somme de deux gaussiennes, avec la largeur à mi-hauteur de chaque gaussienne égale à la largeur Doppler, et un écart entre les sommets égal à l'écart de la structure hyperfine (δ_{HF}) de l'état inférieur de la transition :

$$g_{Na}(\nu) = B_1 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\nu^2}{\delta_D^2}\right) + B_2 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{(\nu - \delta_{HF})^2}{\delta_D^2}\right) \quad \text{eq. 4.6}$$

où B_1 et B_2 sont les intensités des raies de la structure hyperfine de l'état fondamental, δ_D est la largeur Doppler à mi-hauteur, et ν la fréquence.

L'intégrale sur le profil de sodium s'écrit :

$$S_{Na} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[B_1 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\nu^2}{\delta_D^2}\right) + B_2 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{(\nu - \delta_{HF})^2}{\delta_D^2}\right) \right] d\nu \quad \text{eq. 4.7}$$

Pour les raies à 589 nm et à 330.24 nm, la structure hyperfine prise dans le calcul est donnée par l'écart hyperfin du niveau fondamental $3S_{1/2}$ qui est de 1.772 GHz, c'est à dire du même ordre de grandeur que l'élargissement Doppler. Pour la raie à 568.8 nm, la structure hyperfine est considérée nulle, car les écarts hyperfins du niveau $3P_{3/2}$ sont de l'ordre de 18.3 mégahertz, et sont donc très inférieurs à l'élargissement Doppler (d'environ 1,5 GHz). Concernant la longueur d'onde 578.73 nm de l'excitation non-résonant à deux photons de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, l'élargissement Doppler de la raie d'absorption est centré sur 289.36 nm (cf. chapitre 2). Le tableau 4.3 présente les valeurs numériques correspondant à l'élargissement Doppler et aux largeurs des raies atomiques d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la température. Ces valeurs sont données à mi-hauteur.

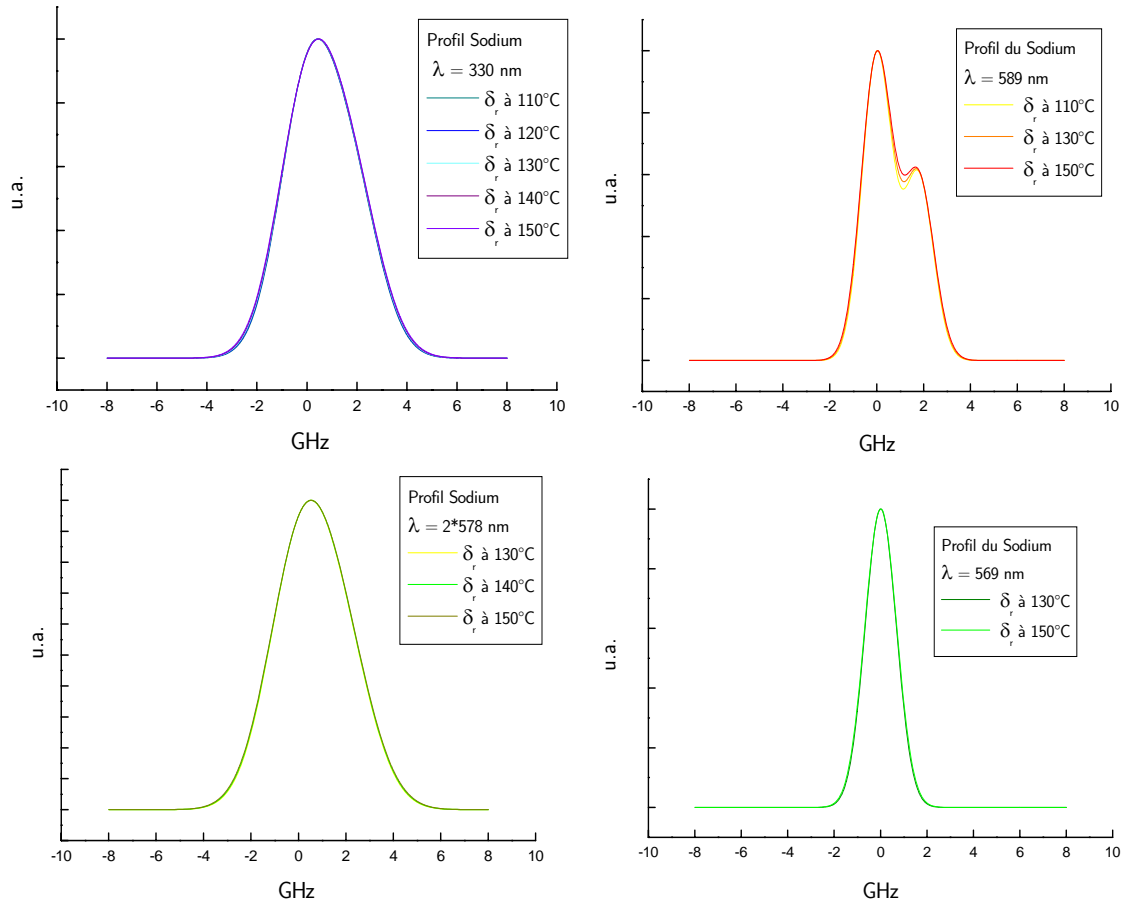


Figure 4.8 : Profils des raies Doppler - hyperfine de l'atome de sodium pour différentes longueurs d'ondes (330 nm, 589 nm, 569 nm, et 2x578 nm) en fonction de la température. La température choisie donne une concentration suffisante pour réaliser des mesures de flux absolu de fluorescence, avec un très bon rapport signal sur bruit. On observe que les raies de l'atome de sodium ont un profil à peu près gaussien, sauf à 589 nm. Celui de la raie à 569 nm est dominé par le profil Doppler, parce que l'écart hyperfin de l'état excité (une dizaine de MHz) est très petit devant l'élargissement Doppler (environ 1.5 GHz).

Tableau 4.3 : Valeurs à mi hauteur de l'élargissement Doppler en fonction de la température, de l'écart hyperfin, et de la raie Doppler hyperfine de l'atome de sodium en fonction de la longueur d'onde d'excitation et de la température.

λ (nm)	t (°C)	δ_{v_D} (GHz)	δ_{HF} (GHz)	δ_r (GHz)
330	110	2.653	1.772	3.46
	120	2.687		3.48
	130	2.721		3.51
	140	2.752		3.53
	150	2.788		3.55
589	110	1.488	0	2.88
	130	1.523		2.99
	150	1.563		2.94
569	130	1.5799	0	1.58
	150	1.6186		1.62
578	130	3.11	1.772	3.86
	140	3.14		3.90
	150	3.186		3.94

IV.2.2.4.2. Calcul du taux de recouvrement spectral

Pour faciliter le calcul du taux de recouvrement et parce que l'on a déjà vu que les profils spectraux des lasers sont une fonction de type somme de fonctions de Gauss, le nombre de fonctions de type Gauss est égal au nombre de modes que l'on observe dans le spectre laser.

On définit le profil de la raie laser comme suit :

$$g(\nu - \nu_0) = \sum_{n=1}^{No\ Modes} A_n \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta_L^2} \right] \quad \text{eq. 4.8}$$

où δ_L est la largeur d'une gaussienne à mi-hauteur (FWHM), A_n l'intensité du mode n , et ν la fréquence en GHz.

Le spectre laser (S_L) est défini comme suit :

$$S_L = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu - \nu_0) d\nu \quad \text{eq. 4.9}$$

A partir des équations 4.8 et 4.9 on obtient :

$$S_L = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{n=1}^{No\ Modes} A_n \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta_L^2} \right] \right) d\nu \quad \text{eq. 4.10}$$

Connaissant le spectre laser (eq.4.10) et le profil d'absorption de la raie de sodium (eq.4.7) on peut définir un taux de recouvrement entre la raie du laser sans mode ou multimode et la raie atomique pour chaque longueur d'onde :

$$R_S = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g_{Na}(\nu) d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu - \nu_0) d\nu} \quad \text{eq. 4.11}$$

Le taux de recouvrement R_S nous permet le calcul de la puissance laser effective qui excite l'atome de sodium. Par conséquent, une mesure exacte du profil de la raie laser est réalisée à l'aide du système d'enregistrement qui contient le monochromateur Sopra2000 avec un très grand pouvoir de résolution, afin de calculer la puissance laser excitatrice avec la plus petite erreur possible. On estime que l'on détermine le taux de recouvrement spectral avec une erreur inférieure à 10%.

IV.2.2.5. Système d'enregistrement spectral

Le système d'enregistrement spectral, comme vu précédemment, est composé d'une barrette de photodiodes et d'une carte d'acquisition incorporée à un ordinateur. Il y a 1024 pixels associés à cette barrette, avec la dimension d'un pixel égal à 25 μm . La carte d'acquisition est pilotée par un logiciel qui permet l'affichage du spectre laser et de la raie atomique dans une fenêtre de visualisation qui varie avec la longueur d'onde et qui n'est pas étalonné. La tension maximale supportée par la carte avant d'atteindre le seuil de saturation est de 7V. On effectue des mesures pour des tensions inférieures à 4V. Le temps d'acquisition est variable et dépend de l'intensité de raie atomique. Pour la mesure de largeur spectrale on prendra un temps égal à 34 ms. Ce système nous permet l'enregistrement de tous les spectres lasers et aussi des profils spatiaux.

IV.2.3. Mesure du profil spatial du laser et mise en forme du faisceau

Le profil spatial du faisceau laser détermine le volume des atomes excités pour notre expérience de photométrie. Connaître avec une très bonne précision le diamètre des faisceaux est primordial dans l'interprétation des résultats, ce qui nous permettra également de réaliser une estimation du flux de fluorescence émis par l'étoile laser artificielle dans la mésosphère. Les dimensions des faisceaux dépendent de la distance focale de la lentille utilisée pour collimater les faisceaux dans la cellule contenant la vapeur de sodium atomique. Pour chaque expérience, nous utiliserons un jeu de lentille adapté. Le choix de la distance focale est fortement lié à la puissance laser dont nous disposons pour chaque longueur d'onde, et à l'intensité de saturation de chaque transition excitée. Notamment, on veut étudier le comportement de l'atome en régime hors saturation, de même qu'en régime de forte saturation. Par conséquent, pour les puissances laser à 330 nm, qui sont de l'ordre de quelques centaines de microwatt, on utilise des lentilles de courtes distances focales (d'environ quelques centimètres).

Les profils spatiaux des faisceaux sont relevés et mesurés dans les directions perpendiculaires correspondants, dans le cas où le faisceau est elliptique, aux petits et grands axes d'une ellipse (que l'on appellera directions verticale et horizontale). On fera de même dans le cas d'un faisceau rond. Les profils enregistrés sont interpolés avec une fonction de type Gauss grâce au logiciel Origin et la valeur relevée à mi-hauteur est considérée comme étant le diamètre du faisceau. Il est important de noter que la distribution de l'intensité laser est aussi gaussienne.

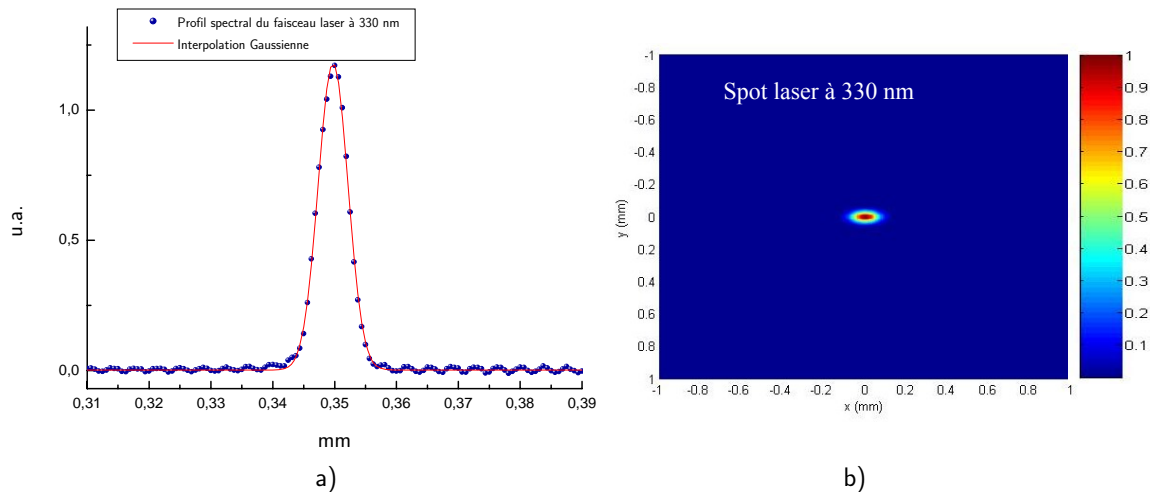


Figure 4.9 : Profil spatial du faisceau laser sans mode à 330 nm a) unidimensionnel, directions horizontale et verticale, interpolé avec une fonction de type Gauss. b) bidimensionnel réalisé à l'aide du programme Matlab. La largeur à mi-hauteur dans les directions Oy et Oz est égale à celle mesurée dans les deux directions horizontale et verticale. On observe que le faisceau a une forme elliptique.

- Pour la mise en forme du faisceau laser à 330 nm, on utilise une lentille cylindrique de distance focale 10 cm, placée à 10 cm du cristal doubleur de BBO ; un jeu de lentille de distances focales 17.5 cm et 20 cm est placé à 5 cm du centre de la cellule. Les mêmes lentilles sont utilisées pour le faisceau laser sans mode et multimode. Dans la figure 4.9, on représente le profil laser sans mode unidimensionnel, et le spot laser en deux dimensions obtenues à l'aide de Matlab, et en considérant les largeurs à mi-hauteur de la gaussienne selon l'axe Ox et Oy égales aux valeurs mesurées. Ces valeurs correspondent au profil spatial laser au centre de la cellule de sodium. La figure 4.10 présente les variations des profils spatiaux avec la distance, pour les deux types de lasers. Le spot laser est elliptique.
- Pour la mise en forme du faisceau laser à 589 nm, on utilise une seule lentille de distance focale 75 cm. La taille du faisceau ne varie pas dans le volume d'interaction, et le spot est rond (d'un diamètre de 1.12 mm).
- La mise en forme du faisceau du laser à 578 nm est réalisée avec un jeu de lentille de distance focale 75 cm et 12.5 cm. Le spot obtenu est elliptique, avec $d_x = 95 \mu\text{m}$ et $d_y = 115 \mu\text{m}$.

- Pour la mise en forme du faisceau laser à 589 nm et 569 nm pour l'expérience de photométrie à deux photons résonants, on a cherché un jeu de lentille pour obtenir le même diamètre de faisceau pour les deux longueurs d'onde, malheureusement, les diamètres étant fortement dépendants des réglages laser, ceci n'a pas été possible.

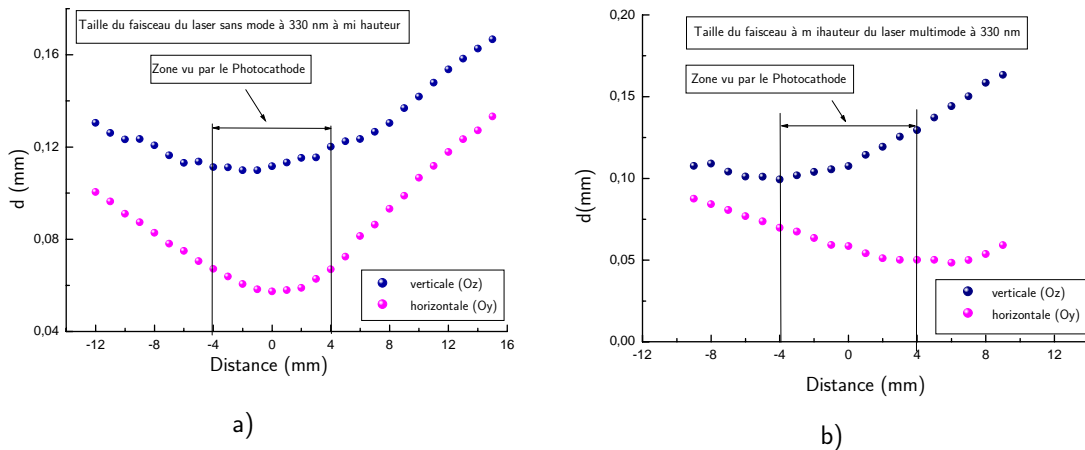


Figure 4.10 : Détermination de la taille de faisceau. On mesure le profil spatial à mi-hauteur à 330 nm pour le laser sans mode et multimode pour une zone d'interaction respectivement de 28mm et 19 mm. La zone d'interaction vue par le détecteur est de 8 mm. On observe des différences dans le profil spatial pour les deux types de lasers considérés dans la zone vue par le détecteur. On ne s'intéresse pas à la qualité du faisceau.

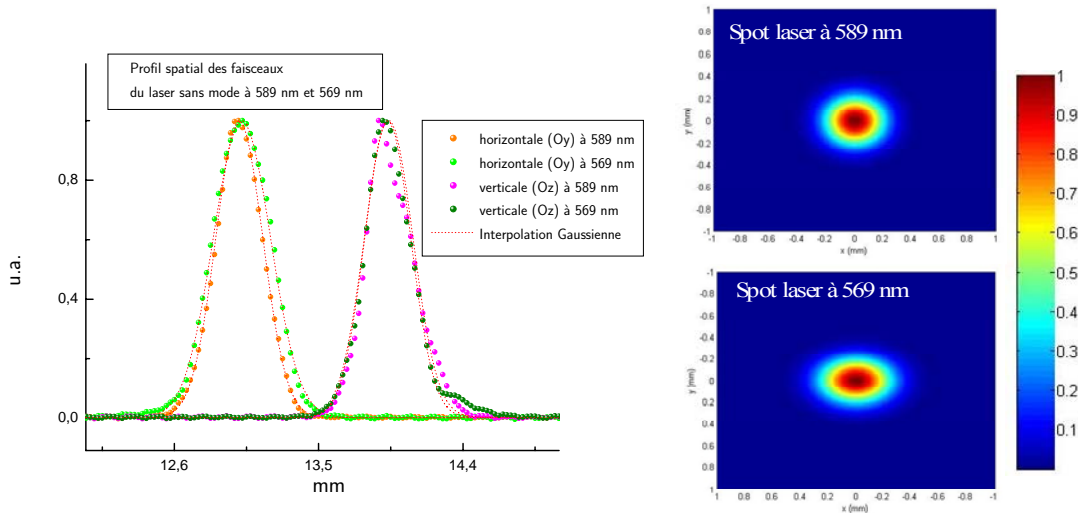


Figure 4.11 : Profils spatiaux des faisceaux lasers sans mode à 589 nm et 569nm a) unidimensionnel, directions horizontale et verticale, interpolé avec une fonction de type Gauss. b) bidimensionnel réalisé avec à l'aide du programme Matlab. La largeur à mi-hauteur dans la direction x et y est égale à celle du profil spatial mesuré dans les deux directions horizontale (Oy) et verticale (Oz). On observe que le profil spatial du laser à 589 nm est à peu près rond, par contre, celui à 569nm est elliptique.

Sur la figure 4.11, sont présentés les profils spatiaux selon les deux directions d'observation, ainsi que la forme des spots lasers. Le faisceau laser à 589 nm est presque rond, alors que celui à 569 nm est elliptique. Un autre paramètre important dans cette expérience est le degré de superposition des deux couleurs.

Superposition spatiale des faisceaux 589 nm et 569 nm

Contrairement aux expériences qui utilisent un seul laser, dans le cas de l'expérience à deux photons de deux couleurs différentes, la superposition spatiale de ces couleurs est notre principale difficulté. On effectuera cette superposition au moyen d'une lame séparatrice 50-50. Cette dernière permet de combiner deux faisceaux de longueurs d'onde différentes. En utilisant la lame séparatrice 50-50, la moitié de la puissance fournie par chacun des lasers est perdue. Ceci n'a pas de conséquences importantes car même avec la moitié de la puissance laser fournie, on arrive en régime de forte saturation. La figure 4.12 montre le principe de superposition de deux faisceaux.

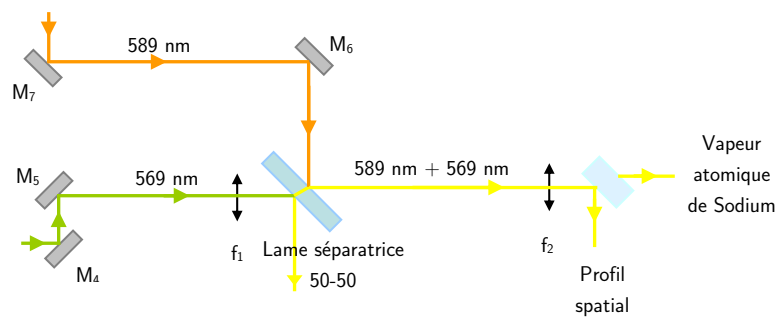


Figure 4.12 : Schéma de principe de superposition de deux couleurs. Les miroirs M_7 et M_6 permettent le réglage de la position du faisceau laser à 589 nm, et M_5 et M_4 du faisceau à 569 nm. La lame séparatrice 50-50 permet la superposition, la lentille $f_1 = 100$ cm réalise la mise en forme du faisceau laser à 569 nm, et la lentille $f = 40$ cm collimate les faisceaux dans la cellule avec sodium.

La colinéarité des deux faisceaux est ensuite assurée par une superposition en deux points suffisamment éloignés l'un de l'autre, à l'aide de l'ensemble de miroirs M_4 , M_5 , M_6 , et M_7 . L'image de superposition est enfin observée en « champ lointain » au foyer d'une lentille de focale $f = 40$ cm, par le même système qui permet aussi la mesure des profils spatiaux de deux faisceaux. Une lame $\lambda / 20$ installée après la lentille, opère un prélèvement de 4 % de la puissance laser. Le reste de la puissance laser est collimaté dans la cellule de sodium. L'image de superposition en champ proche est regardée sur un écran, qui se trouve à deux mètres de distance (le diamètre des faisceaux est d'environ 1 cm au niveau de l'écran).

Cette démarche assure une superposition spatiale fine des deux couleurs au niveau de la vapeur atomique de sodium.

Calcul du facteur correctif appliqué à la puissance en raison du recouvrement spatial des faisceaux à 589 nm et à 569 nm

Comme on peut l'observer sur la figure 4.11, les faisceaux à 589 nm et à 569 nm ont un profil gaussien :

$$g(x - x_0) = I_0 \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(x - x_0)^2}{\delta_s^2} \right] \quad \text{eq. 4.12}$$

où δ_s est la largeur d'une gaussienne à mi-hauteur (FWHM), I_0 l'intensité réelle excitatrice au centre du faisceau laser (on a déjà tenu compte du recouvrement spectral), et x la position dans le faisceau laser.

L'intensité du laser (I_L) est définie comme suit :

$$I_L = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x - x_0) dx \quad \text{eq. 4.13}$$

A partir des équations 4.12 et 4.13 on obtient :

$$I_L = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(x - x_0)^2}{\delta_s^2} \right] dx \quad \text{eq. 4.14}$$

Connaissant les profils spatiaux des faisceaux selon l'axe Ox et Oy pour les deux longueurs d'onde 589 nm et 569 nm que l'on a mesurés précédemment, on peut calculer un facteur correctif à appliquer au niveau de la puissance laser d'après la formule suivante :

$$R_p = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g'(x - x_0) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} g''(x - x_0) dx} \quad \text{eq. 4.15}$$

où la fonction $g'(x - x_0)$ correspond au faisceau avec la plus petite taille, et $g''(x - x_0)$ à celui avec la plus grande taille.

Le facteur correctif R_p nous permet de tenir compte du fait que les deux faisceaux superposés n'ont pas la même taille ; par conséquent, dans la calibration absolue de la puissance réelle d'excitation, on doit considérer cette correction. Sur la figure 4.11, on observe que la taille du faisceau à 569 nm étant plus grande dans la direction Ox, pour calculer la puissance réelle excitatrice à 569 nm on applique le facteur correctif R_p sur sa valeur. Au contraire, la taille du faisceau à 589 nm est plus grande dans la direction Oy, et donc un facteur correctif est appliqué sur la puissance laser à 589 nm. Il faut noter que $R_p \leq 1$.

IV.2.4. Mesure de la puissance laser : le détecteur de puissance Ophir (PD Orion)

La mesure de la puissance laser est un autre paramètre extrêmement important dans notre expérience de photométrie ; elle doit varier entre un 1 nW et 40 mW. Le détecteur de puissance qui nous permet une telle dynamique de mesure s'appelle « Orion PD ». Il fonctionne avec une tête de mesure, et une photodiode PD-300 UV, achetée chez Ophir. Ce détecteur est fourni avec un système de deux filtres (« in » et « out ») qui couvre une plage très large de longueurs d'onde (de 200 nm jusqu'à 1100 nm). Il permet également le choix de la longueur d'onde, la soustraction automatique du bruit de fond, et a un temps de réponse de 0,2 s. Ce détecteur de puissance est étalonné en longueur d'onde, il suffit de la sélectionner.

Cependant, le principal inconvénient de ce détecteur vient du fait qu'il ne permet pas de moyennner la puissance laser, c'est pourquoi, pour chaque point expérimental enregistré, la puissance laser doit être relevée. On note entre 15 et 20 valeurs de puissance pendant 60 s, ce qui est aussi le

temps d'intégration de la mesure du flux absolu de fluorescence, afin de calculer une puissance moyenne.

Dans nos expériences de photométrie, comme la puissance du laser est mesurée après la cellule avec la vapeur de sodium, il faut prendre en compte la transmission d'une des fenêtres de la cellule pour déterminer la puissance laser excitatrice absolue au niveau du volume d'interaction détecté par notre système. Également, dans le cas où un filtre interférentiel est placé devant le détecteur, il est nécessaire de tenir compte de sa transmission dans la calibration de cette puissance. Celle-ci est différente pour les diverses longueurs d'onde utilisées, et a été mesurée précisément avec le spectromètre Perkin Elmer de notre laboratoire. Les courbes de transmission sont présentées dans la figure 4.13.

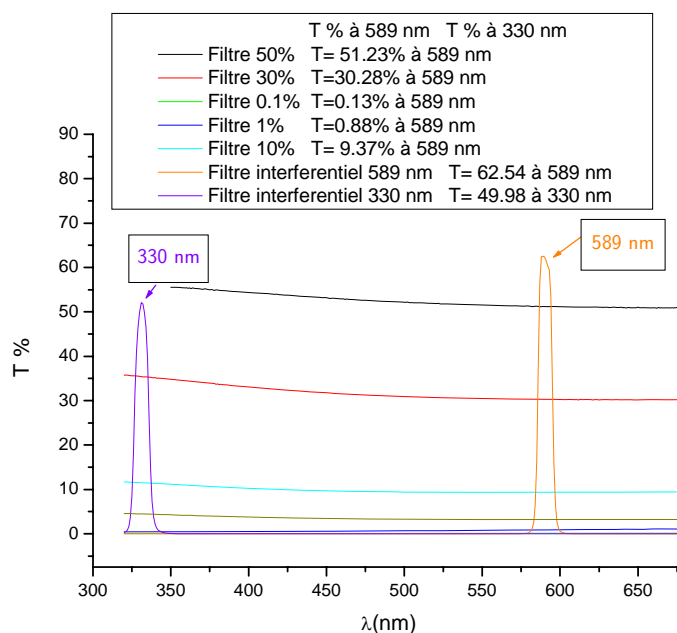


Figure 4.13 : Courbes de transmission des filtres neutres et interférentiels en fonction de la longueur d'onde. Les mesures ont été réalisées à l'aide du spectromètre Perkin Elmer. Sont présentées ici les valeurs numériques des transmissions aux longueurs d'onde d'intérêt.

IV.2.5. Mesure du flux de fluorescence

IV.2.5.1. La source de fluorescence

Source de sodium en laboratoire : cellule avec vapeur atomique

Toutes les expériences de photométrie réalisées dans le cadre de ce travail de thèse en laboratoire reposent sur l'excitation de l'atome de sodium. Nous disposons d'une cellule de 5 cm d'épaisseur et de 2 cm de diamètre contenant du sodium pur, dont le design est très différent de celui d'un « heatpipe ». La cellule est réalisée en quartz et se compose d'un cylindre long de 5 cm, d'un queusot de 5 cm de longueur et de 5 mm de diamètre extérieur, et enfin, de deux fenêtres de

diamètre 20 cm en quartz de très grande qualité optique (le collage entre le cylindre et les fenêtres est réalisé par soudure moléculaire). Le quartz présente l'avantage de ne pas réagir chimiquement avec la vapeur de sodium jusqu'à une température de 250 °C, tout en transmettant l'UV. Un dessin schématique de la cellule est présenté dans la figure 4.14.

Sur le queusot, au niveau où se trouve le sodium solide, est collé un petit capteur de température à l'aide d'une colle thermoconductrice. Il s'agit d'une très petite sonde en platine (constituée d'un substrat en céramique sous une couche de platine, d'une protection en verre, et de fils de sortie en nickel recouverts de platine et isolés à l'aide de vernis), avec une dimension de 2x2.3 mm, et un temps de réponse de 0.3 s. Ce capteur permet la mesure de la température à l'interface solide-vapeur ou liquide-vapeur au centième de degré près.

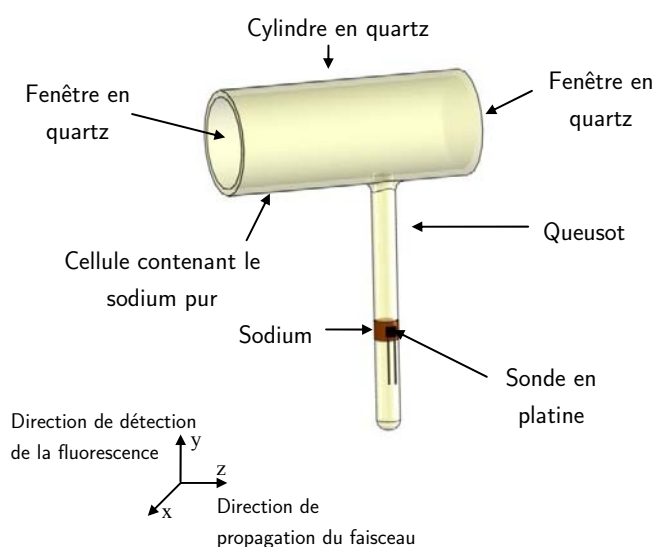


Photo avec la cellule et la sonde en platine

Figure 4.14 : Cellule avec sodium atomique. La cellule est composée d'un corps cylindrique, terminé avec deux fenêtres en quartz et d'un queusot, qui contient du sodium en état atomique. La sonde en platine mesure la température à l'interface liquide - vapeur ou solide - vapeur.

En ce qui concerne les gaz résiduels (azote, oxygène) qui se trouvent dans notre cellule, on a toujours pensé que la pression résiduelle (vide secondaire) étant très faible, ceux-ci n'ont pas d'influence sur la dynamique de l'atome de sodium, ce qui s'est révélé incorrect et qui nous a amené à réaliser des expériences avec une nouvelle cellule. La pression résiduelle dans les deux cellules est différente, mais on ne peut pas la mesurer sans détruire celles-ci : cet aspect sera analysé dans le chapitre 5.

Le Four Sodium

La cellule est placée dans un four permettant l'évaporation du sodium atomique, élaboré au LSP pour le besoin de l'expérience. Le four est construit en cuivre et possède un design spécial, car les fenêtres de la cellule sont surchauffées, ce qui empêche le dépôt de sodium atomique. Il existe un

écart entre la température du bloc en cuivre et celle au niveau du queusot, ce qui nous amène à considérer l'importance de la mesure de la température à l'interface liquide-vapeurs.

La régulation en température est instrumentée par quatre cartouches chauffantes, une sonde en platine et un régulateur de température STATOP 24449 permettant de stabiliser la température à 0.01°C près. Les quatre cartouches chauffantes de 30W (composées d'un enroulement autour d'un module céramique) sont placées au niveau du bloc du cuivre (figure 4.15). Elles permettent l'échauffement du four en assurant un rapide échange thermique. La sonde en platine de haute précision, constituée d'un fil résistif bobiné inséré librement dans un support céramique cylindrique, mesure la température au milieu du bloc en cuivre. Le STATOP 24449 est un régulateur en température chaud-froid à microprocesseur, associant la régularisation P-I-D à logique floue (meilleure stabilité de régulation lors de la variation de charge).

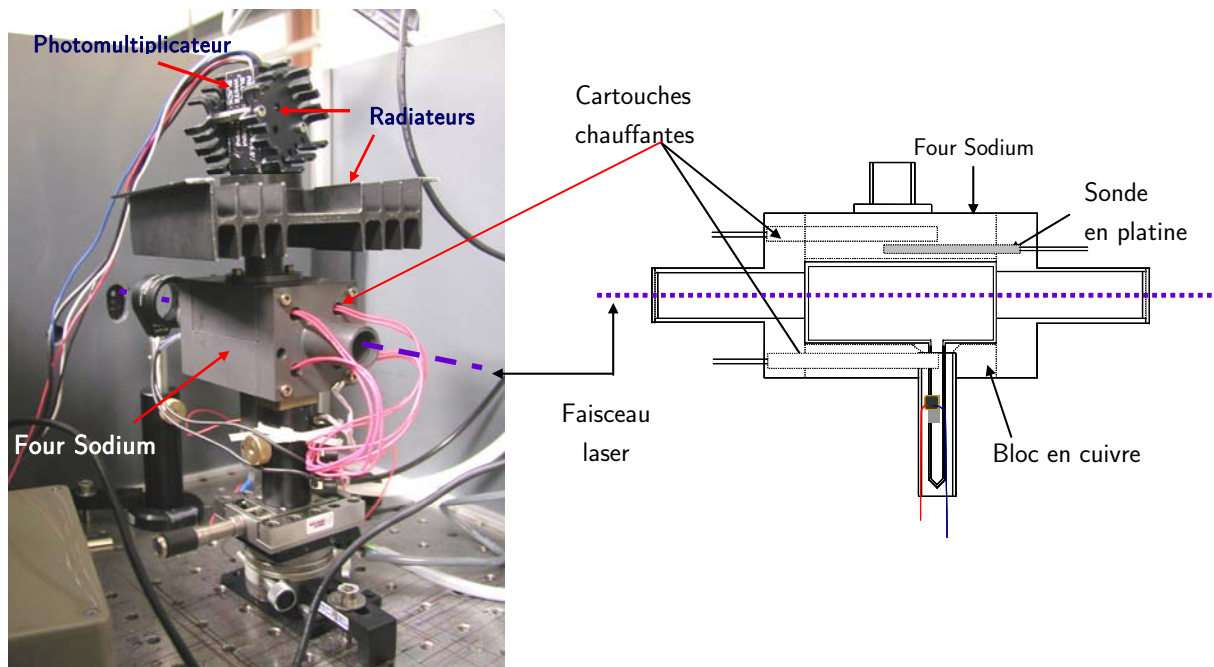


Figure 4.15 : Four Sodium. Le four est composé d'un bloc en cuivre qui chauffe uniformément par quatre cartouches chauffantes, et une sonde en platine qui mesure la température, et qui est reliée à un régulateur de température.

Pour pouvoir optimiser de manière reproductible et contrôler l'alignement du faisceau par rapport aux fenêtres de la cellule et à la surface de détection, le four est installé sur un support permettant la translation dans le plan (x, z) (platine micro-contrôle), et la rotation selon les axes y et z (deux platines de rotation micro-contrôle). Les deux platines permettent un alignement et un positionnement parfait.

La densité de vapeur dans la cellule sodium

La densité atomique de vapeur saturante de sodium dans la cellule est calculée à partir de la formule [CRC2004] qui donne la pression de vapeur saturante en fonction de la température :

$$\log p = 5.006 + A + \frac{B}{T} \quad \text{eq. 4.16}$$

où p est la pression exprimée en Pascal, T la température en Kelvin, et A et B sont deux constantes déterminées expérimentalement ($A = 4.704$ et $B = -5377$ pour la phase liquide-vapeurs et $A = 5.298$ et $B = -5603$ pour la phase solide-vapeurs).

Ces deux constantes sont valables pour la phase liquide – vapeur. Dans notre expérience, la température n'est pas inférieure à 97 °C , ce qui correspond à la température de solidification du sodium.

La valeur de la densité d'atomes peut être calculée grâce à la loi de pression de vapeur saturante de l'équation 4.18 et à la loi des gaz parfaits :

$$n = \frac{10^{5.006+A+\frac{B}{T}}}{k_B T} \quad \text{eq. 4.17}$$

Plusieurs auteurs [Worth1930] et [Dichbourn1941] se sont intéressés à ce sujet et ont établi des formules permettant le calcul de la pression de vapeur saturante par des méthodes de mesure de pressions partielles des atomes. Des mesures ont également été réalisées par V. Bellanger dans le cadre de sa thèse [Bellanger2002]. Tous ces résultats montrent que la densité de vapeur saturante atomique est déterminée avec une erreur de $\pm 5\%$. Afin de calculer les concentrations de sodium pour les températures auxquelles sont réalisées nos expériences, on a choisi la formule donnée par [Alcock1984]. En effet, compte tenu du fait que cet article était le plus récent et qu'il prend en compte la forte évolution des capteurs de pression, cette solution nous a paru la meilleure.

Ce système permet l'enregistrement de la température correspondante à chaque point expérimental et donc, le calcul de la densité atomique.

IV.2.5.2. Détection et acquisition du signal de fluorescence

La détection – le photomultiplicateur Hamamatsu

La détection de la fluorescence émise par l'atome de sodium s'effectue à 90° par rapport à la direction de polarisation du faisceau laser, à l'aide d'un photomultiplicateur Hamamatsu série H670-04Select avec un temps de réponse à grande vitesse (500 ps) et avec l'alimentation incorporée. Les photocathodes sont très bien adaptées pour le comptage des photons, parce qu'elles ont une très bonne résolution temporelle, un gain élevé, et un très faible bruit.

La photocathode, d'un diamètre de 9 mm, avec un diamètre utile de 8 mm, a en plus un temps de réponse très court et est encapsulée dans une boîte métallique de dimension 22x22x50 mm, qui contient l'alimentation haute tension. Notre photomultiplicateur couvre une plage de longueur d'onde de 185 à 850 nm, et sa température de fonctionnement se situe entre $+5^\circ\text{C}$ et $+45^\circ\text{C}$.

Une alimentation de 15V assure la tension pour le fonctionnement du photomultiplicateur, du préamplificateur rapide (1 GHz), et en même temps la tension de contrôle du photomultiplicateur à l'aide d'un potentiomètre compensateur de $10\text{ k}\Omega$ (la série H6780 est prévue avec un résistance de $2\text{ k}\Omega$).

Une des caractéristiques principales d'un photomultiplicateur est le rendement quantique, dont les valeurs sont relevées à partir la Figure 4.17.a. Cette figure ne présente pas assez de résolution pour en déduire la valeur du rendement quantique à 819 nm, par conséquent on calcule ce paramètre en utilisant la valeur de la sensibilité de la cathode pour 819 nm relevée sur la figure 4.17.b.

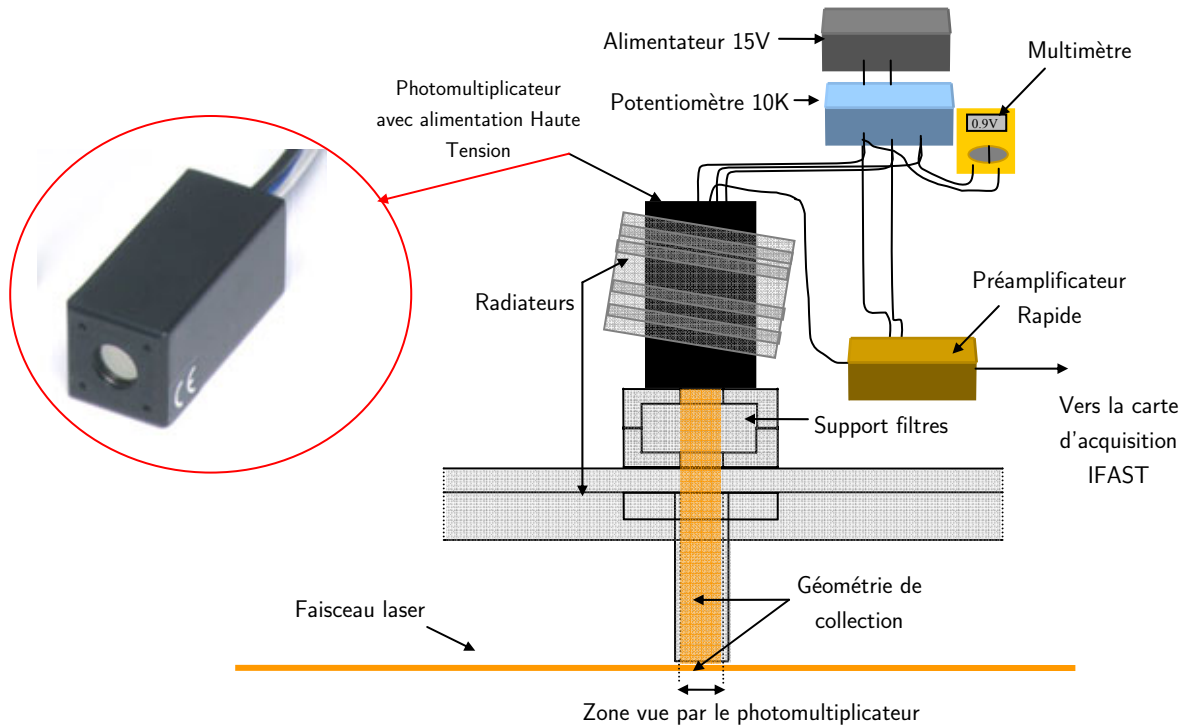


Figure 4.16 : Dispositif permettant la mesure du flux de fluorescence émise par l'atome de sodium. Il s'agit du photodétecteur Hamamatsu, avec son support qui permet l'insertion de filtres interférentiels et neutres, le préamplificateur, et leur système d'alimentation.

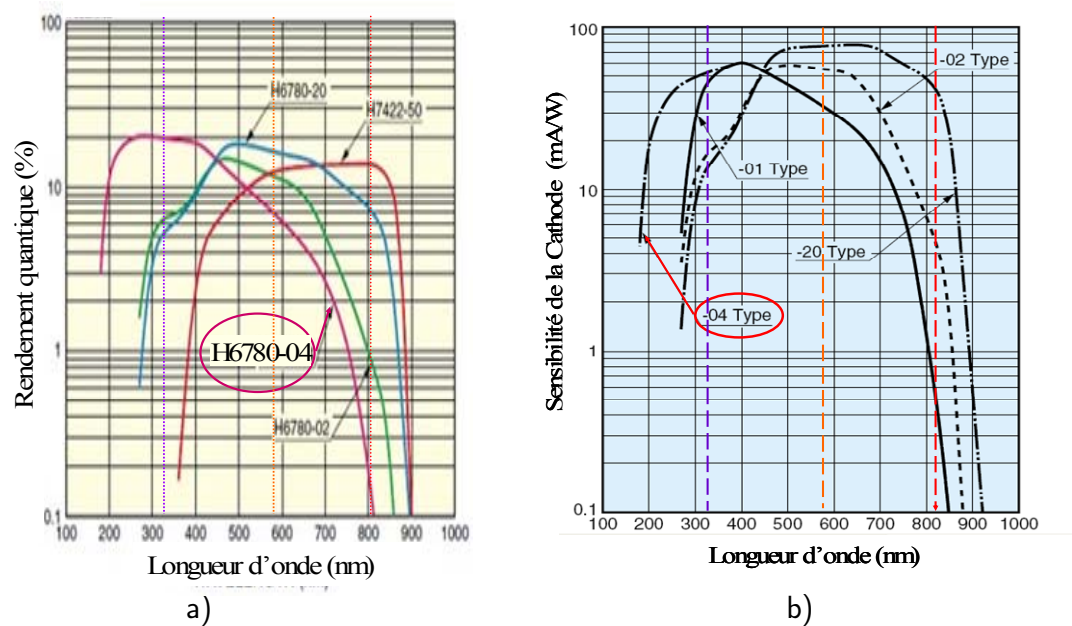


Figure 4.17. a) Variation du rendement quantique du photomultiplicateur avec la longueur d'onde. b) Variation de la sensibilité de la cathode avec la longueur d'onde.

Le rendement quantique η_q est défini en fonction de la sensibilité de la cathode :

$$\eta_q = \frac{S \times 1240}{\lambda} \times 100 \quad \text{eq. 4.18}$$

où S est la sensibilité de la cathode exprimée en A/W, et λ la longueur d'onde en nanomètres.

La sensibilité de la cathode est une propriété intrinsèque à chaque photomultiplicateur qui varie avec la longueur d'onde, et qui est donnée par le constructeur. A l'aide du graphique fourni par le constructeur et présenté dans la figure 4.17.b, on calcule le rendement quantique du photomultiplicateur pour la longueur d'onde 819 nm. Les valeurs numériques relevées de la figure 4.17.a et calculées à l'aide de l'équation 4.18 sont données dans le tableau 4.4.

Tableau 4.4 : Valeurs numériques du rendement quantique du photomultiplicateur.

λ (nm)	η_q %
330	19.2
589	6.5
819	0.076

Le montage du photomultiplicateur est composé d'un tube de diamètre 8 mm et de longueur 3.5 cm collé sur un radiateur. Sur celui-ci est fixé un support qui donne la possibilité d'insérer des filtres densité et interférentiels (de diamètre 2.54 cm) pour les longueurs d'onde d'observation (330nm, 589 nm et 819 nm), et un autre radiateur collé sur le photomultiplicateur qui assure l'évacuation de la chaleur émise par le four sodium. En effet, la distance entre le photomultiplicateur et le four Sodium d'environ 6 cm, et la température pendant l'expérience comprise entre 110°C et 150°C, favorisent l'échauffement du photomultiplicateur. Le système composé de deux radiateurs permet un bon fonctionnement (la température ne dépassant pas la limite de 45°C).

La surface de fluorescence vue par la photocathode a un diamètre limité à 8 mm grâce à la longueur et au diamètre de la surface utile du photodétecteur.

Une étude effectuée par l'équipe de [Calpini2001] dans le cadre d'un projet LIDAR en 2007 avec une photocathode Hamamatsu série H5783-06 très semblable à celle que l'on possède, et avec une rapidité de détection différente, montre une non-uniformité de la surface de ce photodétecteur. Lorsque l'on regarde la figure 4.18, on observe que la réponse de l'anode n'est pas uniforme et constante sur toute sa surface. Le fait que la fluorescence est spatialement uniforme assure un certain moyennage. Malgré tout, dans l'interprétation des résultats il va falloir en tenir compte.

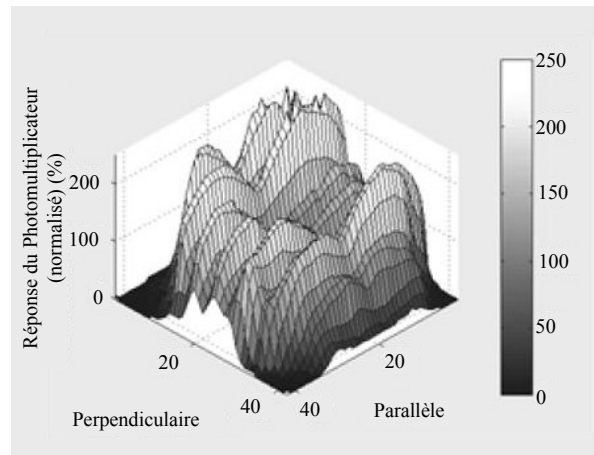


Figure 4.18 : Représentation de l'uniformité spatiale du photodétecteur Hamamatsu série H5783-06.

Un préamplificateur Hamamatsu séries C5594 très rapide (1.5 GHz) assure l'amplification du signal de fluorescence. Le signal amplifié est alors envoyé sur un système très performant d'acquisition composé d'un double comptage de photons IFAST, d'un logiciel, et d'un ordinateur.

La synchronisation des signaux

La synchronisation des signaux entre le signal de fluorescence détecté par le photomultiplicateur et le déclenchement du comptage de photons est réalisé avec un générateur de délai « Masterclock » de marque Thales. Il comporte 12 canaux pour lesquels on peut contrôler les délais. Il peut fonctionner en « trigger » interne, cas où il contrôle tous les autres appareils connectés avec lui, ou, en « trigger » externe. Dans notre cas, le Masterclock est piloté par l'horloge interne de notre laser de pompe Spectra Physics. La figure 4.19 montre le schéma de synchronisation entre nos différents signaux. La voie D1 du Masterclock est connectée à la carte qui effectue le comptage de photons en assurant le START pour le comptage de photons. Sur cette voie on introduit un retard de $3.70 \mu\text{s}$, comme le montre la figure 4.20. Pour toutes les expériences réalisées, cet écart est identique, car il est dépendant de la fréquence de répétition du laser de pompe. Le Masterclock permet aussi l'enregistrement automatique des réglages. Avec l'oscilloscope Tektronics, on effectue également la surveillance de synchronisation entre les signaux.

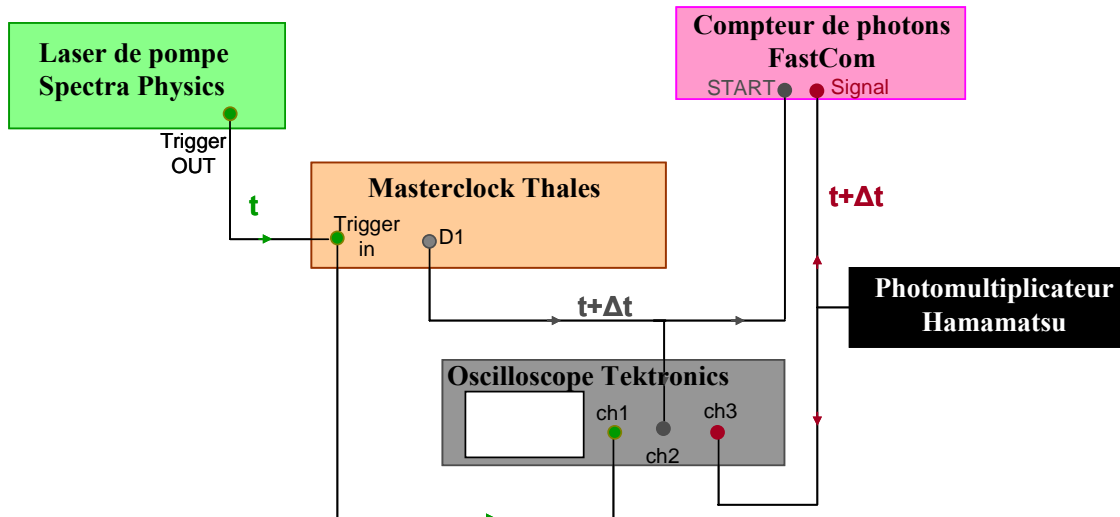


Figure 4.19 : Schéma de principe de la synchronisation des signaux. Le signal de fluorescence est synchronisé à l'aide du générateur de délai Masterclock, avec l'horloge interne du laser de pompe en impulsion Spectra Physics, qui constitue le START de déclenchement du compteur de photons.

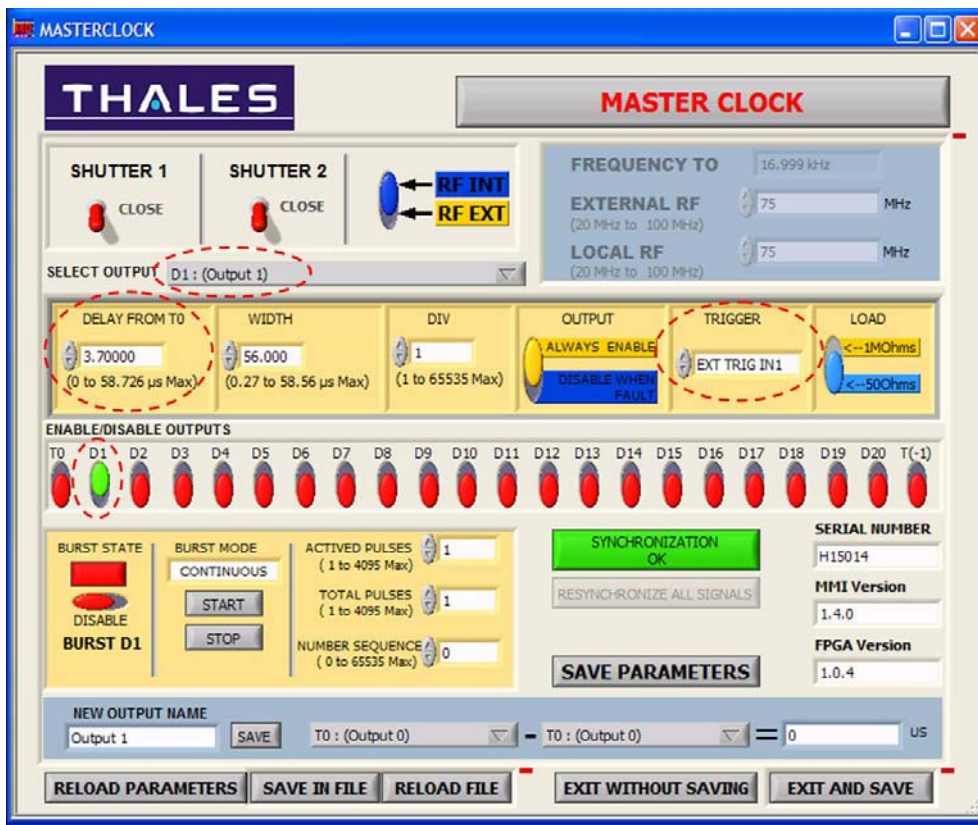


Figure 4.20 : Logiciel permettant le contrôle du générateur de délais (Masterclock). Le signal de « trigger » externe est donné par l'horloge interne du laser de pompe en impulsion Spectra Physics. Sur la voie de sortie D_1 est connecté le signal START pour le déclenchement du comptage de photons, qui est retardé de 3.7 s, et la durée de la porte pour chaque impulsion laser est de 56 s.

IV.2.5.3. Le système d'acquisition : Le compteur de photons IFast-P7888

Le système de comptage de photons est constitué d'une carte IFast ultrarapide, modèle P7888, l'un des systèmes les plus rapides commercialisés en ce moment. Pour le déclenchement du comptage la carte utilise un signal de START, dont le front est descendant, fourni par l'horloge interne de notre laser de pompe Spectra Physics. Ce système peut fonctionner en continu, le Stop étant choisi par l'utilisateur, en mode séquentiel et en mode balayage, où il y a l'option de l'arrêt après chaque balayage. Le Stop du balayage est donné par le « Sweep preset ». Dans la figure 4.21, est présentée la fenêtre du logiciel qui permet le choix des paramètres. Ce système d'acquisition est multicanal. Chaque balayage est déclenché par le signal de Start, et tous les événements détectés au moment du Stop sont enregistrés dans un « bin » spécifique correspondant au temps d'arrivée pour toutes les impulsions laser. Dans notre expérience, on a choisi un domaine de balayage de 1472 canaux d'une nanoseconde chacun (1 ns est la résolution temporelle ultime de notre système). Le temps de chaque balayage doit être plus long que la plus grande durée de vie de tous les niveaux de l'atome de sodium, c'est à dire 110 ns. Pour s'assurer que le signal atteint bien le zéro, on choisit un temps de 1.472 μ s. Un tel système offre la possibilité d'effectuer des mesures de populations et de durée de vie si l'impulsion laser est suffisamment courte par rapport à la durée de vie du niveau excité, ce qui n'est pas notre cas (les durées des impulsions sont du même ordre de grandeur que les durées de vie des niveaux excités, celles-ci sont même plutôt plus grandes dans certains cas).

Le logiciel qui permet le contrôle du compteur de photons, impose un choix sur la valeur du seuil du front descendant pour déclencher le comptage de photons et aussi le choix de la valeur du discriminateur (-0.50 V), qui est fortement liée au bruit intrinsèque du photomultiplicateur Hamamatsu. La valeur du seuil du front descendant est 0.1 V (cf. figure 4.22).

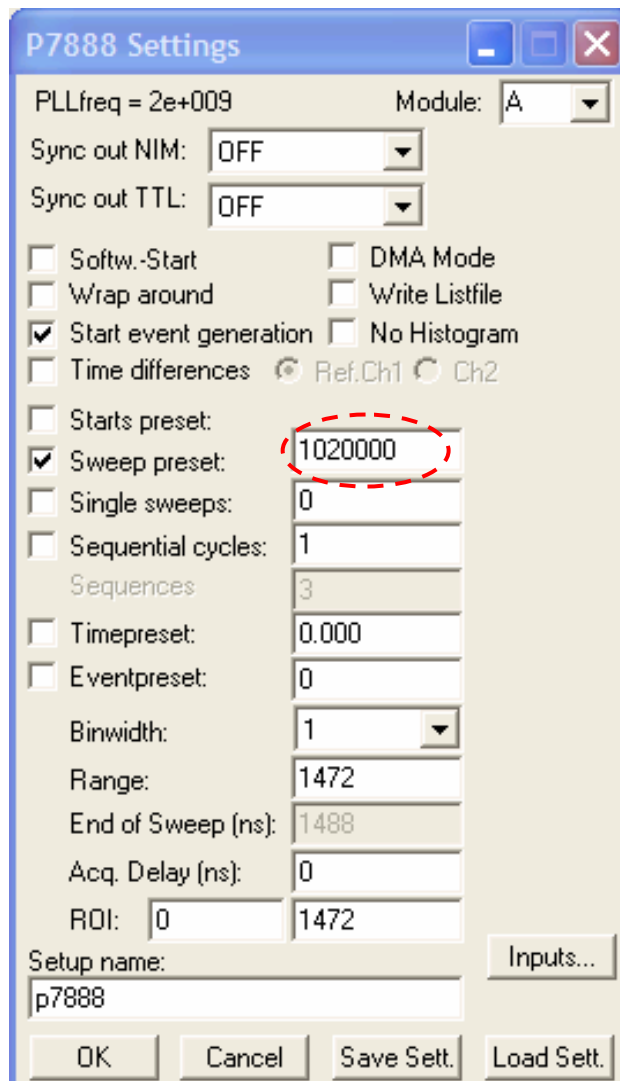


Figure 4.21 : Fenêtre du logiciel de contrôle de la carte IFast-P7888 permettant le choix du temps d'acquisition (1020000 impulsion à 17 kHz → 60 s), et la durée de chaque balayage (1472 ns).

La figure 4.23 montre le logiciel de contrôle de la carte P7888, et aussi la forme de la courbe totale de fluorescence en fonction du temps. Le temps d'intégration est de 60 s, ce qui revient à effectuer des balayages pendant 1 020 000 impulsions laser. Le logiciel permet l'affichage du nombre total de photons accumulés pendant le temps d'intégration mais n'a pas l'option d'afficher le nombre de photons moyen. Pour pallier à ceci, grâce aux fichiers sources fournis par le système, on a créé un programme Labview qui rend plus facile l'optimisation du maximum de flux de fluorescence (cf. figure 4.24).

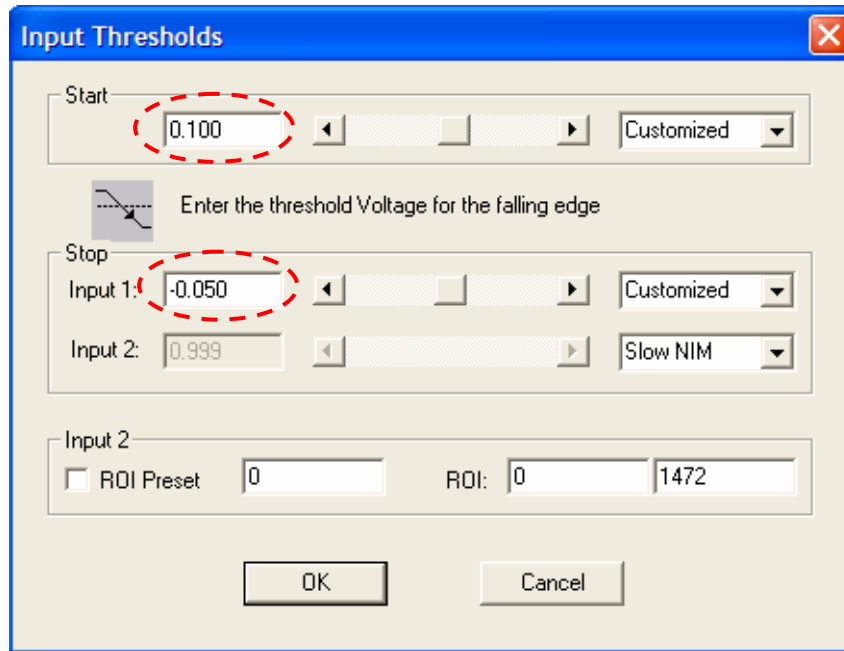


Figure 4.22 : Exemple : Fenêtre du logiciel de contrôle de la carte IFast-P7888 permettant le choix de la valeur du seuil du déclenchement du comptage de photons (0.1 V) et du discriminateur (-0.50 V).

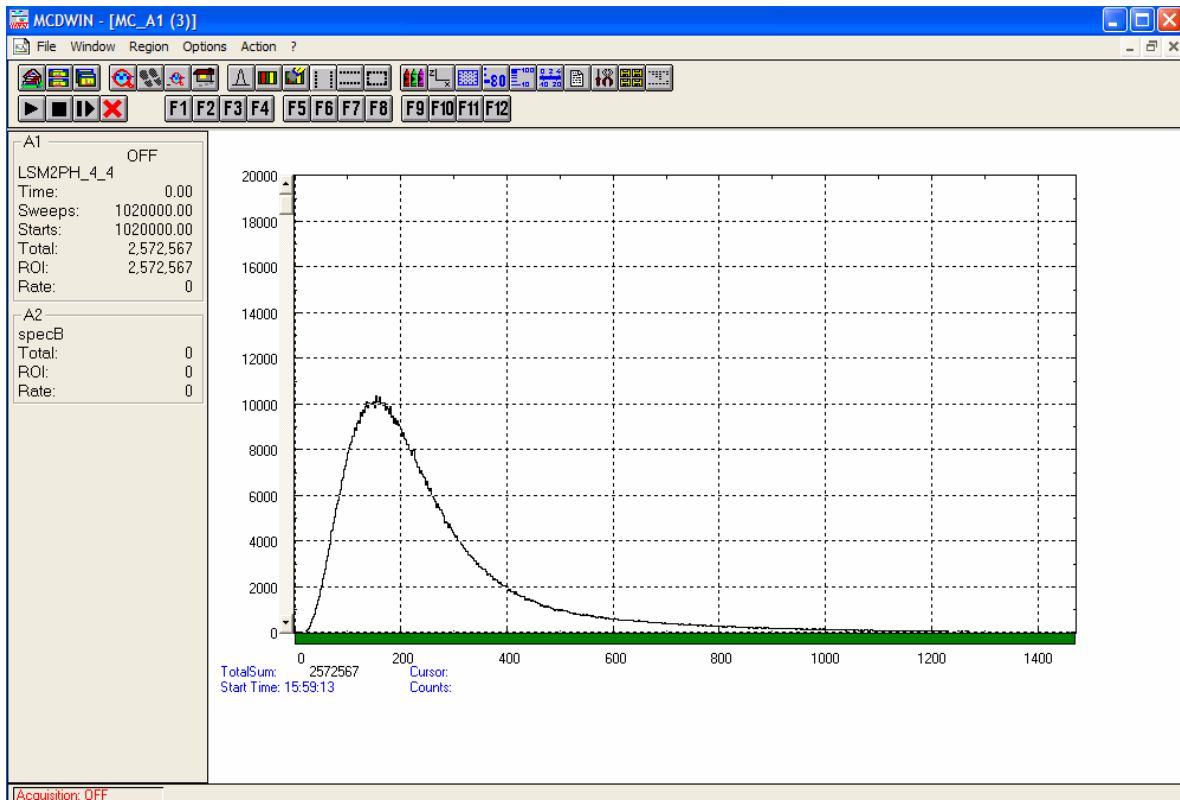


Figure 4.23 : Exemple de courbe de fluorescence en fonction du temps enregistrée avec le système d'acquisition Carte Ifast-P7888.

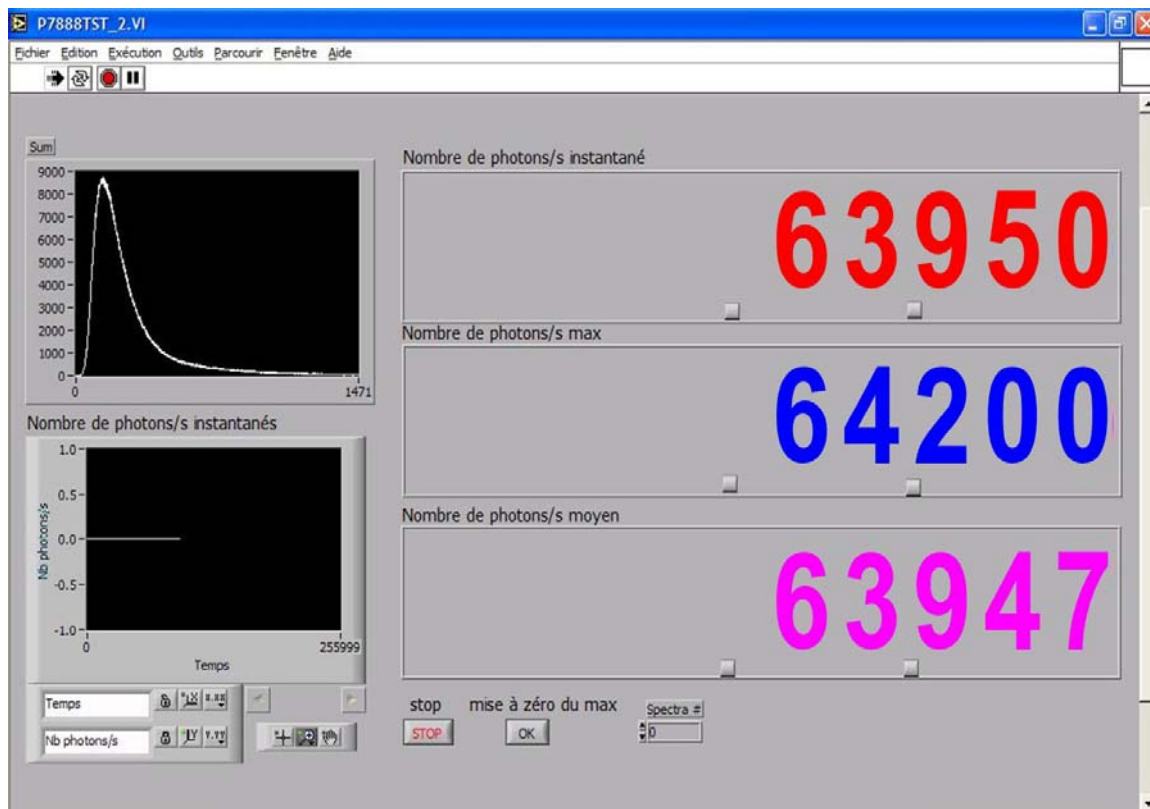


Figure 4.24 : Le logiciel Labview permet l'affichage du taux de comptage par seconde du flux, du maximum, et moyen.

IV.3. Calibration de la puissance laser et du flux de fluorescence

Nous avons caractérisé en détails les moyens expérimentaux permettant la mesure précise de tous les paramètres de notre expérience. Ensuite, nous avons calibré le flux de fluorescence et la puissance excitatrice du laser.

Pour le calcul du flux de fluorescence absolu on tient compte des éléments suivants :

- Les transmissions des filtres neutres (T_n) et interférentiels (T_i) qui sont insérés devant le photo-détecteur ;
- La transmission du corps cylindrique de la cellule de sodium, appelée transmission transversale de la cellule (T_t) ;
- Le rendement quantique du photo-détecteur (Photomultiplicateur Hamamatsu) (η) ;
- La transmission du polariseur et le facteur de polarisation pour l'excitation à un photon à 589 nm, noté p . Pour les autres cas ce paramètre est pris égal à 1.

La formule mathématique qui permet le passage du flux de fluorescence mesuré Φ_{brut} au flux de fluorescence absolue est :

$$\Phi = \frac{\Phi_{brut}}{T_n \times T_t \times T_i \times \eta \times p} \quad \text{eq. 4.19}$$

Pour le calcul de la puissance laser excitatrice on tient compte des éléments suivants :

- La transmission de la fenêtre de la cellule de sodium, appelée transmission longitudinale de la cellule (T_f) ;
- La transmission du filtre interférentiel inséré devant le détecteur de puissance, selon le cas (T_i) ;
- Le taux de recouvrement spatial (R_p) et spectral (R_s) ;
- Le facteur correctif appliqué pour le cas de l'excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm.

L'équation permettant le passage de la puissance mesurée (P_{brut}) à la puissance absolue est la suivante :

$$P = P_{brut} \times \frac{R_s \times T_i \times R_p}{T_f} \quad \text{eq. 4.20}$$

La figure 4.25 montre un exemple de courbe de flux de fluorescence en fonction de la puissance après calibration, pour le cas de l'excitation à 330 nm, et pour cinq valeurs de densité des atomes de sodium.

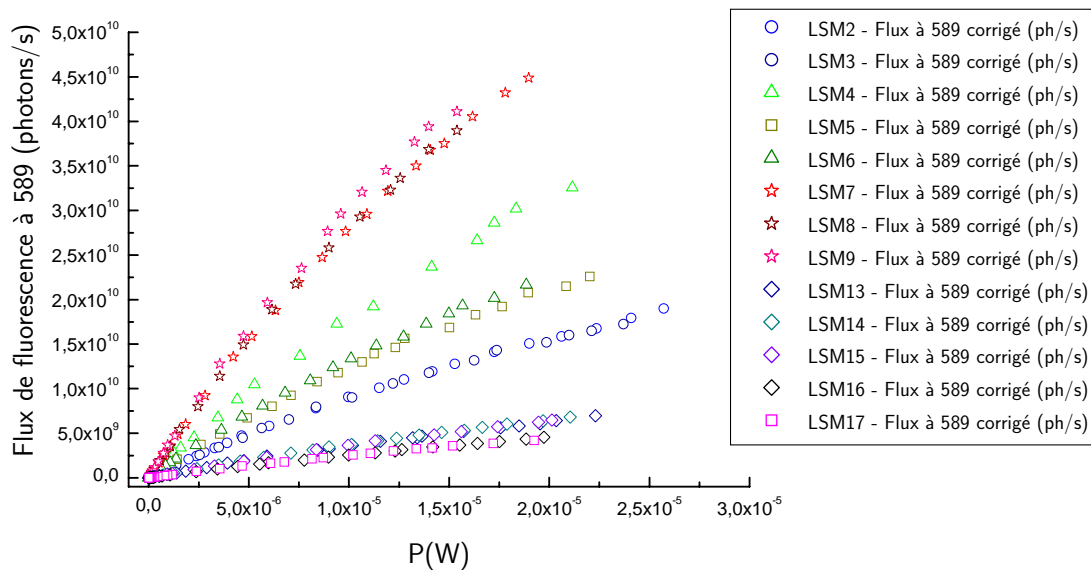


Figure 4.25 : Flux de fluorescence absolu en fonction de la puissance laser absolue, lors de l'excitation à 330 nm en laser sans mode, pour différentes densités atomiques du sodium.

IV.4. Evaluation des erreurs

Les erreurs sur la puissance laser sont estimées à environ 20%. Le principal facteur d'erreur vient de la mesure du profil spectral du laser avec le monochromateur, qui se retrouve dans la valeur de la puissance laser excitatrice, par l'intermédiaire de la valeur du taux de recouvrement.

L'erreur sur la mesure de la température, et en conséquence sur la densité atomique, est d'environ 10%. Celle sur la mesure du profil spatial du faisceau laser, elle aussi d'environ 10%, intervient

dans le flux de fluorescence par l'intermédiaire du volume d'observation (volume d'interaction laser-atome de sodium). Ensuite, toutes les erreurs suivantes sont chacune de l'ordre de quelques pourcents : celles liées à la mesure de transmission des filtres interférentiels, de la transmission transversale de la cellule, l'évaluation de la distance volume d'observation-photomultiplicateur, le rendement quantique du photomultiplicateur, celle introduite par le choix du discriminateur (le seuil du déclenchement du comptage de photons). Tous ces facteurs font intervenir une erreur totale sur la mesure absolue du flux d'environ 40%.

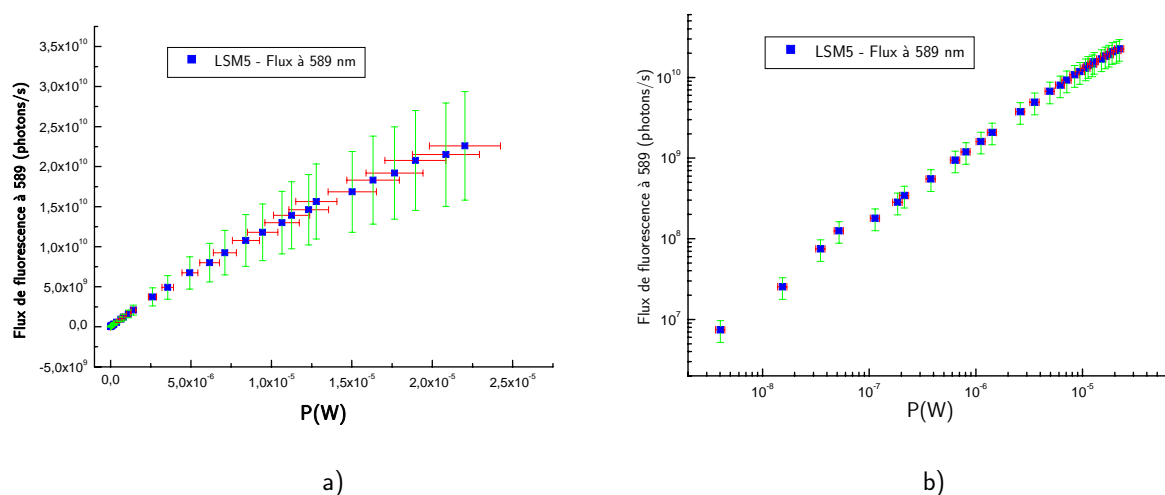


Figure 4.26 : Variation du flux à 589 nm lors de l'excitation à 330 nm. a) échelle linéaire, et b) échelle logarithmique.

Conclusion

On a donc créé plusieurs montages expérimentaux au sein du laboratoire LSP, décrits dans ce chapitre avec précision, qui ont permis la réalisation d'expériences de photométrie. Celles-ci rendent possible l'étude de la faisabilité de l'excitation à un photon à 330.24 nm, et le fait d'aborder facilement d'autres schémas possibles d'excitation de l'atome de sodium pour obtenir un flux de fluorescence maximal à cette longueur d'onde.

On a notamment caractérisé en détail les moyens expérimentaux permettant la mesure précise des paramètres nécessaires pour effectuer des calibrations au niveau du flux de fluorescence émis par l'atome de sodium et de la puissance laser excitatrice.

On arrive finalement à tracer des courbes de fluorescence en fonction de la puissance laser obtenue (cf. figure 4.26). Les performances de ces mesures et l'interprétation des résultats obtenus sont décrites dans le chapitre 5. On note un aspect extrêmement important qui est la reproductibilité des nos expériences.

Enfin, comme expliqué dans le chapitre 5, on utilisera ces mesures comme outils de comparaison afin de valider le modèle théorique développé.

Références

[Alcock1984] C.B.Alcock, V.P.Itkin, and M.K.Horrigan, Canadian Metallurgical Quarterly, 23, 309,1984

[Bellanger2002] Thèse V. Bellanger 2002

[Calpini2001] B.Calpini, B.Lazzarotto, H.Fiord, V.Mitev, P.Quaglia, V.Simeonev, A. Thompson, H. von der Berg
Appl.Opt.20(18), pp 2985, 2002

[CRC2004] CRC Hand Book of Chemistry and Physics, Boca Raton, London, 2004

[Fesquet2007] V.Fesquet, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2007

Chapitre V :

Modèles théoriques et interprétation des résultats expérimentaux

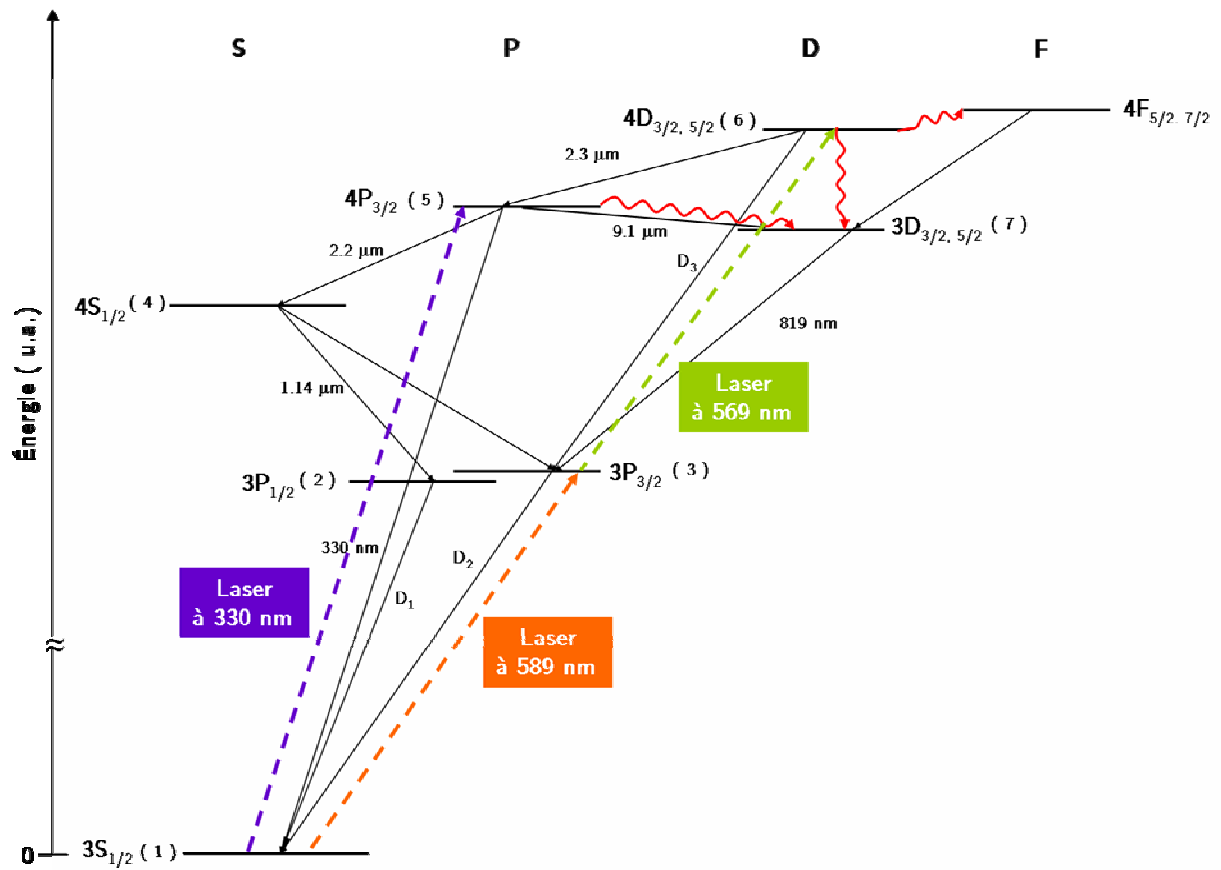


Figure 5.0 : Schéma des niveaux de l'atome de sodium

Introduction

Dans ce chapitre, afin de pouvoir se prononcer sur la validité et faisabilité de la création d'une étoile laser polychromatique lors de l'excitation à 330 nm, nous réaliserons une approche théorique, que nous comparerons à nos résultats expérimentaux.

Les outils théoriques existants qui décrivent la physique des interactions entre le faisceau laser et les atomes de sodium sont très limités en termes de configurations étudiables, et de temps de calcul long : c'est le cas du code Beacon. Pour pallier aux limites de ce code, nous avons développé un nouveau modèle pendant cette thèse. Celui-ci est beaucoup plus rapide, facile à utiliser, et plus complet (il permet notamment d'étudier les différents schémas d'excitation de l'étoile PLGS).

Par ailleurs, pour se rendre compte de la précision de ce nouvel outil, nous avons comparé les résultats obtenus à ceux de l'expérience du chapitre 4. Ceci permet également de mettre en valeur les améliorations par rapport à l'ancien code.

Dans ce chapitre, nous décrirons tout d'abord rapidement le code Beacon, fondé sur le formalisme de matrice densité, puis nous présenterons notre modèle appelé REM. Ce nouveau code est basé sur une description cinétique. La bonne correspondance entre un code matrice densité et cinétique, dans le cas du calcul de flux de fluorescence total, a déjà été abordée dans un article par E. Rosencher [Rosencher 2000]. Nous réaliserons une première validation de cet outil en comparant ses résultats à ceux donnés par Beacon. Ensuite, une validation expérimentale sera effectuée en confrontant le modèle à l'expérience de photométrie décrite dans le chapitre 4. Enfin, nous terminerons par quelques observations complémentaires.

V.1. Le code Beacon - équations de Bloch

Le code Beacon, qui ne concerne que l'excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm, est un code de calcul élaboré par V. Béllanger dans le cadre de son travail de thèse en 2002 et qui a été publié en 2004 [Bellanger2004]. Ce code permet de déterminer les populations de tous les 48 niveaux hyperfins appartenant aux niveaux : $3S_{1/2}$, $3P_{3/2}$, $4P_{3/2}$, et $4D_{5/2}$. Il traite l'interaction laser-sodium par une méthode semi classique : l'atome est modélisé de manière quantique tandis que le rayonnement laser est traité de façon classique, à l'aide des équations de Bloch. Nous rappelons ici brièvement le calcul entrepris dans l'article cité précédemment.

L'atome est considéré unique et immobile dans un système de coordonnées (x,y,z) . Le modèle de résolution des équations de Bloch restreint à deux niveaux discrets non dégénérés est donné à l'aide de l'équation d'évolution de la matrice densité :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0(t) + \hat{H}_1(t), \rho] + \left\{ \frac{d\hat{\rho}}{dt} \right\} \quad \text{eq. 5.1}$$

Le premier terme est le commutateur traduisant l'évolution hamiltonienne, et le deuxième permet de prendre en compte les phénomènes radiatifs, non radiatifs, et collisionnels. Cette équation est valable dans l'approximation de grande longueur d'onde (devant le rayon typique du sodium qui est de 0.186 nm), où le champ extérieur est considéré constant sur l'étendue de l'atome. Le champ incident, supposé monochromatique de pulsation ω_L et d'amplitude E_0 , est décrit par l'équation suivante (où ε_q représente la polarisation des lasers) :

$$\hat{E}(0, t) = \frac{E_0(0, t)}{2} \left(\sum_{q=-1,0,1} (-1)^q \varepsilon_{-q}^+ e^{i\omega_L t} \vec{e} + c.c \right) \quad \text{eq. 5.2}$$

L'équation d'évolution devient:

$$\frac{d\hat{\rho}_{i,j}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \left[\hbar\omega_0 \delta_{ij} - \hat{\mu}_{i,j} \hat{E}(t), \hat{\rho}_{i,j} \right] + \left\{ \frac{d\hat{\rho}_{i,j}}{dt} \right\} \quad \text{eq. 5.3}$$

où $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker, $\mu_{i,j}$ le moment dipolaire, et $\hat{E}(t)$ le champ incident.

Les valeurs des moments dipolaires correspondants aux transitions considérées sont calculées et sont données dans le chapitre 2.

V.1.1. Description du code de calcul

La modulation de phase retenue dans les calculs effectués par le code Beacon [Bellanger2002] s'écrit :

$$E(t) = E_0(t) \times e^{i(\omega_L t + \theta(t))} \quad \text{eq. 5.4}$$

où $\theta(t) = m \sin(\omega_{\text{mod}} t + \varphi_0)$, m est l'indice de modulation (le nombre de bandes latérales créées), et ω_{mod} la pulsation de modulation.

La densité spectrale de la puissance laser est donnée par la transformée de Fourier du profil temporel d'une impulsion monomode gaussienne sans modulation de phase.

Elle s'écrit :

$$|E(\omega)|^2 = \frac{E_0^2}{8\pi \ln 2} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_p} \right)^2} \quad \text{eq. 5.5}$$

où $\Delta\omega_p$ est la largeur spectrale totale à mi-hauteur.

Le nombre de photons est défini comme suit :

$$N_{\text{photons}} = \int_0^t \sum_{F,M} \sum_{F',M'} \frac{dP}{d\Omega} \frac{\beta_{(F,M \leftrightarrow F',M')}}{\tau_{F,M}} \sigma_{F,M}(t') dt' \quad \text{eq. 5.6}$$

Pour le calcul de la fluorescence à 589 nm, la première somme porte sur les niveaux hyperfins du niveau $3S_{1/2}$, et la deuxième sur ceux de $3P_{3/2}$. Pour la fluorescence à 330 nm, la première somme porte sur ceux du niveau $3P_{3/2}$, et la deuxième sur ceux de $4P_{3/2}$.

$\frac{dP}{d\Omega}$ est la distribution angulaire d'énergie (elle dépend de la nature de la retombée), $\beta_{(F,M \leftrightarrow F',M')}$ le rapport de branchement, et $\sigma_{F,M}$ représente la population d'un niveau hyperfin. Par ailleurs,

l'équation d'évolution de populations des niveaux hyperfins, après le changement de variable $\sigma_{ij} = \rho_{ij} e^{i\omega_L t}$, et dans l'approximation des ondes tournantes (qui permet de négliger les termes rapidement oscillants), s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{i,j}}{dt} = i\Delta_{ij}\sigma_{ij} + \frac{i}{2} \sum (\Omega_{ij}\sigma_{ij} - \Omega_{ji}\sigma_{ji}) + \left\{ \frac{d\sigma_{i,j}}{dt} \right\} \quad \text{eq. 5.7}$$

où $\sigma_{i,i}^2$ est la population du niveau i, $\sigma_{i,j}$ le terme de cohérence entre les niveaux i et j, et Ω_{kl} la pulsation de Rabi. Le terme Δ_{ij} est le décalage en fréquence par rapport à la fréquence de résonance associée à chaque classe de vitesse v_p . Enfin, la résolution des équations de Bloch avec Δ_{ij} fournit les populations de niveaux correspondantes à la classe de vitesse v_p , de sorte que l'effet Doppler est pris en compte en multipliant les populations associées à une classe de vitesse par le nombre total de classes de vitesse (en d'autres termes, le profil de la raie de sodium est découpé en classes de vitesse). Les paramètres variables du code de calcul Beacon sont :

- L'élargissement Doppler
- La forme temporelle du pulse laser gaussienne ou carrée
- Le délai entre les impulsions laser à 589 nm et à 569 nm
- La polarisation du laser
- La forme spectrale monomode ou modulée en phase
- Les paramètres de transitions électroniques : le moment dipolaire, la durée de vie, et les coefficients de couplage hyperfin
- La distribution angulaire de photons
- Les 48 niveaux hyperfins, leur rapport de branchements, et la probabilité d'émission spontanée

Le code Beacon calcule :

- L'évolution de la population de chaque niveau hyperfin en fonction du temps
- Le flux de fluorescence à 589 nm, 569 nm, et 330 nm

Il rappelle également la partie imaginaire et réelle du champ laser et le spectre.

Hypothèses et limites du code Beacon

Le code Beacon contient de nombreuses hypothèses et présente des limites de fonctionnement que nous allons décrire brièvement dans cette partie. Par ailleurs, malgré ces diverses hypothèses, le temps de calcul reste long.

Les hypothèses prises en compte par le code Beacon sont :

- Il ne tient pas compte des collisions sodium-sodium et sodium-autres atomes ou molécules, car la pression dans la mésosphère est très faible (5-10 mTorr) et les collisions se produisent sur une échelle de temps de quelques centaines de microsecondes. Ce temps est très grand devant la durée radiative du processus de fluorescence.
- Le modèle néglige la levée de dégénérescence Zeeman liée au champ magnétique terrestre.

- Le niveau $4D_{3/2}$ ne rentre pas dans la résolution du système d'équations. L'écart énergétique entre les niveaux $4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$ est inférieur à 1 GHz, cependant la force d'oscillateur de la transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$ est 10 fois plus faible que celle associée à la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$.
- Le décalage énergétique lié au phénomène de recul de l'atome de sodium lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon n'est pas non plus pris en compte. Il est de l'ordre de 10 kHz par photon absorbé ce qui est beaucoup plus petit que la largeur homogène. Les effets cumulatifs sont négligés, car une excitation en impulsion est considérée et donc chaque atome va effectuer quelques cycles d'absorption/fluorescence pendant le pulse laser.
- Les équations de Bloch sont résolues dans l'approximation des ondes planes, où le profil transverse de l'intensité laser est supposé constant, ce qui n'est pas le cas d'un profil d'intensité laser réel (sauf si une mise en forme spatiale est faite).
- Le processus d'excitation à deux couleurs est traité séparément du processus de désexcitation de la cascade radiative qui en découle. Notamment, la phase d'excitation est basée sur la résolution numérique d'équations de Bloch, elle prend en compte les 48 niveaux hyperfins de $3S_{1/2}$, $3P_{3/2}$, et $4D_{5/2}$. La cascade radiative UV-VIS-IR provenant de l'état $4D_{5/2}$ est considérée comme une fuite au niveau de la résolution d'équations de Bloch. Cette fuite est ensuite décrite à l'aide du modèle d'équations cinétiques qui permet le calcul de populations de différents niveaux. Par conséquent, les atomes qui peuplent le niveau $4P_{3/2}$ issus du niveau $4D_{5/2}$, ne participent plus à un nouveau cycle d'excitation.

Limites du code de calcul Beacon :

- La dernière hypothèse entraîne une des plus importantes limites de ce code de calcul au niveau de la durée d'impulsion de lasers. Pour des impulsions grandes devant la durée de vie du niveau $4D_{5/2}$ (54 ns), le nombre d'atomes susceptibles de participer à un autre cycle d'excitation devient également grand, donc la largeur d'impulsion ne peut pas dépasser plus de quelques fois cette durée de vie.
- Une autre limite est introduite par rapport aux pulses laser de profil temporel gaussien à très fortes intensités. La durée d'impulsion vue par l'atome de sodium est augmentée grâce au profil gaussien. Cette limite rejoint le point précédent ; les données fournies par le code de calcul Beacon dans cette situation doivent être interprétées avec prudence.
- La cascade radiative $4P_{3/2} \rightarrow 3D_{3/2,5/2} \rightarrow 3P_{1/2,3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ n'est pas prise en compte, or elle joue un rôle dans notre cas.
- Les niveaux Zeeman de la structure hyperfine de l'état $4D_{5/2}$ sont supposé dégénérés.

Pour vérifier la validité du code Beacon, celui-ci a été comparé à deux outils différents.

Tout d'abord, il a été comparé à un autre modèle des équations de Bloch, élaboré par Morris [Morris1994] pour l'étude de l'excitation à 589 nm pour l'étoile laser monochromatique. L'accord observé était très bon.

Ensuite, les valeurs fournies par Beacon ont été comparées en relatif à l'expérience réalisée par V. Bélanger, qui ne permet pas une mesure absolue du flux de fluorescence émis par l'atome de sodium. Un facteur multiplicatif a été utilisé pour mettre sur la même échelle le flux de fluorescence mesuré et celui calculé à l'aide de Beacon. L'accord entre Beacon et l'expérience dans les limites hors saturation et forte saturation était satisfaisant.

Cependant, les figures de la thèse de V. Bélanger reproduites sur la figure 5.1 montrent un aspect important qui n'a pas été souligné : les formes des courbes théoriques et expérimentales sont assez différentes (les courbes expérimentales de fluorescence saturent moins vite que les courbes théoriques fournies par Beacon).

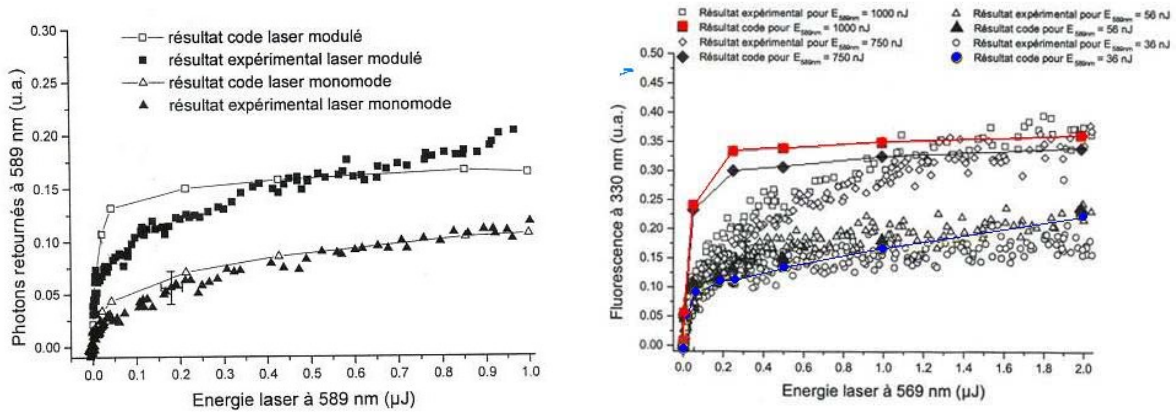


Figure 5.1 : a) Flux de fluorescence à 589 nm en fonction de l'énergie du laser à 589 nm, dans le cas d'un laser monomode ou modulé en phase à la fréquence de modulation 300 MHz comparés aux résultats de simulations Beacon, dans les mêmes conditions. La largeur d'impulsion totale à mi-hauteur est 8.5 ns et le profil spatial du faisceau laser est carré. b) Flux de fluorescence à 330 nm en fonction de l'énergie du laser à 569 nm, dans le cas d'un laser monomode ou modulé en phase à la fréquence de modulation 300 MHz comparés aux résultats de simulations Beacon. L'énergie du premier laser à 589 nm est fixée à 36 nJ, 56 nJ, 750 nJ et 1000 nJ, la largeur d'impulsion totale à mi-hauteur est de 8.4 ns et le profil spatial du faisceau est carré. On observe une différence entre la courbure de la courbe théorique et celle expérimentale, qui montre que la courbe expérimentale sature beaucoup moins que celle théorique. Source [thèse Bélanger2000].

Par ailleurs, les deux points problématiques restent le temps de calcul d'environ 24 heures par point et le fait qu'il n'est pas applicable à l'excitation d'autres transitions de l'atome de sodium (principalement l'excitation directe de l'état $4P_{3/2}$ à 330 nm).

V.1.2. Modification du champ électrique dans le code Beacon pour une excitation en laser sans mode

Initialement, ce code a été développé pour simuler l'interaction entre un laser monomode ou modulé en phase et l'atome de sodium. Puisqu'au LSP nous étudions l'interaction entre le laser sans mode développé dans notre équipe [Pique2004] et l'atome de sodium, nous avons modifié le code Beacon afin de simuler cette interaction en introduisant une option pour la description du champ électrique. Dans ce travail, nous ne sommes pas entrés dans la compréhension des détails informatiques du code Beacon que nous avons donc considéré comme une boîte noire en faisant

confiance aux auteurs. On utilisera ce code modifié afin de valider notre nouvel outil de calcul que l'on détaillera dans le paragraphe suivant.

Les modifications apportées n'étaient pas évidentes, car le code demande le champ électromagnétique du laser sans mode dont l'expression n'est pas très bien connue. Dans la littérature, les expériences décrites montrent deux types de spectres pour un décalage de fréquence (laser sans mode) : un spectre incohérent [Kowalsky1988], et un spectre peigne « chirpé » en fréquence [Balle1993].

Une manière pour décrire un laser qui couvre toute la largeur Doppler-hyperfine de l'atome de sodium est de considérer un laser multimode avec un intervalle spectral libre (l'écart entre deux modes longitudinaux) inférieur à la largeur homogène de la transition excitée (les valeurs de cette largeur pour toutes les transitions excitées sont données dans le tableau 2.1). Le modèle est appelé modèle de l'intervalle spectrale libre étroit NFSR (« Narrow Free Spectral Range »). La phase des modes est aléatoire, afin d'éviter l'artefact lié aux modes bloqués. Pour vérifier la consistance de cette approche, la largeur de mode est variée entre 2 MHz et 3 GHz, et le résultat obtenu dans le dernier cas est équivalent à celui d'un laser monomode. On observe aussi que le flux de fluorescence commence à diminuer à partir d'une valeur de l'intervalle spectral libre plus grand qu'une dizaine de mégahertz [GuilletdeChatellus2007].

Une autre façon est de considérer l'expression du champ électrique d'un laser à décalage en fréquence FSF (« Frequency Shifted Feedback ») comme un peigne de fréquence « chirpé » (modèle CCM). Cette expression est donnée par l'équation eq.5.8 dans le code de calcul Beacon :

$$E(t) = E_0 \sum_n e^{-\left(\frac{t}{t_0}\right)^2} e^{-i\frac{\Delta}{2\tau_r}(t-n\tau_s)^2} e^{-\omega_{\max}(t-n\tau_s)^2} \quad \text{eq. 5.8}$$

où ω_{\max} est la pulsation centrale du laser, τ_r le temps d'aller retour dans la cavité (3.75 ns), Δ le décalage en fréquence correspondant à un aller-retour d'un photon dans la cavité (80 MHz = 2x40 MHz, où 40 Mhz est la fréquence acoustique), $t_0 = 2\pi \frac{\tau_r}{\Delta} \frac{\delta_r}{\sqrt{2\ln 2}}$, $\tau_s = \frac{2\pi}{\Delta}$, et δ_r la largeur spectrale totale à mi-hauteur de la raie Doppler hyperfine de l'atome de sodium (les transitions considérées sont $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ et $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$).

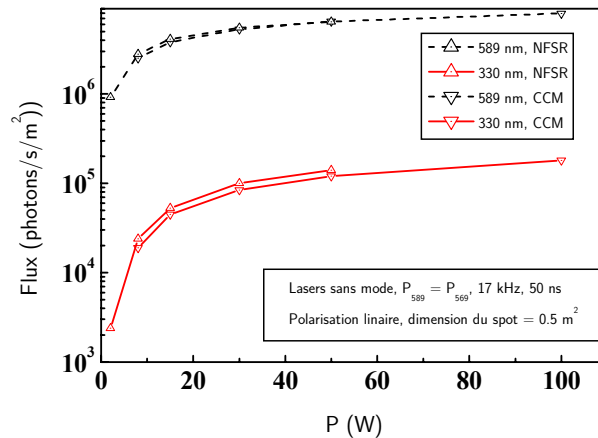


Figure 5.2 : Flux de fluorescence donné par Beacon en fonction de la puissance laser, pour les deux modèles de lasers sans mode.

La simulation numérique présentée sur la figure 5.2 montre qu'il y a un très bon accord entre les deux approches. Tous les calculs effectués dans la suite de ce travail considèrent l'approche NFSR.

Le code est écrit en langage Fortran. La version disponible en ligne n'est pas vectorisée, et donc le temps de calcul pour un seul point est de l'ordre de 24 heures pour un processeur de 2.6 GHz : le temps nécessaire est donc très long (par exemple, pour une courbe qui donne le flux en fonction de la puissance, il faut entre 25 et 30 points). Pour palier à ces diverses limites, on a développé un nouveau modèle beaucoup plus rapide, qui permet de prendre en compte plus de variables, et qui rend également possible l'interprétation de toutes les expériences de photométrie réalisées en laboratoire.

Nous détaillerons ce modèle dans le paragraphe suivant, puis nous le comparerons au code Beacon dans le cadre de l'excitation à deux photons résonants.

V.2. Le modèle cinétique : le nouveau code REM (Rate Equation Model)

Dans cette partie nous allons décrire les équations cinétiques correspondantes aux quatre configurations étudiées dans ce travail :

- excitation à un photon à 589 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$
- excitation à un photon à 330 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$
- excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ via l'état $3P_{3/2}$
- excitation à deux photons non résonants à $2 \times 578 \text{ nm}$ de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$.

Ce modèle considère des formes temporelles, spatiales, et spectrales quelconques pour le ou les lasers d'excitations.

V.2.1. Excitation à un photon de l'atome de sodium à 589 nm – modèle pour l'Etoile Monochromatique (LGS)

Le schéma qui permet d'obtenir une étoile monochromatique (LGS) est présenté dans la figure 5.3. Elle consiste dans l'excitation du niveau $3P_{3/2}$ de l'atome de sodium avec un laser à 589 nm. On considère un système à deux niveaux, où l'état $3S_{1/2}$ est l'état fondamental, et $3P_{3/2}$ l'état excité. Le système d'équations cinétiques décrivant l'évolution temporelle des populations des états excités et fondamental de l'atome de sodium est donné par l'équation 5.9 Les trois termes de chaque équation représentent l'absorption, l'émission spontanée, et l'émission stimulée [Pique2004].

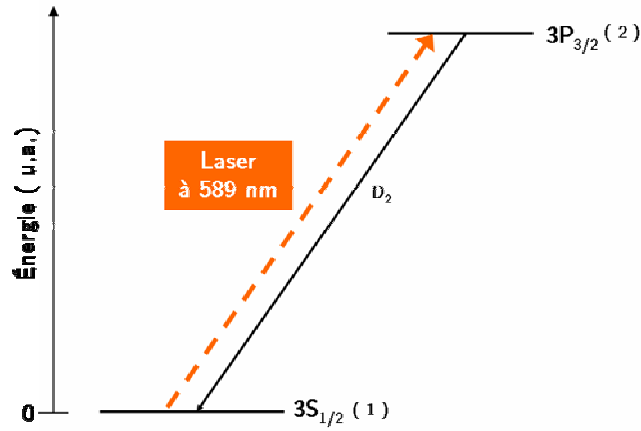


Figure 5.3 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium pour le cas de l'excitation du niveau $3P_{3/2}$ avec un laser à 589 nm. La fluorescence est émise à 589 nm (raie D_2 de l'atome de sodium).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_1(t, r, \nu)}{\partial t} = -N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' + \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} + \\ \quad + N_2(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \\ \frac{\partial N_2(t, r, \nu)}{\partial t} = N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' - \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} - \\ \quad - N_2(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \end{array} \right. \quad \text{eq. 5.9}$$

t est le temps en secondes (s), \vec{r} le vecteur de position radiale dans le faisceau du laser en mètres (m), ν la fréquence en gigahertz (GHz), g_i le degré de dégénérescence de l'état $3S_{1/2}$, $\frac{1}{\tau_{ij}} = \Gamma_{ij}$ les

probabilités de transitions de l'état $i \rightarrow j$ en s^{-1} , Φ_L le flux de photons du laser en $m^{-2}s^{-1}Hz^{-1}$, σ la section efficace d'absorption en m^2 , et N_i la population de l'état i .

Pour un système non dissipatif, la population totale est constante, et égale N_D .

$$\sum_{i=1}^2 N_i(t, r, \nu) = N_D(\nu) = N_1(t = 0, r, \nu) \quad \text{eq. 5.10}$$

La distribution Doppler $N_D(\nu)$ s'écrit :

$$N_D(\nu) = \rho_{Na} \frac{2\sqrt{\ln(2)}/\pi}{\Delta\nu} e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta\nu}\nu\right)^2} \quad \text{eq. 5.11}$$

où ρ_{Na} est la densité atomique par unité de volume.

Pour pouvoir résoudre de façon numérique et analytique les équations 5.9, on considère le flux laser Φ_L comme une fonction à variables séparables. Dans ces conditions, celui-ci est exprimé comme un produit entre le profil temporel du laser $\varphi(t)$ (nombre de photons par secondes), la distribution spatiale de photons par unité de surface $D(r)$ (m^{-2}), et le profil spectral de la raie laser $g(\nu)$ (Hz^{-1}):

$$\Phi_L(t, r, \nu) = \varphi(t)D(r)g(\nu) \quad \text{eq. 5.12}$$

Les fonctions $D(r)$ et $g(\nu)$ sont normalisées à 1, et l'intégrale $\int_{pulse} \varphi(t)dt$ est égale à N_L le nombre total de photons par impulsion laser. Par ailleurs, en utilisant cette approximation, on peut exprimer $\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu - \nu')\Phi_L(t, r, \nu')d\nu'$ par l'équation suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu - \nu')\Phi_L(t, r, \nu')d\nu' = \varphi(t)D(r)\sigma_{eff}(\nu) \quad \text{eq. 5.13}$$

où $\sigma_{eff}(\nu)$ est la section efficace effective. Elle est égale au produit de convolution entre la section efficace homogène d'absorption de la raie de l'atome de sodium $\sigma(\nu)$ et le profil spectral normalisé de la raie laser $g(\nu)$:

$$\sigma_{eff}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu - \nu')g(\nu')d\nu' \quad \text{eq. 5.14}$$

La section homogène d'absorption est décrite par la section efficace effective pour une classe de vitesse des atomes qui interagissent avec un faisceau laser. Son profil est Lorentzien, et il est donné par l'expression :

$$\sigma(\nu) = \frac{\sigma_0(\Delta\nu/2)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \quad \text{eq. 5.15}$$

où σ_0 est la section efficace homogène d'absorption à la fréquence centrale de la raie ν_0 , et $\Delta\nu$ la largeur homogène de la transition.

On définit une fonction de saturation par l'équation suivante :

$$S(t, r, \nu) = \tau_{ij} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu - \nu')\Phi(t, r, \nu')d\nu' = \tau_{ij}\varphi(t)D(r)\sigma_{eff}(\nu) \quad \text{eq. 5.16}$$

Le modèle permet de prendre en compte, selon le cas étudié, une distribution spatiale de photons $D(r)$ ayant un profil gaussien avec la largeur totale à mi-hauteur $2w$, ou uniforme carré de diamètre $2w$, ainsi qu'un profil temporel de l'impulsion du laser gaussien avec une largeur totale à mi-hauteur τ_L , ou uniforme carré de même largeur τ_L .

V.2.2. Excitation à un photon à 330 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique (PLGS)

Le principe permettant d'obtenir une étoile polychromatique (PLGS) proposé en 2004 [Pique2004] est présenté dans la figure 5.4, et consiste en l'excitation du niveau $4P_{3/2}$ de l'atome de sodium avec un laser à 330 nm.

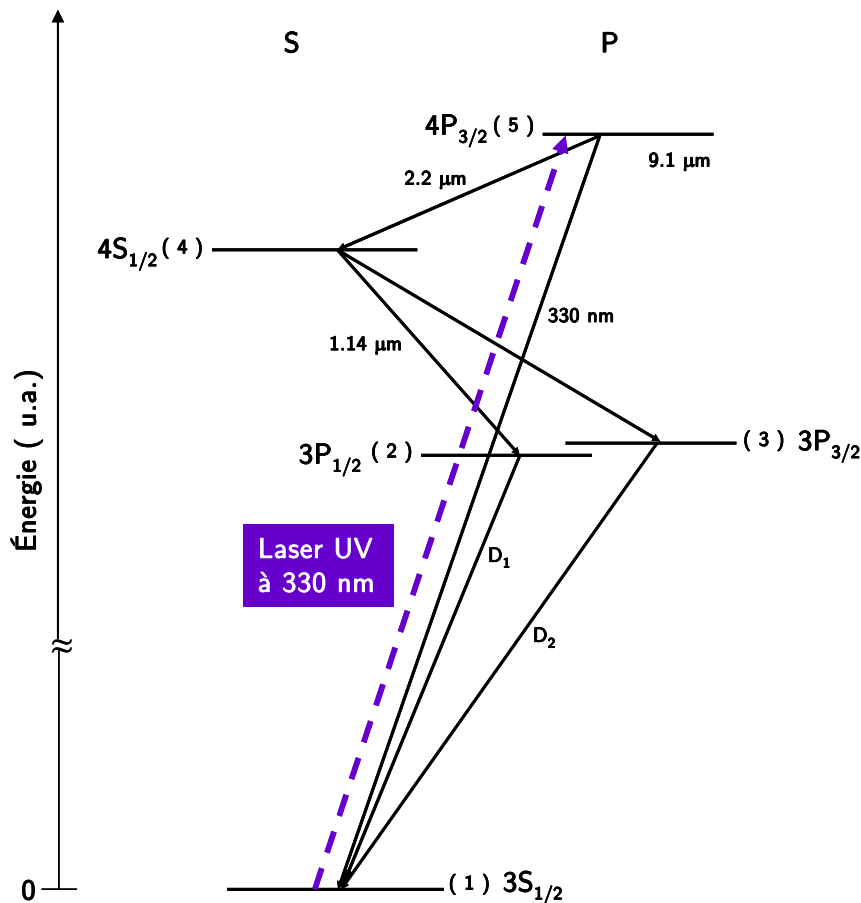


Figure 5.4 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium pour le cas de l'excitation du niveau $4P_{3/2}$ avec un laser à 330 nm. Les longueurs d'onde émises sont : 330.24, 589.6 (D_1), et 589 (D_2) nm et 1.14 et 2.2 μm.

Le système d'équations cinétiques décrivant l'évolution temporelle des populations des états excités et fondamental de l'atome de sodium comporte cinq équations, et est donné par l'eq. 5.17.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_1(t, r, \nu)}{dt} &= -N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \\
&\quad + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} + \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} + \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} \\
&\quad + N_5(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_5} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \\
\frac{\partial N_2(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} \\
\frac{\partial N_3(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} - \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} \\
\frac{\partial N_4(t, r, \nu)}{dt} &= -\frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} \\
\frac{\partial N_5(t, r, \nu)}{dt} &= N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \\
&\quad - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \\
&\quad - N_5(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_5} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu' - \nu) \Phi_L(t, r, \nu') d\nu' \\
\sum_{i=1}^5 N_i(t, r, \nu) &= N_D(\nu) = N_1(t=0, r, \nu)
\end{aligned}
\tag{eq. 5.17}$$

t est le temps en secondes (s), r le vecteur de position radiale dans le faisceau du laser en mètres (m), ν la fréquence en gigahertz (GHz), g_i le degré de dégénérescence de l'état $3S_{1/2}$, g_5 le degré de dégénérescence de l'état $4P_{3/2}$, $\frac{1}{\tau_{ij}} = \Gamma_{ij}$ les probabilités de transitions de l'état $i \rightarrow j$ en s^{-1} , Φ_L

le flux de photons du laser par unité en $m^{-2}s^{-1}Hz^{-1}$ à 330 nm, σ la section efficace d'absorption en m^2 , et N_i la population de l'état i . La population totale est constante, et égale à N_D , pour un système non dissipatif. On considère aussi que le flux laser Φ_L est une fonction à variables séparables, et tous les autres paramètres sont donnés par des équations similaires aux équations eq.5.11 à eq.5.16.

V.2.3. Excitation à deux photons résonants à 589 nm puis à 569 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique

Le processus qui permet d'obtenir une étoile polychromatique (PLGS) est présenté dans la figure 5.5, et consiste en l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ de l'atome de sodium via l'état $3P_{3/2}$ à l'aide de deux lasers à 589 nm + 569 nm. Le concept a été proposé en 1995 [Foy1995].

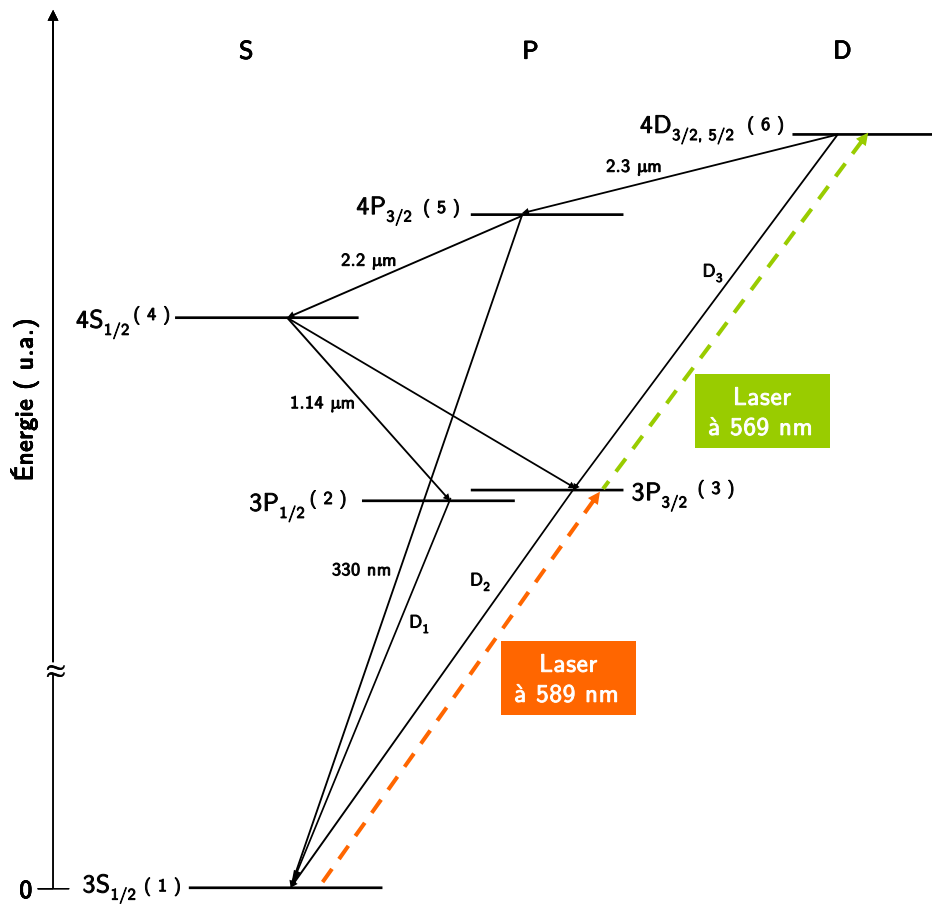


Figure 5.5 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium pour le cas de l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ par la double excitation (589+569) nm. Les longueurs d'onde émises sont : 589 (D_2), 589.6 (D_1), 569 (D_3) et 330 nm, et 1.14, 2.2 et 2.3 μm.

Le système d'équations cinétiques décrivant l'évolution temporelle des populations des états excités et fondamental de l'atome de sodium comporte 6 équations, et est donné par :

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial N_1(t, r, \nu)}{\partial t} &= -N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_{L_1}(t, r, \nu') d\nu' + \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \\
 &\quad + N_3(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_3} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_{L_1}(t, r, \nu') d\nu' \\
 \frac{\partial N_2(t, r, \nu)}{\partial t} &= \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} \\
 \frac{\partial N_3(t, r, \nu)}{\partial t} &= N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_{L_1}(t, r, \nu') d\nu' - N_3(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_{L_2}(t, r, \nu') d\nu' \\
 &\quad + \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} - \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} \\
 &\quad - N_3(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_3} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_{L_1}(t, r, \nu') d\nu' + N_6(t, r, \nu) \frac{g_3}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_{L_2}(t, r, \nu') d\nu' \\
 \frac{\partial N_4(t, r, \nu)}{\partial t} &= + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} \\
 \frac{\partial N_5(t, r, \nu)}{\partial t} &= \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \\
 \frac{\partial N_6(t, r, \nu)}{\partial t} &= N_3(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_{L_2}(t, r, \nu') d\nu' \\
 &\quad - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} \\
 &\quad - N_6(t, r, \nu) \frac{g_3}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_{L_2}(t, r, \nu') d\nu' \\
 \sum_{i=1}^6 N_i(t, r, \nu) &= N_D(\nu) = N_1(t=0, r, \nu)
 \end{aligned} \right\} \text{eq. 5.18}$$

σ_1 et σ_2 sont les sections efficaces d'absorption respectivement à 589 nm et 569 nm en m^2 , g_i , g_3 et g_6 les degrés de dégénérescence, Φ_{L_1} le flux du premier laser, Φ_{L_2} celui du deuxième laser, et N_i la population de l'état i . La population totale est constante et égale à N_D , pour un système non dissipatif. On considère aussi que les flux laser Φ_{L_1} et Φ_{L_2} sont des fonctions à variables séparables, et tous les autres paramètres sont donnés par des équations similaires aux équations eq.5.11 à eq.5.16.

V.2.4. Excitation à deux photons non résonants à 2x578 nm de l'atome de sodium – modèle pour l'Etoile Polychromatique (PLGS)

On peut également obtenir une étoile polychromatique (PLGS) grâce au schéma présenté dans la figure 5.6, qui consiste en l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ de l'atome de sodium par deux photons à 2X578 nm.

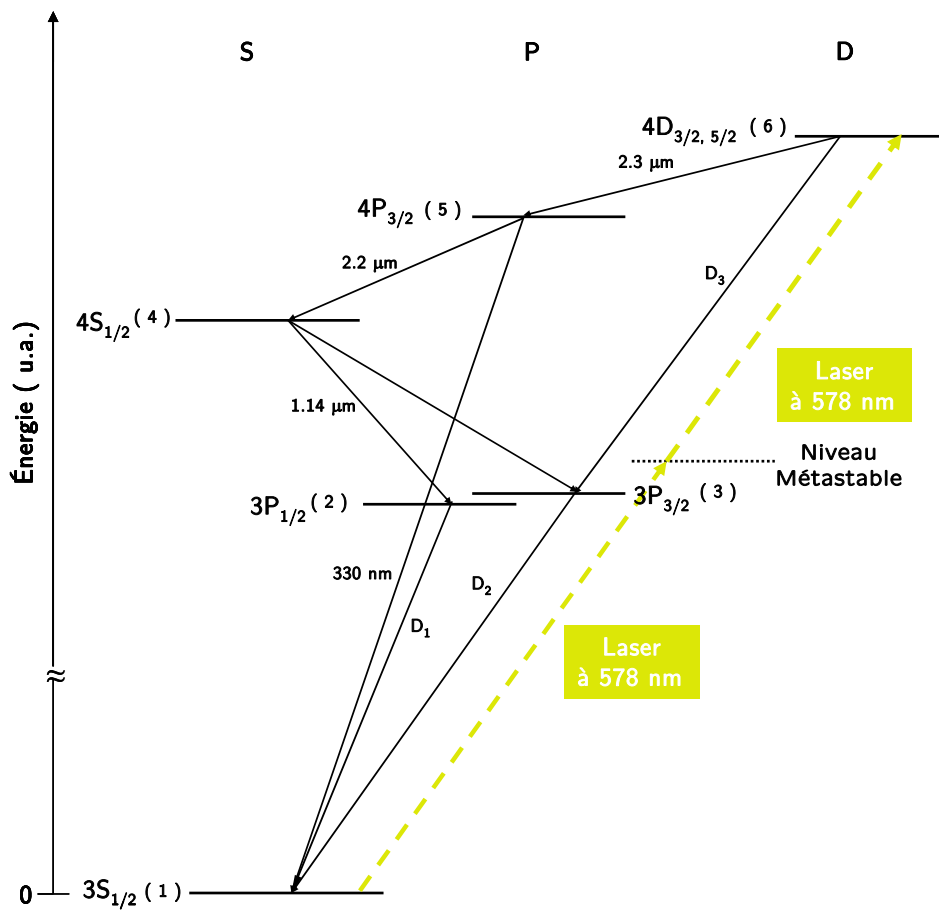


Figure 5.6 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium dans le cas de l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ par la double excitation à $2 \times 578 \text{ nm}$. Les longueurs d'onde émises sont : 589 nm (D_2), 589.6 nm (D_1), 569 nm (D_3) et 330 nm et 1.14 , 2.2 , et $2.3 \mu\text{m}$.

Le système d'équations différentielles qui décrit l'évolution de populations N_i pour le cas de l'excitation à deux photons non résonants à 578 nm, si on tient compte de l'émission stimulée à deux photons, est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial N_1(t, r, \nu)}{dt} = -N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{2p}(\nu' - \nu) [\Phi_L(t, r, \nu')]^2 d\nu' \quad (\text{Absorption}) \\
 + \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \quad (\text{Emission spontanée}) \\
 + N_6(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{2p}(\nu' - \nu) [\Phi_L(t, r, \nu')]^2 d\nu' \quad (\text{Emission stimulée}) \\
 \\
 \frac{\partial N_2(t, r, \nu)}{dt} = \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} \\
 \\
 \frac{\partial N_3(t, r, \nu)}{dt} = -\frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} + \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} \\
 \\
 \frac{\partial N_4(t, r, \nu)}{dt} = \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} \\
 \\
 \frac{\partial N_5(t, r, \nu)}{dt} = \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \\
 \\
 \frac{\partial N_6(t, r, \nu)}{dt} = N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{2p}(\nu' - \nu) [\Phi_L(t, r, \nu')]^2 d\nu' \\
 - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} \\
 - N_6(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{2p}(\nu' - \nu) [\Phi_L(t, r, \nu')]^2 d\nu' \\
 \\
 \sum_{i=1}^6 N_i(t, r, \nu) = N_D(\nu) = N_1(t=0, r, \nu)
 \end{array} \right. \quad \text{eq. 5.19}$$

σ_{2p} est la section efficace d'absorption à deux photons, g_i et g_6 les degrés de dégénérescence, et N_i la population de l'état i . La population totale est constante et égale à N_D , pour un système non dissipatif. Le profil homogène d'absorption est Lorentzien, le profil du laser est supposé séparable et s'exprime comme un produit entre le profil temporel du laser (photons/s), la distribution spatiale de photons (m^{-2}), et le profil de la raie laser (en Hz^{-1}). On considère aussi que le flux laser Φ_L est une fonction à variables séparables, et tous les autres paramètres sont donnés par des équations similaires aux équations eq.5.11 à eq.5.16.

On note que si l'on ne prend pas en compte l'émission stimulée, le système n'arrive pas à la saturation.

V.3. Flux de fluorescence retourné et évaluation de la limite asymptotique

Le nombre de photons de fluorescence correspondant à l'émission du niveau i vers le niveau j , si on ignore les processus non radiatifs, est défini comme suit :

$$\Phi_{ij} = T f_L \frac{A \Delta z}{4 \pi z^2 \tau_{ij}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \int_{-\infty}^{+\infty} dr^2 \int_{-\infty}^{+\infty} N_i(r, t, \nu) dt \quad \text{eq. 5.20}$$

Si la distribution spatiale a la forme suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dr^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \pi r dr \quad \text{eq. 5.21}$$

Le nombre de photons de fluorescence pour le flux retourné devient :

$$\Phi_{ij} = T f_L \frac{A \Delta z}{4 z^2 \tau_{ij}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \int_{-\infty}^{+\infty} r \cdot dr \int_{-\infty}^{+\infty} N_i(r, t, \nu) dt \quad \text{eq. 5.22}$$

où Δz est l'épaisseur de la couche de sodium, z la hauteur de celle-ci, A la surface du récepteur au niveau du sol, T la transmission atmosphérique à la longueur d'onde d'observation (cette transmission sera prise égale à 1 dans toute la suite), et f_L la fréquence de répétition du laser.

Pour le calcul du nombre de photons recueilli pour les expériences en laboratoire, on a l'équation suivante :

$$\Phi_{ij} = f_L \frac{A_{PM} \cdot l}{4 H^2 \tau_{ij}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \int_{-\infty}^{+\infty} r \cdot dr \int_{-\infty}^{+\infty} N_i(r, t, \nu) dt \quad \text{eq. 5.23}$$

où A_{PM} est la surface de la photocathode ($A_{PM} = \frac{\pi d^2}{4}$, d est le diamètre de la photocathode), H la distance entre le volume d'observation et le détecteur, et l la longueur du volume d'observation.

Evaluation de la limite asymptotique – approximations et calculs

Le comportement asymptotique du flux à 589 nm et à 330 nm dans le cas de l'excitation à un photon de l'état $3P_{3/2}$ et $4P_{3/2}$, et aussi dans le cas de l'excitation à deux photons de l'état $4D_{5/2}$, est évalué pour des puissances laser faibles (hors saturation) et pour de fortes puissances (dans le régime des forts paramètres de saturation).

Limite asymptotique pour les faibles puissances

Le nombre de photons absorbés par atome de sodium pendant une impulsion laser, correspondant à une seule classe de vitesse pour de faibles puissances, donc pour un paramètre de saturation inférieur à 1, est égal à :

$$\phi_1^{hs} = \frac{1}{f_L \cdot S} \frac{P_1}{n_1} \frac{1}{h \nu_1} \quad \text{eq. 5.24}$$

où f_L est la fréquence de répétition du laser, S est la surface du spot laser en m^2 , P_L la puissance laser moyenne (W), et ν_1 la fréquence centrale du laser.

Le nombre de classes de vitesse est défini par l'équation : $n = \frac{\delta_r}{\Gamma}$. Pour la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$

et $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ ce nombre est $n_1 = \frac{\delta_{r_1}}{\Gamma_1}$, où Γ_1 désigne la largeur homogène de la transition $3S_{1/2}$

$\rightarrow 3P_{3/2}$ ou $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$, et δ_{r_1} la largeur de la raie atomique. Pour le même atome on définit aussi une probabilité d'excitation pendant l'impulsion laser :

$$\rho_1 = \sigma_1 \times \varphi_1^{hs} \quad \text{eq. 5.25}$$

où σ_1 est la section efficace d'absorption de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ ou $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$, définie précédemment dans le chapitre 2.

Egalement, on peut toujours définir le nombre d'atomes de sodium éclairés par le rayonnement laser sous la forme suivante :

$$n_{Na}^1 = S \times f_L \times \rho_{Na} \frac{\Gamma_1}{\delta_{r_1}} \quad \text{eq. 5.26}$$

Le flux de fluorescence émise dépend aussi de la probabilité d'émission. A partir de l'état $3P_{3/2}$ l'atome de sodium peut seulement passer dans l'état $3S_{1/2}$. Ceci implique que la probabilité est égale à 1 (pour l'excitation à 589 nm), par contre, à partir de l'état $4P_{3/2}$ l'atome peut passer dans l'état fondamental $3S_{1/2}$ avec une probabilité de 1/3 en émettant un photon à 330 nm, et de 2/3 dans l'état $4S_{1/2}$. Cette probabilité d'émission est appelée rapport de branchement r_{b_1} .

Ainsi, le flux de fluorescence vaut :

$$\Phi_1^{hs} = \frac{1}{r_{b_1}} \times \rho_1 \times n_{Na}^1 \times \frac{A}{4\pi D^2} \quad \text{eq. 5.27}$$

où A et D (déjà définis antérieurement) représentent respectivement la surface du récepteur (photomultiplicateur ou télescope selon le cas, expérience en laboratoire ou sur le ciel) et la distance entre la source et le détecteur.

On note qu'après la substitution des paramètres définis précédemment, on obtient une relation de proportionnalité entre le flux de fluorescence et la puissance laser dans le régime linéaire :

$$\Phi_1^{hs} = \sigma_1 \times \rho_{Na} \frac{1}{r_{b_1}} \frac{1}{h\nu_1} \frac{P_L}{n_1} \quad \text{eq. 5.28}$$

On considère maintenant le cas plus compliqué de l'excitation à deux photons de l'état $4D_{5/2}$, quand dans le processus d'excitation sont impliqués deux lasers (le processus d'excitation de la deuxième transition dépend de la première). On essaie d'évaluer le flux de fluorescence émise à 330 nm (l'explication du choix de 330 nm est donnée dans le chapitre 1) toujours dans la limite des

faibles puissances laser, en supposant que les largeurs spectrales des deux lasers couvrent exactement les profils des raies pour les deux transitions.

Pendant une impulsion laser, le nombre de photons excités vers l'état $3P_{3/2}$ est :

$$n_{3P_{3/2}} = \sigma_1 \times \rho_{Na} \frac{1}{f_L} \frac{1}{h\nu_1} \frac{P_1}{n_1} \quad \text{eq. 5.29}$$

Le nombre de photons à 569 nm vu par un seul atome pendant une impulsion laser vaut :

$$\varphi_2^{hs} = \frac{1}{f_L \cdot S} \frac{P_2}{n_2} \frac{1}{h\nu_2} \quad \text{eq. 5.30}$$

où P_2 est la puissance moyenne du deuxième laser à 569 nm, ν_2 la fréquence centrale de ce laser, et n_2 est le nombre de classes de vitesse : $n_2 = \frac{\delta_{L_2}}{\Gamma_2}$, avec Γ_2 la largeur homogène de la transition

$4D_{5/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ et δ_{r_2} la largeur de la raie qui est égale à la largeur Doppler (cf. chapitre 2).

La probabilité d'excitation de l'atome dans l'état $4D_{5/2}$ par atome excité dans l'état $3P_{3/2}$ est :

$$\rho_2 = \frac{\tau_{3P_{3/2}}}{\tau_L} \sigma_2 \times \varphi_2^{hs} \quad \text{eq. 5.31}$$

Comme on l'a déjà précisé dans le chapitre 4, dans nos expériences pour l'excitation du niveau $4D_{5/2}$, les largeurs d'impulsions laser utilisées sont de $\tau_L = 70$ ns. Cette valeur est supérieure à la durée de vie radiative de l'état intermédiaire $3P_{3/2}$ qui est de $\tau_{3P_{3/2}} = 16$ ns, et donc la probabilité qu'un atome qui se trouve dans un état intermédiaire absorbe un photon à 569 nm pour passer dans l'état $4D_{5/2}$ est réduite d'un facteur $\frac{\tau_{3P_{3/2}}}{\tau_L}$. Egalement, la probabilité de peupler l'état $4D_{5/2}$

est proportionnelle à celle de peupler $3P_{3/2}$ et à la puissance du deuxième laser (à 569 nm). Ensuite, l'atome de sodium qui se trouve dans l'état $4D_{5/2}$ a une probabilité de désexcitation vers l'état $4P_{3/2}$ de $1/3$. A partir cet état, la probabilité de désexcitation vers l'état $3S_{1/2}$ est elle aussi de $1/3$, et donc, la probabilité totale de désexcitation de l'état $4D_{5/2}$ vers l'état $3S_{1/2}$ par la transition à 330 nm vaut $1/9$.

L'asymptote du flux de fluorescence dans le régime hors saturation se calcule à l'aide de la formule suivante :

$$\Phi_2^{hs} = \frac{1}{r_{b_1}} \frac{1}{r_{b_2}} \frac{A}{4\pi D^2} \frac{\tau_{3P_{3/2}}}{\tau_L} \frac{1}{f_L S} \frac{1}{h\nu_1} \frac{1}{h\nu_2} \frac{P_1}{n_1} \frac{P_2}{n_2} \sigma_1 \sigma_2 \rho_{Na} \quad \text{eq. 5.32}$$

où r_{b_1} et r_{b_2} sont les rapports des branchements.

Dans le régime linéaire (faible puissance laser) il faut remarquer que :

- Le flux de fluorescence est proportionnel à la puissance laser par classe de vitesse $\frac{P}{n}$, et ne dépend ni de la surface du spot ni de la fréquence de répétition, dans le cas de l'excitation à un photon.

- Par contre, dans le cas de l'excitation à deux photons, le flux est proportionnel au carré de la puissance par classe de vitesse $\frac{P}{n}$ (pour $P_1=P_2=P$) et inversement proportionnel à la surface du spot laser et à la fréquence de répétition du laser.

Limite asymptotique pour les fortes puissances

On considère maintenant le régime de forte saturation où la relation entre le flux de fluorescence et la puissance laser n'est plus linéaire, mais non-linéaire. La puissance élevée et le fort paramètre de saturation altèrent le rendement de fluorescence, cependant il est possible de donner une valeur maximale pour le flux de fluorescence. Dans le meilleur des cas, un atome excité dans un niveau avec une durée de vie τ par un laser avec une largeur d'impulsion τ_L peut émettre de l'ordre de $1 + \frac{\tau_L}{\tau}$ photons de fluorescence par impulsion laser. Par exemple, pour le cas de l'excitation de l'état $4D_{5/2}$ avec un laser de largeur d'impulsion de 70 ns, pour la transition à 589 nm ($\tau_{3S_{1/2}} = 16$ ns), l'atome peut effectuer au mieux 5 excitations, et pour l'état $4D_{5/2}$ ($\tau_{4D_{5/2}} = 54$ ns) 2 excitations. Par contre, pour la transition à 330 nm, qui provient de l'état intermédiaire $4P_{3/2}$ ($\tau_{4P_{3/2}} = 110$ ns), l'atome ne peut pas participer à plusieurs cycles d'excitation car la durée d'impulsion du laser $\tau_L = 70$ ns est plus petite que la durée de vie $\tau_{4P_{3/2}} = 110$ ns.

Par conséquent, le flux de fluorescence maximal réceptionné par le détecteur dans le cas de l'excitation à un photon est :

$$\Phi_1^s = \left(1 + \frac{\tau_L}{\tau}\right) \frac{1}{r_{b_1}} \frac{A}{4\pi D^2} S \times f_L \times \rho_{Na} \quad \text{eq. 5.33}$$

Pour le cas du flux de fluorescence provenant de la cascade radiative de l'excitation à deux photons de l'état $4D_{5/2}$, le résultat obtenu est :

$$\Phi_2^s = \frac{1}{r_{b_1}} \frac{1}{r_{b_2}} \frac{A}{4\pi D^2} S \times f_L \times \rho_{Na} \quad \text{eq. 5.34}$$

Dans le régime non-linéaire, dans les deux cas d'excitation à un ou deux photons, le flux de fluorescence varie linéairement avec la surface du spot laser et avec la fréquence de répétition, de même qu'il n'y a pas de variation en fonction de la puissance laser.

V.4. REM versus Beacon - comparaison et validation théorique de REM pour l'excitation à deux photons résonants.

Pour une première validation d'un point de vue théorique du modèle cinétique avec le code Beacon, on considère le cas de l'excitation à deux photons résonants (Beacon a été créé spécialement pour ce cas) en laser sans mode et les paramètres suivants : les lasers fonctionnent à 17 kHz, la largeur de l'impulsion est de 50 ns, les profils spatial et temporel sont des fonctions carrées de même que le profil de la raie homogène (10 MHz), la largeur spectrale du laser à 589 nm vaut 3 GHz et celle du laser à 569 nm 1 GHz. Le rapport des puissances des lasers est égal à 1. La surface du laser est de 0.5 m² et sa polarisation est linéaire.

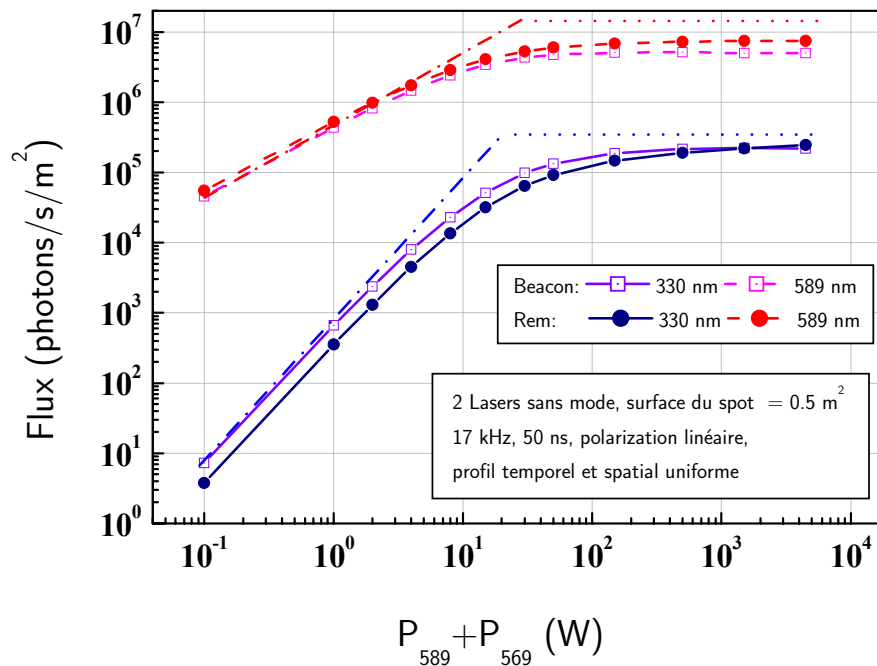


Figure 5.7 : Flux à 589 nm et 330 nm lors de l'excitation à deux photons résonants en fonction de la puissance laser. Les pointillés représentent l'asymptote pour les fortes puissances des lasers, et la droite en traits pointillés est l'asymptote pour le régime linéaire (faible puissance des lasers).

Les calculs numériques présentés dans la figure 5.7 montrent qu'il y a un bon accord entre les résultats fournis par le code REM et ceux de Beacon dans les deux régimes (très faibles et très forts paramètres de saturation). Les petits écarts seront discutés plus loin. Il y a par conséquent un bon accord également entre ces résultats numériques et le flux à l'aide de eq.5.28, eq.5.32, eq.5.33 et eq.5.34 qui donnaient les flux pour les limites asymptotiques. En régime de saturation, le rapport entre le flux à 589 nm et celui à 330 nm est d'environ 30. Par contre, à saturation moyenne ou faible il peut être de plusieurs ordres de grandeur.

Nous avons également effectué des calculs (voir figure 5.8) pour un profil temporel gaussien avec les deux codes REM et Beacon. L'accord entre les deux modèles reste très bon.

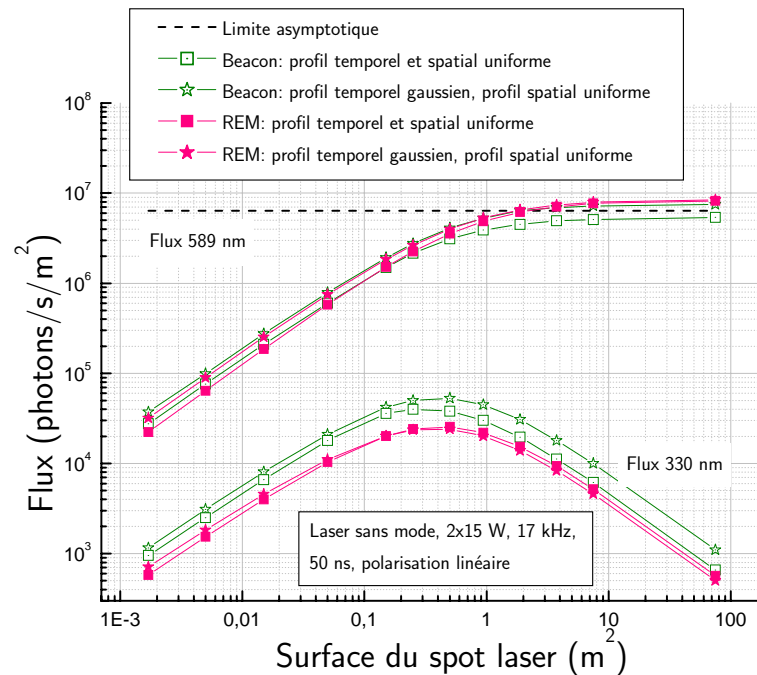


Figure 5.8 : Flux à 589 nm et 330 nm lors de l'excitation à deux photons résonants en fonction de la surface du faisceau laser.

V.5. Influence de différents paramètres

V.5.1. L'inhomogénéité temporelle du laser

La figure 5.10 montre l'influence du profil temporel gaussien sur le flux de fluorescence par rapport profil uniforme. Les simulations numériques ont été réalisées avec les deux codes de calcul REM et Beacon. Les résultats montrent que pour le flux à 589 nm, le profil temporel gaussien introduit une faible augmentation du flux pour les deux régimes de fortes et faibles densités de puissance. Le même effet est observé pour le flux à 330 nm. L'effet de la forme temporelle est plus faible que ceux décrits plus bas

V.5.2. L'inhomogénéité spatiale du faisceau laser

En réalité les faisceaux laser n'ont pas une distribution rectangulaire, mais gaussienne. Dans la suite on verra que l'inhomogénéité radiale introduit une « dé-saturation » de l'atome, pour les densités de puissances très élevées.

Pour comprendre ce phénomène, on prend le cas de nos expériences : notre laser sans mode se comporte comme un laser large bande ; il excite l'intégralité de la raie atomique considérée. La contribution radiale $D(r)$ du flux laser $\Phi(t, r, \nu)$ est une fonction qui dépend exclusivement de la

position radiale dans le faisceau laser, et pour chaque point la population N_i d'un niveau i obéit au système des équations cinétiques (eq. 5.9 ou 5.17 ou 5.18), et la distribution de puissance est :

$$P = 2\pi \cdot \int_0^{\infty} P(r) \cdot r \, dr \quad \text{eq. 5.35}$$

Comme la distribution de puissance pour un faisceau gaussien a la forme suivante :

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2}} \quad \text{eq. 5.36}$$

A partir des équations 5.35 et 5.36 celle-ci s'écrit :

$$P = 2\pi \cdot P_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{r^2}{w^2}} \cdot r \, dr \quad \text{eq. 5.37}$$

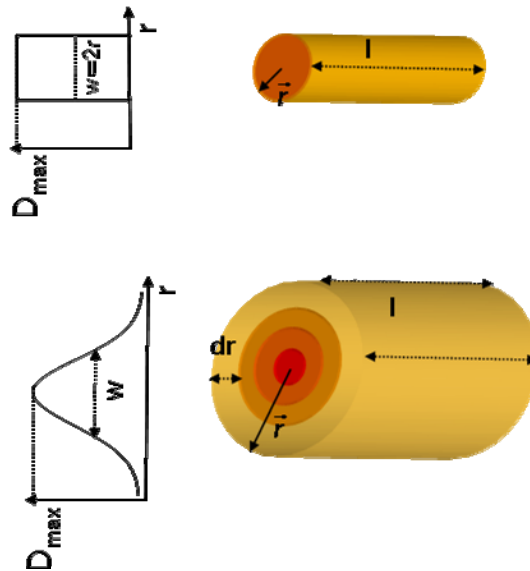


Figure 5.9 : *Inhomogénéité radiale d'un laser sans mode à la résonance. Sur cette figure sont présentées une distribution rectangulaire, dont le diamètre du cylindre est $w=2r$, et une distribution gaussienne, où w représente la largeur totale à mi-hauteur de la gaussienne.*

Le volume de fluorescence observé est un cylindre de longueur l et de diamètre w . Si on considère une distribution uniforme de la puissance à l'intérieur du faisceau laser, on a un faisceau rectangulaire de diamètre $w=2r$, avec r le rayon du cylindre. Sinon, pour une distribution inhomogène de type Gauss, w représente la largeur totale à mi-hauteur de la gaussienne, ce qui est d'ailleurs le cas des expériences décrites dans le chapitre 4. Dans les simulations numériques avec le code REM, le volume d'observation cylindrique est découpé en 10 cylindres pour le cas de l'excitation à 2 photons et à un photon à 589 nm, et en 7 pour l'excitation à un photon à 330 nm. La densité de puissance est considérée uniforme à l'intérieur de chaque volume.

Par ailleurs, pour une distribution rectangulaire, la densité de puissance est homogène et la courbe décrivant l'évolution du flux de fluorescence en fonction de la densité de puissance du laser va atteindre un plateau dans la région des fortes puissances laser (pour des paramètres de saturation

très élevés), et donc le flux de fluorescence ne varie plus avec la puissance laser (i_F est constant à l'intérieur du faisceau). Ce plateau est donné par la limite asymptotique calculée précédemment. Au contraire, pour le cas d'une distribution gaussienne, le paramètre de saturation n'est pas identique partout dans le faisceau laser, il atteint des valeurs élevées au centre, et les régions qui atteignent la saturation s'étendent radialement avec la puissance. Le flux de fluorescence émise à partir de ces régions continue de varier avec la puissance laser sans atteindre un plateau. Ceci implique que pour une distribution radiale gaussienne de la puissance laser, le flux continue d'augmenter avec celle-ci. En pratique, le volume d'observation est limité, alors un plateau va pouvoir être observé pour des densités de puissance extrêmement élevées, quand tous les atomes trouvés dans le volume d'observation sont saturés. Ceci n'est pas le cas de nos expériences car nous ne possédons pas un laser capable d'atteindre cette situation.

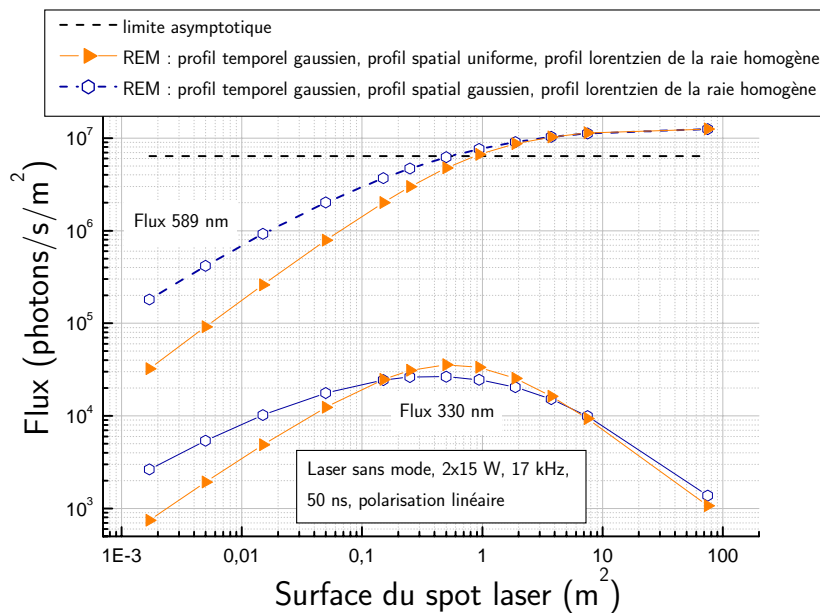


Figure 5.10 : Flux à 589 nm et 330 nm lors de l'excitation à deux photons résonants en fonction de la surface du faisceau laser.

Si maintenant on représente le flux de fluorescence à 589 nm et à 330 nm en fonction de la surface du spot, comme sur la figure 5.10, on observe que dans le régime de fortes densités de puissance les flux augmentent et donc une dé-saturation se produit.

Ces effets ont aussi des conséquences importantes sur la taille de la tache de fluorescence. A l'aide du code REM, on a calculé le profil de la fluorescence pour plusieurs énergies du laser, et pour le cas des deux types d'excitations étudiées (à un photon et à deux photons résonants). La largeur de l'impulsion est de 50 ns et le profil spectral du laser est gaussien. Les résultats des simulations numériques présentés sur la figure 5.11 montrent deux aspects importants :

- pour le cas de l'excitation à un photon, on observe bien évidemment que la taille de la fluorescence à 589 nm est toujours supérieure ou égale à la taille du faisceau du laser,

- alors que pour l'excitation à deux photons, pour des valeurs d'énergie du laser inférieures à 0.15 mJ, la taille de la fluorescence à 330 nm est inférieure à la taille du faisceau. Au contraire, pour des valeurs d'énergies supérieures, elle devient beaucoup plus grande que la taille du faisceau. Ceci s'explique par la non-linéarité du processus d'excitation à deux photons résonants.

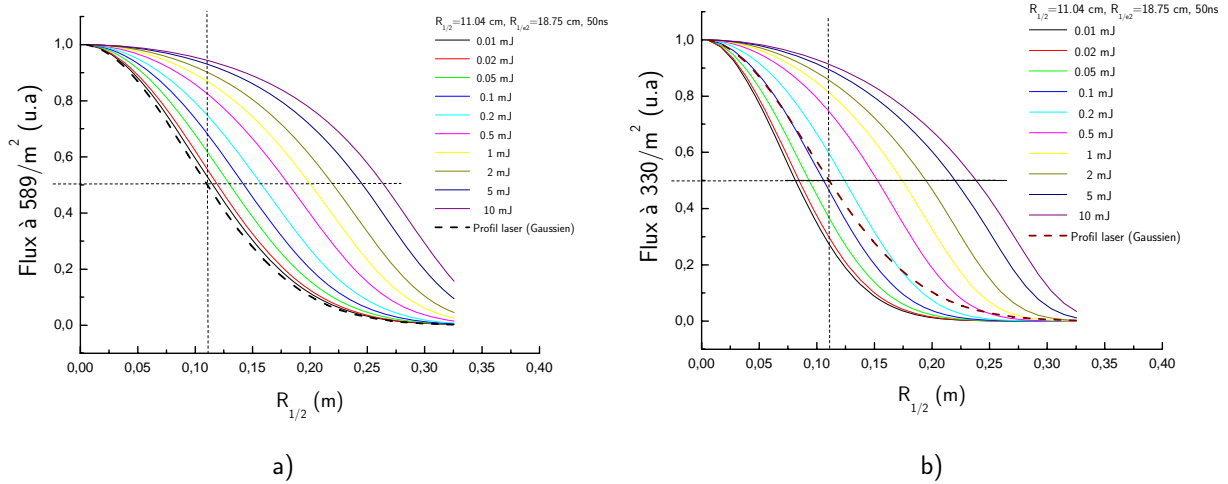


Figure 5.11 : Simulation avec REM : a) Profil de la fluorescence de la raie D_2 (589 nm) et b) à 330 nm pour plusieurs valeurs de la puissance du laser sans mode lors de l'excitation à un photon et à deux photons en laser sans mode. La largeur de l'impulsion est de 50 ns, $R_{1/2}$ est le rayon de la tache de fluorescence à mi-hauteur. Les courbes en pointilles correspondent au profil du laser.

Comme on l'a remarqué plus haut, dans le cas de l'excitation à un photon à 589 nm ou à 330 nm, la taille de la fluorescence est aussi toujours supérieure à la taille du faisceau laser (figure 5.11.a). Pour le cas de la LGS, il a été montré expérimentalement sur le ciel que, plus les paramètres de saturation deviennent importants, plus la taille de la fluorescence augmente [Max1994]. Ceci est loin d'être un bénéfice pour le processus de création de l'étoile laser, car la taille de l'étoile artificielle doit être la plus petite possible afin d'avoir la meilleure précision sur le pointé du centre de gravité de l'étoile.

V.5.3. L'influence du profil Lorentzien de la raie homogène

Les calculs effectués grâce aux formules des limites asymptotiques considèrent que le profil spatial, temporel, spectral, du laser est uniforme, de même que celui de la raie homogène. La largeur de cette raie pour la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ est de 10 MHz. Si dans le code REM on prend également tous les profils uniformes, dont celui de la raie homogène (pris comme une fonction rectangulaire de largeur 10 MHz), on obtient un très bon accord entre les résultats de REM et ceux des limites asymptotiques. En réalité, le profil de la raie homogène est Lorentzien et son intégrale est donnée par l'équation suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} L(\nu) = \sigma_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} d\nu \quad \text{eq. 5.38}$$

où $\Delta\nu$ est la largeur totale à mi-hauteur de la raie homogène.

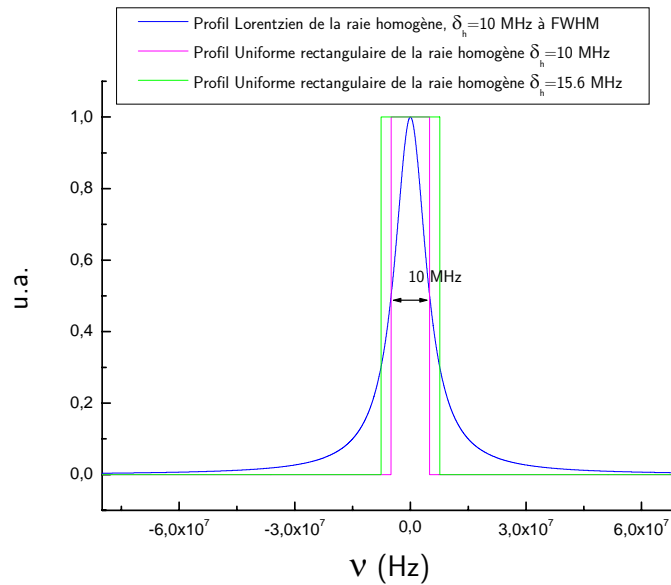


Figure 5.12 : Représentation d'un profil Lorentzien et rectangulaire de la raie homogène de sodium. La largeur totale à mi-hauteur du profil Lorentzien est de 10 MHz.

Si on compare l'intégrale du profil Lorentzien de la raie homogène à celle du profil rectangulaire, on observe que la première est 1.56 plus grande que la deuxième. Pour estimer plus correctement la largeur de la fonction rectangulaire ($\Delta\nu_{eff}$), on considère que l'intégrale sur le profil homogène doit rester constante comme suit :

$$\sigma_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} d\nu = \sigma_0 \times \Delta\nu_{eff} \quad \text{eq. 5.39}$$

Si cette condition est respectée, on obtient que : $\frac{\Delta\nu_{eff}}{\Delta\nu} = 1.56$. Ce rapport est constant, et ne dépend pas de la longueur d'onde.

Les courbes présentées sur la figure 5.12 sont normalisées par rapport à la valeur de la section efficace (σ_0). La courbe verte représente un profil de raie avec une largeur de 15.6 MHz, ce que l'on obtient quand on normalise les intégrales (bleue et verte).

On remarque (à partir de l'équation eq.5.28) que le nombre de classes n dépend de la valeur de la largeur homogène :

$$n \propto \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{eq. 5.40}$$

Ainsi, plus $\Delta\nu$ est petite, plus n augmente, et donc la puissance par classe de vitesse diminue. Ceci entraîne une diminution du flux pour le régime des faibles densités de puissance, car il est proportionnel à la puissance.

Le code REM a l'avantage de prendre en compte un profil lorentzien. Les simulations avec REM considèrent que les lasers ont une puissance constante avec une fréquence de répétition de 17 kHz, un profil temporel carré (50 ns), un profil spatial uniforme rectangulaire, une polarisation linéaire du faisceau, et deux cas de profil de la raie homogène uniforme et lorentzien.

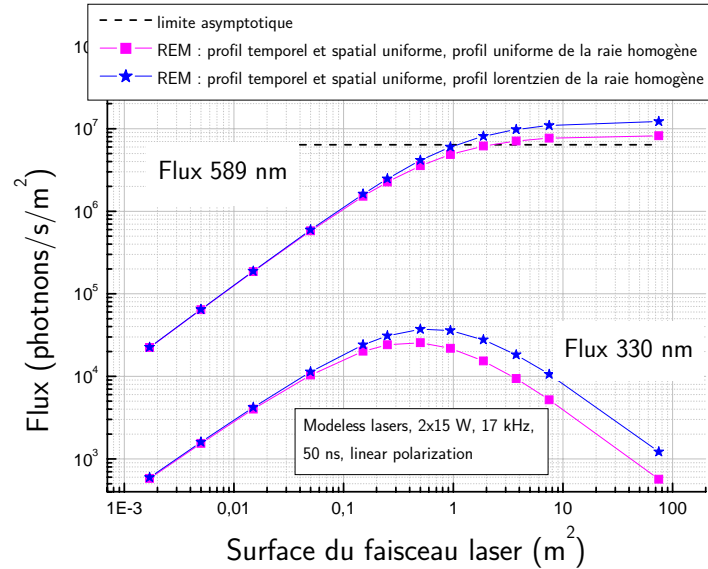


Figure 5.13 : Variation du flux à 589 nm et 330 nm lors de l'excitation respectivement à 589 nm et à deux photons résonants avec la surface du spot laser. Sont considérés deux cas : profil lorentzien de la largeur homogène et profil carré.

Les résultats des simulations numériques présentés sur la figure 5.13 montrent effectivement que la prise en compte du profil Lorentzien se traduit par une augmentation du flux de fluorescence dans le régime linéaire pour le flux à 589 nm et pour celui à 330 nm. Ceci signifie que la puissance par classe de vitesse (P/n) est plus élevée, est donc que le nombre de classes de vitesse à prendre en compte doit être plus petit pour un profil Lorentzien que celui considéré dans le calcul asymptotique. A basses puissances, les flux augmentent d'un facteur 1.5 si le profil de la raie homogène est Lorentzien.

En conclusion, compte tenu de la définition de la largeur homogène rectangulaire ($\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$) prise dans le calcul asymptotique, on pense que le nombre de classes de vitesse est surestimé. Une valeur de largeur homogène effective de $1.56 \times \Delta\nu$ serait plus juste. Tout se passe comme si le nombre de classes de vitesse était plus petit que celui considéré habituellement.

Par contre, nous ne comprenons pas pourquoi Beacon tend vers la limite asymptotique à basse puissance (voir figure 5.7). L'écart est cependant faible.

V.5.4. Les collisions entre les atomes de sodium et le gaz résiduel dans la cellule et leurs conséquences sur le modèle cinétique

Les collisions entre les atomes des métaux alcalins excités et les molécules simples ont fait l'objet de nombreuses études. Plusieurs techniques, comme les expériences avec une cellule contenant de la vapeur atomique [Gallagher1978] ou celles de croisement de faisceau [Jamieson1984], ont été employées afin de mesurer les sections efficaces de collision de l'atome de sodium avec une molécule simple ou un atome (N_2 , O_2 , He, Ar, H_2) et d'étudier le mécanisme de transfert vibronique et électronique d'énergie : atome de sodium excité \rightarrow molécule \rightarrow atome de sodium neutre.

En particulier, pour l'atome de sodium, les études ont été focalisées sur le transfert entre $4P \rightarrow 3D$ lors de l'excitation directe avec un laser à 330 nm [Astruc1987] et $4D \rightarrow 4F$, $4D \rightarrow 5S$, $4D \rightarrow 3D$ lors de l'excitation à deux photons [Desfrancois 1986]. Dans le tableau 5.1, on donne les valeurs de sections efficaces entre l'atome de sodium et différentes molécules et atomes, et ceci pour plusieurs transitions. On observe que le transfert énergétique entre niveaux est le plus efficace pour la molécule H_2 et que le transfert électronique entre $4D \rightarrow 4F$ est toujours favorisé. Les transferts électroniques $4P \rightarrow 3D$ et $4D \rightarrow 3D$ ont des sections efficaces de transfert environ 3 fois plus faibles que celles pour $4D \rightarrow 4F$ en présence de N_2 , alors que O_2 introduit un transfert d'énergie important pour $4P \rightarrow 3D$ et $4D \rightarrow 4F$. En l'absence de collision, ces transitions sont soit interdites soit la force d'oscillateur est très faible, comme c'est le cas de $4P_{3/2} \rightarrow 3D$ ($\Gamma_{4P \rightarrow 3D} = 0.00142 \times 10^8 s^{-1}$, [NIST]).

Tableau 5.1: Sections efficaces de transfert électronique entre l'atome de sodium et différents atomes et molécules.

Transfert électronique	$ \Delta E (cm^{-1})$	$\sigma_{He} (\text{Å}^2)$	$\sigma_{Ar} (\text{Å}^2)$	$\sigma_{H_2} (\text{Å}^2)$	$\sigma_{N_2} (\text{Å}^2)$	$\sigma_{O_2} (\text{Å}^2)$
$4P \rightarrow 3D$	1099.7	<1	<2	7 ± 0.3	33 ± 0.8	41 ± 0.7
$4D \rightarrow 5S$	1348	<2	<1	16 ± 1.4	<4	3.5 ± 0.25
$4D \rightarrow 3D$	5375.8	<14	<6	120 ± 4	28 ± 0.8	19 ± 0.7
$4D \rightarrow 4F$	38.2	189 ± 5.5	65 ± 1.3	335 ± 8.5	96 ± 1.9	47 ± 1

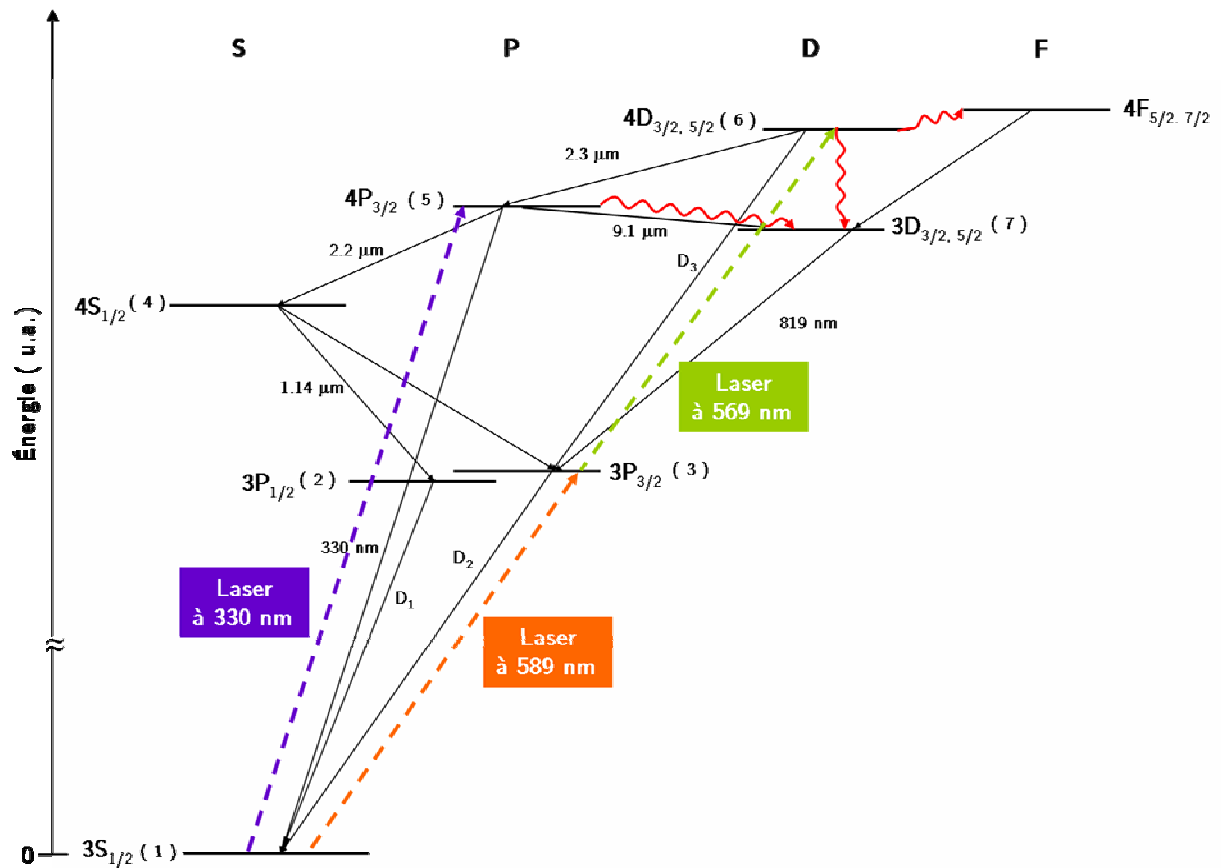


Figure 5.14 : Diagramme des niveaux d'énergie du sodium pour le cas où l'on considère aussi les transferts électroniques dus aux collisions, lors de l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ par la double excitation (589+569) ou 2×578 nm et du niveau $4P_{3/2}$ à 330 nm. Les flèches en pointillés violets, verts, et oranges, représentent le laser, les flèches noires les transitions radiatives, et les flèches rouges ondulées les transferts induits par les collisions. Les longueurs d'onde émises sont : 330, 589.6 (D_1), 589 (D_2), 569 (D_3) et 819 nm ; et 1.14, 2.2, 2.3, et 9.1 μm . Un nouveau niveau intervient dans les calculs de populations et donc dans le modèle cinétique quand on prend en compte les collisions.

V.5.4.1 Argumentation pour la prise en compte des transferts induits par collisions avec le gaz résiduel dans le calcul des populations

Les cellules de sodium que nous possédons ont été fabriquées par une entreprise et remplies avec du sodium au laboratoire ; cependant, les caractéristiques que nous souhaitons n'ont pas été totalement respectées : le vide réalisé dans la cellule n'était pas secondaire, comme on le verra dans la suite. Une fois arrivé à la fin des expériences décrites dans le chapitre 4 et après la calibration du flux de fluorescence mesuré à 330 nm et 819 nm, on s'est aperçu que ce dernier était environ 3 fois plus important que celui à 330 nm, contrairement aux résultats théoriques qui donnent une valeur environ 50 fois plus faible. On note qu'une expérience similaire (V.6.1.3) a été effectuée pour l'observation du flux de fluorescence à 819 nm lors de l'excitation du niveau $4D_{5/2}$ par la double excitation (589+569) nm.

La différence importante entre la valeur expérimentale du rapport $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$ et celle théorique $\frac{\Phi_{330}^t}{\Phi_{819}^t}$ a levé une série de questions liées à la provenance du flux à 819 nm mais aussi à la qualité du matériel utilisé dans notre montage expérimental.

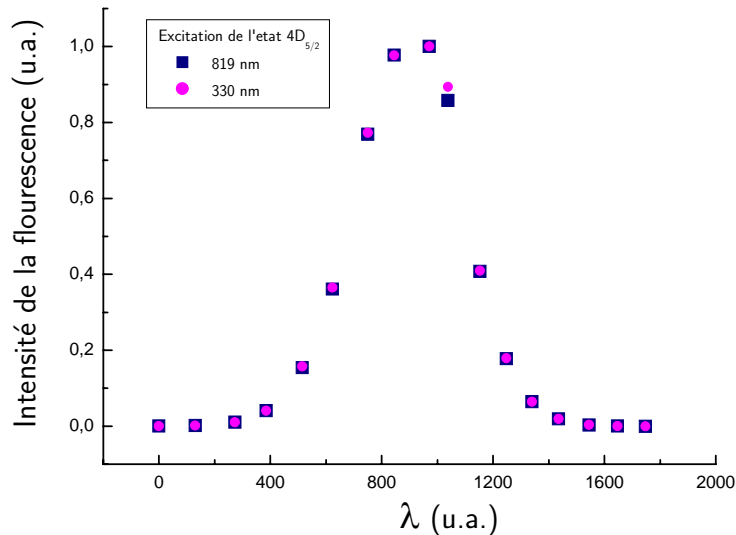


Figure 5.15 : Variation du flux de fluorescence en fonction de la longueur d'onde.

La première étude en ce sens a été l'observation simultanée du flux à 330 nm et à 819 nm en fonction de la longueur d'onde. Pour cela, on a employé le montage utilisé pour l'expérience de battements quantiques (paragraphe II.4.1.2), et on a enregistré simultanément le flux à 330 nm et à 819 nm en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs du flux et de la longueur d'onde ne sont pas des valeurs absolues, car ceci ne présente aucun intérêt ici. Sur la figure 5.15, les points de la courbe à 330 nm (de couleur magenta) et ceux à 819 nm (de couleur rouge) se superposent parfaitement. Ceci montre que les photons aux deux longueurs d'onde proviennent de l'excitation du même état $4D_{5/2}$, car il n'y a pas de décalage du maximum de la courbe de fluorescence, comme ce serait le cas si le flux provenait de l'excitation d'un autre niveau.

Un autre point était de vérifier la transmission du filtre passe haut à 760 nm utilisé pour l'observation du flux à 819 nm. Pour une valeur donnée de la puissance, on a vérifié que, si on rajoute à ce filtre un filtre interférentiel à 330 nm ou à 589 nm, le signal s'annule. Ceci montre bien le très bon facteur d'atténuation (d'environ 10^5) pour 330 et 589 nm du filtre passe haut.

Enfin, on a également vérifié le rendement du photomultiplicateur pour les longueurs d'onde de la cascade radiative présentée dans la figure 5.14 supérieures à 760 nm (valeur de coupure du filtre passe haut). Les courbes fournies par le constructeur du photomultiplicateur s'arrêtent à 1 μm (figure 4.21), Hamamatsu nous a confirmé qu'au-delà, le rendement quantique est négligeable. Ainsi, la seule longueur d'onde supérieure à 760 nm provenant de la cascade radiative de l'atome de sodium pour laquelle le rendement est non nul est 819 nm ($\eta_q^{819} = 0.076\%$).

V.5.4.2 Tests de différentes cellules de sodium

Après ces vérifications d'usage, la seule explication retenue était liée à la qualité du vide dans la cellule de sodium. Comme l'équipe avait à disposition deux cellules « identiques » de sodium, on a effectué une étude ayant comme objectif la mesure du rapport $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$ pour chaque cellule, pour les trois types d'excitations envisagés, pour créer une source polychromatique. Dans le tableau 5.2, on présente les résultats obtenus.

Tableau 5.2 : Valeurs expérimentales et théoriques du rapport entre le flux de photons à 330 nm et à 819 nm.

Cellule	Type d'excitation	$\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$	$\frac{\Phi_{330}^t}{\Phi_{819}^t}$
1	un photon à 330 nm	3.25	50
	deux photons résonants à 569+589 nm	0.3	
	deux photons non résonants à 2x578 nm	0.31	
2	deux photons non résonants à 2x578 nm	0.92	50

On observe que :

- pour la cellule 1, le rapport $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$ est toujours inférieur à 1 pour le cas de l'excitation de l'état 4D et ne dépend pas du type d'excitation de ce niveau.
- pour la cellule 2, on a aussi $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}} < 1$, mais sa valeur est différente de la précédente : ceci prouve que le transfert induit par les collisions est 3 fois plus faible.

Si on prend en compte la théorie des collisions, ces deux observations montrent que la pression du gaz résiduel (le gaz résiduel est de l'air, composé principalement de N₂ et O₂) est différente pour les deux cellules, et est plus importante dans la cellule 1 (qui était la cellule avec laquelle on a réalisé toutes les études photométriques).

La valeur de 3.25 du rapport $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$ pour le cas de l'excitation du niveau 4P montre que le processus de transfert d'énergie 4P→3D, induit par les collisions avec les molécules du gaz résiduel, est environ 10 fois plus faible que celui trouvé pour le cas de l'excitation du niveau 4D. Selon les études réalisées par Astruc et Defrancois, et suite à nos expériences, on peut faire l'hypothèse suivante sur les processus collisionnels :

- tout d'abord, les molécules de N_2 et O_2 effectuent un transfert électronique de l'état $4D \rightarrow 3D$ (de sections efficaces respectivement 28 et 19 \AA^2).
- les mêmes molécules N_2 et O_2 réalisent un transfert vibronique de l'état $4D \rightarrow 4F$ (avec changement d'énergie et de moment cinétique orbital avec des sections efficaces respectivement 96 et 47 \AA^2 pour N_2 et O_2). Puis, une désexcitation se produit de $4F \rightarrow 3D$.
- enfin, N_2 et O_2 effectuent un transfert électronique de l'état $4P \rightarrow 3D$.

Cette expérience nous a permis de mettre en évidence que la pression de l'air dans la cellule de sodium ne peut pas être ignorée, et qu'elle doit être prise en compte lors des simulations numériques des populations. Le code de calcul REM a donc été modifié. Par contre pour le code Beacon, ce calcul collisionnel est hors de portée compte tenu de la complexité du problème et du temps de calcul qui serait prohibitif.

V.5.4.3 Détermination de la valeur de la pression du gaz résiduel

Une mesure directe de la pression n'était pas possible, car elle aurait impliqué la destruction de la cellule de sodium. La solution que l'on a adopté pour évaluer la valeur de la pression du gaz résiduel consiste à prendre en compte le processus collisionnel dans la simulation numérique avec le code de calcul REM.

On définit deux processus globaux induits par les collisions : le processus 1 ($4D \rightarrow 3D$ et $4D \rightarrow 4F \rightarrow 3D$) et le processus 2 ($4P \rightarrow 3D$). Ainsi, le modèle comprend 7 niveaux au lieu de 6, car le niveau $3D_{5/2}$ (7) intervient dans la cascade radiative. Initialement, ce niveau a été ignoré à cause de la très faible force d'oscillateur de la transition $4P \rightarrow 3D$ ($\Gamma_{4P \rightarrow 3D} = 0.00142 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$) dans des conditions idéales (pression nulle). L'état $3D$ est peuplé par la transition radiative $4P_{3/2} \rightarrow 3D_{5/2}$ (Γ_{57}), mais aussi par les collisions de $4P \rightarrow 3D$ avec le taux de transfert collisionnel $\delta\Gamma_{57}$, par $4D \rightarrow 3D$ et $4D \rightarrow 4F \rightarrow 3D$ avec $\delta\Gamma_{67}$.

La pression permet d'ajuster le taux de collisions sur le rapport des flux à 819 nm et 330 nm $\frac{\Phi_{330}^{\text{exp}}}{\Phi_{819}^{\text{exp}}}$ égal à 0.3. Cette valeur sera identique pour toutes les expériences à deux photons (et aussi pour celles à 2×578 nm), et vaudra 3.2 pour celles à un photon. Le seul paramètre ajustable dans la simulation est donc la pression p.

La valeur de la section efficace globale de collision est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_C = 0.78\sigma_{N_2} + 0.22\sigma_{O_2} \quad \text{eq. 5.41}$$

où les valeurs numériques correspondent aux concentrations de N_2 et O_2 qui semblent constantes jusqu'à la mésosphère [Calpini2001].

Elle peut être convertie en mégahertz, à partir de l'expression de l'article [Gallagher1978] : $1 \text{ \AA}^2 \approx 0.195 \text{ MHz/Torr}$.

Le système d'équations différentielles pour le cas des transferts d'énergie induits par les collisions avec les molécules d'air pour l'excitation à deux photons devient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_1(t, r, \nu)}{dt} &= -N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_1(t, r, \nu') d\nu' + \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} + \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} \\
 &\quad + N_3(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_3} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_1(t, r, \nu') d\nu' \\
 \frac{\partial N_2(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_2(t, r, \nu)}{\tau_{21}} \\
 \frac{\partial N_3(t, r, \nu)}{dt} &= N_1(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_1(t, r, \nu') d\nu' - N_3(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_2(t, r, \nu') d\nu' \\
 &\quad + \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} - \frac{N_3(t, r, \nu)}{\tau_{31}} + \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} + \frac{N_7(t, r, \nu)}{\tau_{37}} \\
 &\quad - N_3(t, r, \nu) \frac{g_1}{g_3} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1(\nu' - \nu) \Phi_1(t, r, \nu') d\nu' + N_6(t, r, \nu) \frac{g_3}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_2(t, r, \nu') d\nu' \quad \text{eq. 5.42} \\
 \frac{\partial N_4(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{42}} - \frac{N_4(t, r, \nu)}{\tau_{43}} \\
 \frac{\partial N_5(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{54}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{51}} - \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{57}} - N_5(t, r, \nu) \cdot \delta\Gamma_{57} \\
 \frac{\partial N_6(t, r, \nu)}{dt} &= N_3(t, r, \nu) \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_2(t, r, \nu') d\nu' \\
 &\quad - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{63}} - \frac{N_6(t, r, \nu)}{\tau_{65}} - N_6(t, r, \nu) \cdot \delta\Gamma_{67} \\
 &\quad - N_6(t, r, \nu) \frac{g_3}{g_6} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_2(\nu' - \nu) \Phi_2(t, r, \nu') d\nu' \\
 \frac{\partial N_7(t, r, \nu)}{dt} &= \frac{N_5(t, r, \nu)}{\tau_{57}} - \frac{N_7(t, r, \nu)}{\tau_{37}} + N_5(t, r, \nu) \cdot \delta\Gamma_{57} + N_6(t, r, \nu) \cdot \delta\Gamma_{67} \\
 \sum_{i=1}^6 N_i(t, r, \nu) &= N_D(\nu)
 \end{aligned}$$

Tableau 5.3 : Valeurs des sections efficaces prises dans les calculs avec le code REM. Source : [Astruc1987].

Processus	Transition	σ_{N_2} (\AA^2)	σ_{O_2} (\AA^2)	σ_C (\AA^2)	$\delta\Gamma_C$ (MHz/Torr)	$\delta\Gamma_{ij}$
1	4D \rightarrow 3D	28 \pm 0.8	19 \pm 0.7	111 \pm 2.5	21.6 \pm 0.5	$\delta\Gamma_{67}$
	4D \rightarrow 4F (\rightarrow) 3D	96 \pm 1.9	47 \pm 1			
2	4P \rightarrow 3D	33 \pm 0.8	41 \pm 0.7	35 \pm 0.8	6.8 \pm 0.16	$\delta\Gamma_{57}$

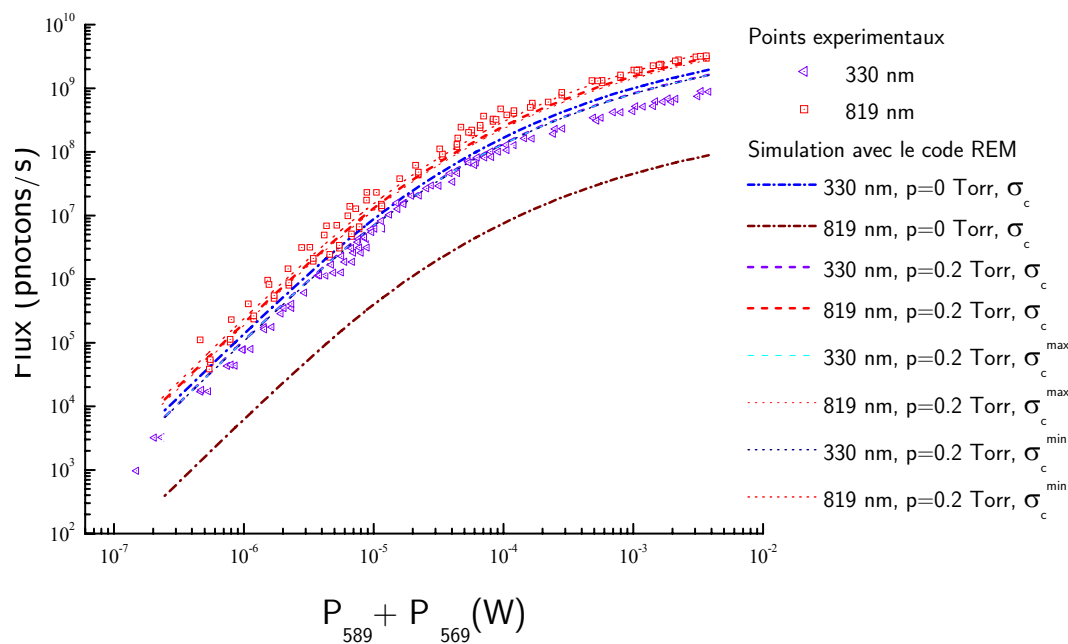


Figure 5.16 : Variation du flux de fluorescence à 330 nm (carrés bleus) et à 819 nm (carrés rouges) avec la puissance laser. En pointillés rouges et bleus, on représente la simulation avec le code de calcul REM, $\sigma_c^{max} = \sigma_c + \Delta\sigma_c$ et $\sigma_c^{min} = \sigma_c - \Delta\sigma_c$ où $\Delta\sigma_c$ est l'erreur de mesure de σ_c .

La figure 5.16 illustre les calculs avec le code REM contenant 7 niveaux avec les bornes expérimentales données dans la table plus haute (pour les flux minimum et maximum). On observe en particulier que le flux à 819 nm est le plus sensible aux erreurs expérimentales car il provient essentiellement de la dépopulation du niveau 6. Pour une pression nulle, celui-ci est environ 100 fois plus faible, et donc négligeable.

En conclusion, une pression résiduelle comprise entre 0.1 et 0.2 Torr explique bien un flux environ 100 fois plus important à 819 nm. C'est la valeur de 0.2 torr qui sera prise en compte lors des simulations numériques avec REM pour l'interprétation des résultats qui suivent.

V.5.4.4 Influence des collisions entre l'atome de sodium et le gaz résiduel sur le flux de fluorescence et sur l'évolution de population

Dans le paragraphe qui suit, on analysera l'influence du transfert de population induit par les collisions. On s'intéressera en particulier à deux cas (le régime des faibles et fortes densités de puissance), et on effectuera le calcul avec REM. On considère l'excitation en laser sans mode de l'atome de sodium, une fréquence de répétition du laser de 17 KHz, et les valeurs des largeurs des d'impulsions mesurées expérimentalement.

Pour l'excitation à deux photons résonants à 589 nm + 569 nm, la largeur d'impulsion est de 70 ns, et on calcule les flux totaux de fluorescence pour chaque transition dans deux situations :

régime de faibles densités de puissance (10W/m^2) et régime de fortes densités ($3 \times 10^4 \text{W/m}^2$), et pour les régimes hors collision ($p=0\text{Torr}$) et avec collision ($p=0.2 \text{Torr}$).

Tableau 5.4 : Valeurs des flux calculés avec le code REM, pour deux valeurs de la pression du gaz résiduel et pour 10W/m^2 (hors saturation) et $3 \times 10^4 \text{W/m}^2$ (forte saturation).

	p(torr)	$\Phi_{589}(\Phi_{31})$	$\Phi_{330}(\Phi_{51})$	$\Phi_{569}(\Phi_{63})$	$\Phi_{2200}(\Phi_{54})$	$\Phi_{2300}(\Phi_{65})$	$\Phi_{819}(\Phi_{73})$
Hors saturation	0	100	0.14	0.87	0.29	0.44	0.0065
	0.2	100	0.10	0.72	0.2	0.36	0.28
Forte saturation	0	100	4	24	7.9	12	0.17
	0.2	100	3.2	22	6.4	11.2	9

Les résultats des simulations numériques sont donnés dans le tableau 5.4. A basse puissance, quand on prend en compte les collisions, on observe une augmentation d'un facteur environ 45 du flux à 819 nm. Les autres flux varient de manière insignifiante par rapport à celui à 819 nm, la plus grande variation est de 40%. A forte puissance, les variations de flux à 589, 330, 569 nm, 2.3 et 2.2 μm sont toujours moindres par rapport à celui à 819 nm, qui varie d'un facteur 52.

Dynamique des populations

L'étude de la dynamique des populations s'avère aussi intéressante pour la compréhension du processus de transfert collisionnel. Nous considérons les mêmes cas que plus haut, et nous effectuons les simulations avec REM.

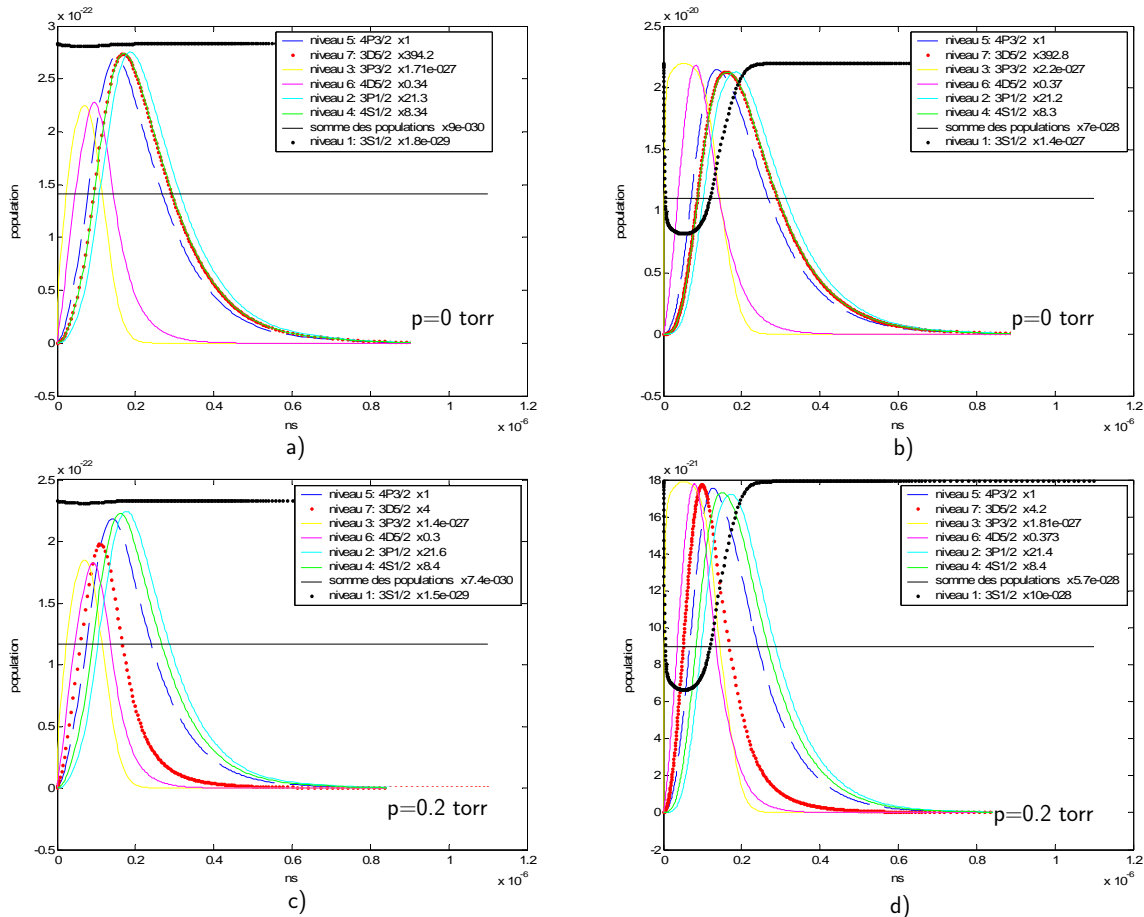


Figure 5.17 : Evolution des populations des niveaux $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3P_{3/2}$, $4S_{1/2}$, $4P_{3/2}$, $3D_{5/2}$ et $4D_{5/2}$ lors de l'excitation à deux photons résonants à $589\text{nm} + 569\text{nm}$ en laser sans mode, pour $p=0$ Torr et $p=0.2$ Torr. Un facteur multiplicatif a été utilisé pour mettre à l'échelle les populations (voir l'encadré).

Sur la figure 5.17, on représente l'évolution des populations calculées avec REM. On peut distinguer deux types de populations : à courte durée de vie, c'est-à-dire celles qui proviennent directement des niveaux excités par les lasers comme la population de l'état $4D_{5/2}$ (durée de vie du niveau d'environ 50 ns) et de $3P_{3/2}$, et à longue durée de vie, c'est-à-dire celles provenant de l'état $4P_{3/2}$ (avec une durée de vie d'environ 110 ns). A basse densité de puissance, l'état fondamental est très peu dépeuplé. On voit également que quand la pression dans la cellule est nulle, la population de l'état $3D_{5/2}$ montre le même comportement que celle de $4P_{3/2}$. Ceci est normal car l'atome retombe sur $3D_{5/2}$ via $4P_{3/2}$. Au contraire, quand les collisions avec le gaz résiduel sont prises en compte ($p=0.2\text{Torr}$), la population du niveau $3D_{5/2}$ présente un comportement similaire à celle de l'état $4D_{5/2}$. Ceci prouve que $3D_{5/2}$ est peuplé, en premier, directement par l'état $4D_{5/2}$, et donc les principaux processus collisionnels sont : $4D_{5/2} \rightarrow 3D_{5/2}$ et $4D_{5/2} \rightarrow 4F \rightarrow 3D_{5/2}$. On note

que la désexcitation $4F \rightarrow 3D_{5/2}$ a une probabilité de transition égale à 1, et est très rapide. A forte densité de puissance, l'état fondamental est fortement dépeuplé, et la population de $3D_{5/2}$ possède un comportement ressemblant à celui à basse puissance.

Comparaison de l'évolution temporelle théorique de la population à l'expérience

La figure 5.18 représente l'évolution de la fluorescence à 819 nm enregistrée avec le système décrit dans le chapitre 4 et le calcul de population réalisé avec REM à pression nulle et à 0.2 Torr pour le cas de l'excitation à deux photons résonants. On observe que la courbe expérimentale est en très bon accord avec la courbe théorique pour la pression de 0.2 Torr. La précision du front montant de la courbe expérimentale est dégradée par le jitter du laser, d'où la différence entre celle-ci et la courbe théorique (courbe idéale, pas de jitter). Pour une pression nulle, on devrait avoir une décroissance plus lente comme le montre la courbe théorique en pointillés. Ceci met en évidence encore une fois qu'il faut tenir compte des collisions dans les simulations avec REM. Pour la fluorescence à 330 nm, il n'y a pas de différences par rapport à la courbe théorique : les collisions influencent très peu la population de l'état $4P_{3/2}$.

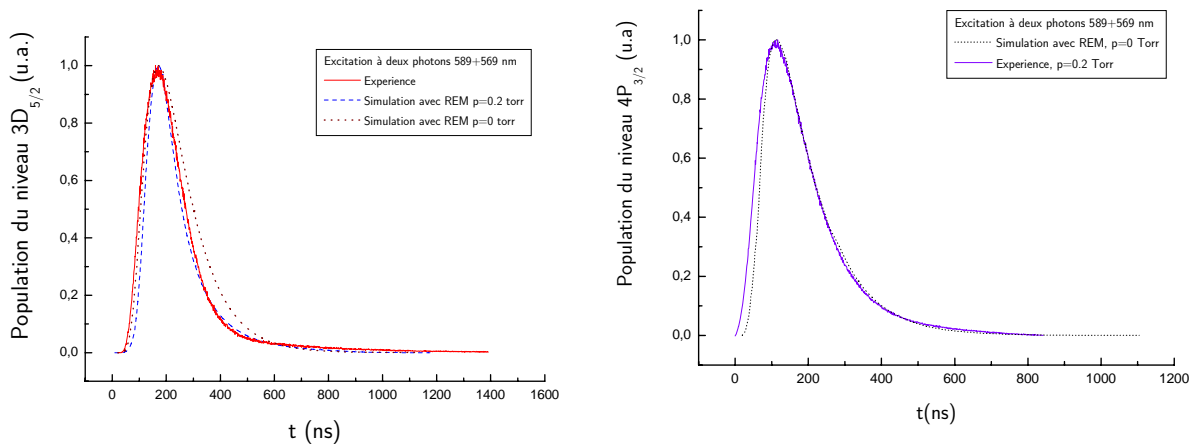


Figure 5.18 : Excitation à deux photons résonants, évolution des populations des niveaux $3D_{5/2}$ et $4P_{3/2}$.

Pour le cas de l'excitation à un photon à 330 nm (figure 5.19), on n'observe pas de différence entre la courbe expérimentale et celle théorique pour laquelle la pression est prise nulle. Ceci montre que les collisions peuvent être considérées comme négligeables pour la suite de ce travail dans ce cas d'excitation.

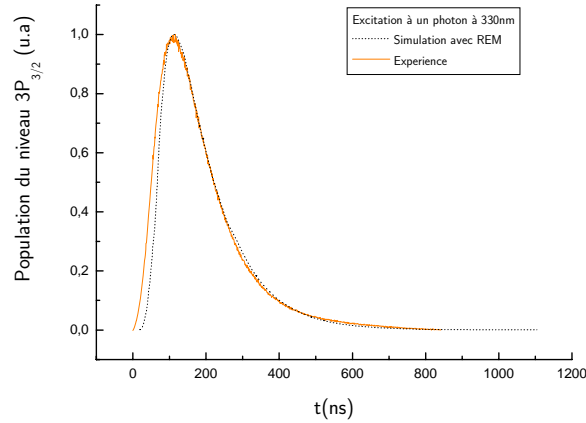


Figure 5.19 : Excitation à 330 nm, évolution de la population de l'état $3P_{3/2}$. Les pointillés noirs représentent les résultats de la simulation avec REM, et la courbe rouge est enregistrée à l'aide du logiciel P7888 (voir chapitre 4). Les densités de puissance sont de 0.2 W/m^2 .

En ce qui concerne les collisions sodium-sodium, les études des références [Tiesinga1996] montrent que pour des pressions de vapeur saturante d'environ 2.08×10^{-6} Torr, celles-ci sont négligeables.

La méthode décrite ici, basée sur la mesure du rapport Φ_{819}/Φ_{330} pour la détermination de la pression dans la cellule de sodium peut s'avérer un moyen pour évaluer la pression dans la mésosphère. Pour la pression mésosphérique qui est comprise entre 5-10 mTorr, le rapport de flux sera de quelques pourcents. Pour $p=7\text{mTorr}$, on obtient $\Phi_{819}/\Phi_{330} = 4\%$. Ceci est réalisable si les variations de la pression dans la mésosphère sont lentes par rapport au temps d'intégration nécessaire pour assurer un bon rapport signal sur bruit.

V.5.5. Influence de la fréquence de répétition

On considère que pour une valeur donnée de l'intensité de puissance crête, les flux à 330 nm Φ_{330} et à 589 nm Φ_{589} sont proportionnels au nombre d'atomes excités et à la fréquence de répétition. Cependant, ces flux ne sont pas proportionnels à la puissance crête du laser. Ainsi, le flux de fluorescence peut être écrit à l'aide d'une fonction ζ non-linéaire par rapport à la densité de puissance crête du laser comme suit :

$$\Phi = S \cdot f_L \cdot \zeta \left(\frac{P}{S \cdot f_L \cdot \tau_L} \right) \quad \text{eq. 5.43}$$

Si on multiplie la fréquence de répétition par un facteur k on a :

$$\Phi(S, P, k \cdot f_L) = S \cdot k \cdot f_L \cdot \zeta \left(\frac{P}{S \cdot k \cdot f_L \cdot \tau_L} \right) \quad \text{eq. 5.44}$$

Cette expression est équivalente à celle que l'on obtient quand, au lieu d'augmenter la fréquence de répétition du laser, on augmente la surface du spot et on maintient les autres paramètres laser constants :

$$\Phi(S, P, k \cdot f_L) = \Phi(k \cdot S, P, f_L, \tau_L) \quad \text{eq. 5.45}$$

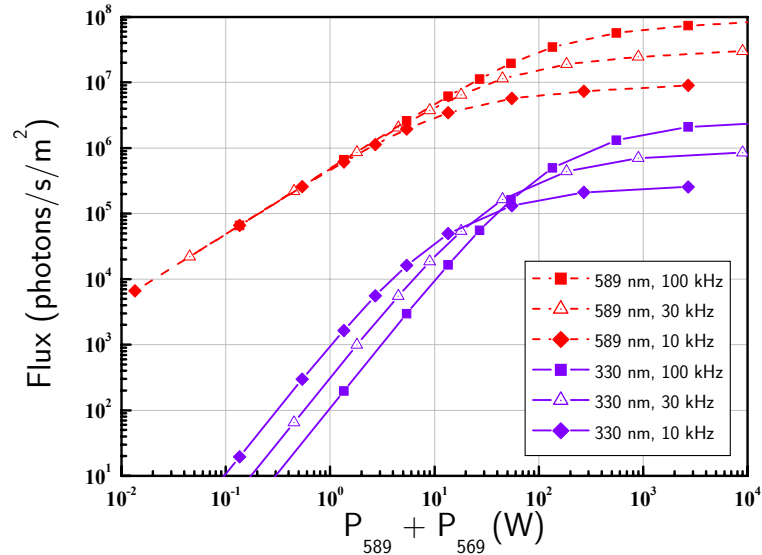


Figure 5.20 : Flux de fluorescence de l'étoile polychromatique donné par Beacon en fonction de l'intensité laser pour trois valeurs de la fréquence de répétition du laser 10, 30, et 100 kHz ($S=0.5\text{m}^2$, polarisation circulaire, profil temporel gaussien avec une largeur totale à mi-hauteur de 80 ns, et profil spatial carré).

Sur la figure 5.20, on voit qu'à basse puissance le flux à 589 nm est inchangé et reste indépendant de la fréquence de répétition. Au contraire, à forte puissance le flux augmente quand la fréquence de répétition augmente. Ceci se traduit par une « dé-saturation » de l'atome. Le flux à 330 nm, à basse puissance, diminue lorsque la fréquence de répétition augmente. Ceci est normal car le processus à deux photons est non-linéaire. A forte densité de puissance, on observe un comportement équivalent à celui du flux à 589 nm.

V.5.6. Influence de la surface du spot laser

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, une augmentation de la surface S du spot laser introduit une modification très similaire dans l'évolution du flux de fluorescence avec la puissance. Cependant, la taille du spot laser dans la mésosphère a une importance supplémentaire. En effet, la précision du pointé est d'autant plus grande que le spot de fluorescence est petit (voir chapitre 1). Pour une bonne optimisation il faudrait faire un choix judicieux à la fois de la fréquence de répétition et du diamètre du spot.

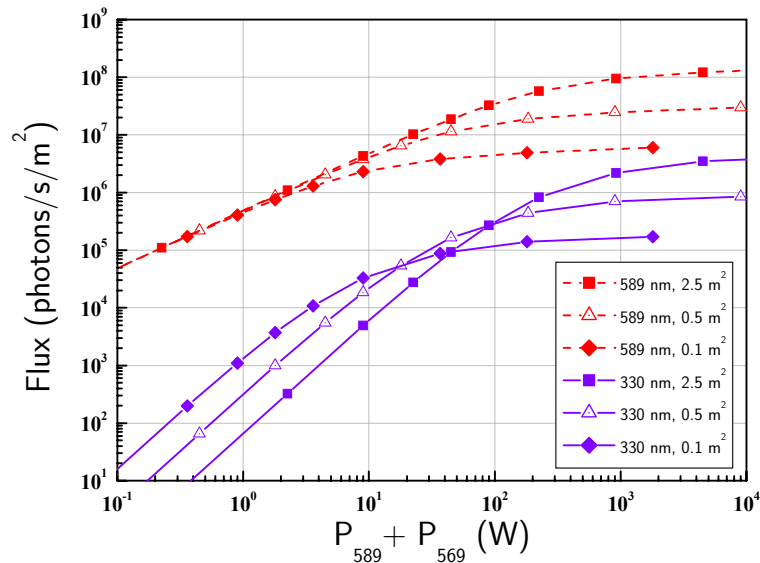


Figure 5.21 : Flux de fluorescence de l'étoile polychromatique donné par Beacon en fonction de l'intensité laser pour trois dimension du spot de la fluorescence 0.1, 0.5, et 2.5 m² (fréquence de répétition de 30 kHz, polarisation circulaire, profil temporel gaussien avec une largeur totale à mi-hauteur de 80 ns, et profil spatial carré).

Sur la figure 5.21, on donne les résultats de la simulation réalisée avec Beacon pour trois dimensions du spot de la fluorescence, pour une fréquence de répétition de 30 kHz, une polarisation circulaire, un profil temporel gaussien avec une largeur totale à mi-hauteur de 80 ns et un profil spatial carré. L'évolution du flux montre un comportement similaire à celui décrit dans le paragraphe précédent.

V.5.7. Influence de la structure hyperfine

La structure hyperfine des états excités et fondamental n'est pas prise en compte explicitement dans le modèle cinétique REM. Il est pourtant nécessaire d'en tenir compte si l'on veut reproduire correctement les flux expérimentaux.

En phase vapeur un laser monochromatique excite différentes classes de vitesse appartenant à différentes transitions hyperfines lorsque l'effet Doppler est pris en compte.

Une raie laser monochromatique de fréquence ν_0 positionnée dans la raie Doppler excite chaque transition hyperfine de fréquence $\nu_{i_{HF}}$ correspondant à une vitesse donnée ν_i ; on peut écrire :

$$\nu_{i_{HF}} = \nu_0 \left(1 - \frac{\nu_i}{c} \right), \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière. Par conséquent, l'atome voit l'énergie du laser}$$

répartie sur les transitions hyperfines. Il est équivalent de dire que la section efficace se distribue sur la structure hyperfine.

Notre laser sans mode excite toutes les classes de vitesse de chaque transition hyperfine. Pour la raie D₂, 6 transitions hyperfines (appelées dans la suite « shf ») d'énergies différentes sont excitées simultanément par la raie du laser sans mode (figure 5.22). Pour simplifier le calcul, on a choisi de prendre des sections efficaces identiques pour chacune d'entre elles, et de valeur égale à la valeur

de la section efficace d'absorption globale de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ ou $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ (cas de l'excitation à un photon) divisée par le nombre de transitions considérées. Ensuite, pour calculer le flux total de fluorescence, on additionne le flux donné par chacune de ces transitions. Ceci représente une approximation, car les forces d'oscillateur des transitions hyperfines ne sont pas identiques. Un calcul plus rigoureux, mais également beaucoup plus complexe, nécessiterait d'écrire les équations d'évolution de populations pour l'ensemble des états de la structure hyperfine (24 niveaux). Nous avons estimé que cette approximation était suffisante pour reproduire les résultats expérimentaux (voir paragraphe V.6)

Pour la transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$, la prise en compte de la structure hyperfine devient beaucoup plus compliquée. Si on applique le même raisonnement que pour D_2 , on devrait avoir 7 transitions hyperfines pour la deuxième transition, mais les écarts hyperfins de l'état $4D_{5/2}$ ne sont pas connus et il est donc difficile de déterminer le nombre de transitions hyperfines à prendre en compte dans REM. Dans le paragraphe V.6.1.3, ce sera un paramètre ajustable pour l'excitation à deux photons résonants.

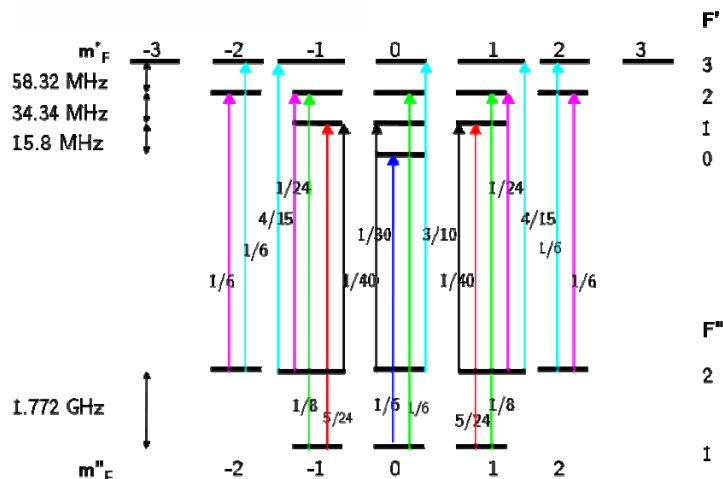


Figure 5.22 : Représentation de transitions entre les niveaux Zeeman de l'état fondamental $3S_{1/2}$ et excité $3P_{3/2}$. Sont données également les probabilités de transitions.

Pour mieux comprendre les conséquences de l'existence de la structure hyperfine on a réalisé des simulations dans le cadre de l'excitation à un photon à 589 nm et à deux photons résonants à 589nm + 569 nm, en faisant varier le paramètre « shf » à l'aide du code REM. Ce paramètre représente la prise en compte moyenne de la structure hyperfine de l'atome. Le « shf » a été varié entre 1 et 6.

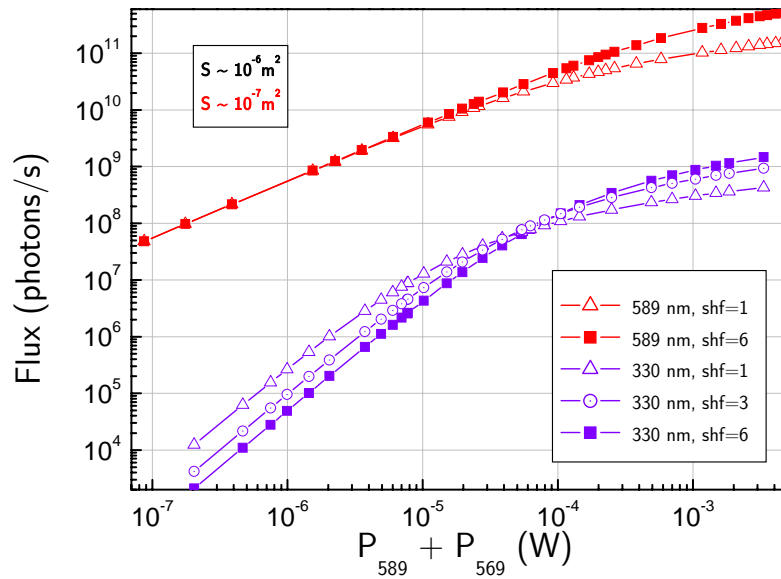


Figure 5.23 : Flux de fluorescence à 589 nm, pour le cas de l'excitation à un photon, et à 330 nm pour le cas de l'excitation à deux photons résonants 589 nm + 569 nm, donnés par REM en fonction de l'intensité du laser. Les valeurs de puissances correspondent aux puissances utilisées dans nos expériences de photométrie (la densité de puissance est différente dans les deux cas).

Les résultats des simulations numériques sont présentés sur la figure 5.23. Pour le flux à 589 nm à basse puissance on n'observe aucun effet, ce qui est normal. Au contraire, à forte puissance, une « dé-saturation » se produit lorsque le paramètre « shf » augmente. Pour le flux à 330 nm, à basse puissance on observe une diminution de celui-ci. Une des conditions d'efficacité de l'excitation à deux photons résonants est la saturation modérée des deux transitions ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ et $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$). Pour le flux à 589 nm en conditions de saturation on a déjà observé une « dé-saturation » de l'atome : ceci se traduit par une diminution du flux à 330 nm. A forte puissance, l'effet est similaire à celui du flux à 589 nm. Le shf se comporte comme le taux de répétition ou la surface du spot. Rappelons que dans nos expériences, ces deux derniers paramètres sont mesurés avec une grande précision et que l'erreur de mesure est très inférieure à l'effet du shf sur les données expérimentales que nous verrons plus loin.

V.6. Interprétation des expériences de photométrie du chapitre 4

On présente d'abord ici les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des montages décrits dans le chapitre 4. Les expériences permettant l'étude de l'interaction entre le rayonnement laser et l'atome de sodium sont divisées en deux catégories, d'un point de vue des propriétés du rayonnement d'excitation du sodium :

- celles utilisant le laser sans mode développé au LSP par notre équipe,
- et celles utilisant le même laser mis en fonctionnement multimode.

L'interprétation des résultats expérimentaux a été faite avec le modèle REM sans paramètre ajustable, excepté le « shf » dans le cas de l'excitation à deux photons résonants qui sera fixé à partir des résultats expérimentaux.

Ces résultats présentent un fort intérêt pour la création des étoiles lasers monochromatiques ou polychromatiques.

V.6.1. Différentes méthodes d'excitation de l'atome de sodium avec un laser sans mode

On commencera notre étude avec le cas le plus simple utilisé pour la création de l'étoile monochromatique (LGS), l'excitation résonante de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ à un photon à 589 nm, puis, on continuera avec les processus de création d'une étoile laser polychromatique lors de l'excitation à un photon résonant à 330 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$. Ensuite viendra l'excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ via l'état $3P_{3/2}$, et enfin celle à deux photons non-résonants à 2×578 nm de l'état $4D_{5/2}$. Cette dernière expérience a permis une estimation de l'ordre de grandeur de la section efficace à deux photons qui, à notre connaissance, n'était pas connue expérimentalement avant ce travail. Pour chaque cas étudié, on décrira le protocole expérimental très précisément et on interprétera les résultats. Le soin pris dans la calibration a déjà été décrit dans le paragraphe IV.3.

V.6.1.1. Excitation à un photon à 589 nm avec un laser sans mode (Etoile monochromatique, LGS)

Contexte

L'étoile monochromatique obtenue par l'excitation à 589 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ [Harper1982], a déjà été implémentée sur plusieurs télescopes situés sur les plus grands sites astronomiques au monde : au Mauna Kea située à Hawaii le 4 février 2002 à Keck [1], en mai 2005 à Gemini [d'Orgeville2005], et en novembre 2006 à Subaru [2] et au VLT au Chili [Takami2007]. Les caractéristiques des lasers utilisés lors de la production de ces sources lumineuses artificielles sont très différentes (voir description dans le chapitre 1), l'intérêt est d'obtenir l'étoile la plus brillante tout en évitant le phénomène de saturation de l'atome de sodium. Pour cela on a vu dans le chapitre 3 que la solution était de répartir la puissance du laser sur toutes les classes de vitesse de l'atome. Notre laser sans mode est un des rares lasers capables

d'accomplir cette condition. Il existe plusieurs études qui montrent les propriétés exceptionnelles de ce laser, en particulier [Pique2004], [Pique2006], mais aucune étude photométrique n'avait été réalisée pour mesurer le flux de fluorescence absolu émise par l'atome de sodium lors de l'excitation avec ce type de laser et sa comparaison avec un modèle théorique.

On commence par la présentation de l'étude photométrique menée sur l'atome de sodium avec le laser sans mode développé par V. Fesquet pendant son travail de thèse [Fesquet 2007]. Ce travail nous a aidé à comprendre que certains paramètres qui n'étaient pas considérés dans les précédentes études devaient être pris en compte dans le modèle cinétique. Ce cas est le plus simple, car le système atomique correspondant peut être approximé par un système à deux niveaux.

Protocole expérimental

A l'aide du montage expérimental décrit dans le paragraphe IV.1.1 du chapitre 4, on a mené une étude en fonction de la puissance du laser sans mode, afin d'analyser la réponse de l'atome de sodium lors de l'excitation à 589 nm. La puissance du laser sans mode a été variée précisément sur un intervalle de 5 décades entre 6.8×10^{-8} et 4.7×10^{-4} W (voir tableau 5.5). L'étude a été réalisée pour trois densités de vapeur de sodium, $\bar{\rho}_1 = 1.83 \times 10^{16}$, $\bar{\rho}_2 = 3.43 \times 10^{16}$, et $\bar{\rho}_3 = 4.98 \times 10^{16}$ atomes par mètre cube. Afin de vérifier la reproductibilité des résultats, pour chaque valeur de la densité atomique, on a enregistré deux courbes.

Tableau 5.5 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à un photon à 589 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
LSM589	189	6	5 décades de 6.8×10^{-8} à 4.7×10^{-4}	110 130 150	5 décades de 2.7×10^7 à 7×10^{11}	589 nm

Tout d'abord, le faisceau provenant du laser sans mode à 589 nm est mis en forme avec une lentille de $f = 1$ m et est envoyé dans la cellule chauffée à la température de travail 110°C, 130°C ou 150°C. Cette dernière est relevée au niveau du corps de la cellule et mesure la température de la vapeur. La température de la vapeur saturante, et donc la densité, est mesurée à l'aide d'une microsonde placée à l'interface liquide-vapeur. Un filtre interférentiel avec une bande passante de 10 nm et une transmission de 0.62 à la longueur d'onde d'observation 589 nm, est inséré devant le photomultiplicateur pour éliminer la lumière parasite, et un polariseur est également utilisé pour réduire la diffusion de la lumière parasite à 589 nm (pour les explications détaillées : voir le paragraphe II.4.1). Afin d'obtenir un taux de comptage correct pour éviter la saturation du photomultiplicateur, un ensemble de filtres neutres avec une transmission totale T_n de 2.7×10^{-5} ,

1.5×10^{-4} , ou 8.4×10^{-6} , est inséré (ces valeurs comprennent aussi la transmission du polariseur). Le montage expérimental est calfeutré dans une boîte noire.

On effectue l'enregistrement spectral à l'aide du système composé du monochromateur, de la barrette de photodiodes, et de la carte d'acquisition. Le spectre obtenu est analysé, afin de déterminer la valeur réelle de la puissance laser excitatrice. On calcule le taux de recouvrement que l'on applique à la puissance mesurée. On rappelle que du point de vue spectral, le laser étant plus large que la largeur de la transition, seulement une partie de la puissance est utilisée pour l'excitation de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ (une explication plus complète ainsi que les valeurs numériques de la largeur spectrale du laser et de la transition sont données dans le paragraphe IV.2.2 du chapitre 4).

On relève la valeur de la largeur d'impulsion à l'aide de la photodiode Thorlabs et de l'oscilloscope Tektronics (voir IV.2.2). Elle vaut dans le cas présent 84 ns.

Puis, on enregistre le profil spatial du faisceau laser selon la direction horizontale et verticale. Notre laser a un profil gaussien (voir IV.2.3). Le faisceau est rond, avec un diamètre de 1.12 mm. Cette valeur représente la largeur totale à mi-hauteur de la gaussienne.

Pour chaque point enregistré on relève aussi la température à l'interface liquide-vapeur ou solide-vapeur. Elle est utilisée pour le calcul de la densité atomique à l'aide de l'équation 4.17 (voir le paragraphe IV.2.5.1).

La puissance laser est ajustée à l'aide d'un système composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur, et est relevée manuellement. On enregistre entre 15 et 20 valeurs pendant le temps d'intégration du signal de fluorescence qui est de 60 s (le temps d'enregistrement d'un point), et la valeur moyenne du flux de fluorescence est relevée grâce à un programme sous Labview (qui calcule la moyenne en temps réel). L'évolution temporelle est aussi enregistrée. Comme le laser sans mode à 589 nm est très stable, on observe une variation de puissance inférieure à 3%.

Le temps d'enregistrement d'une courbe complète est d'environ une heure. En moyenne, pour cette expérience on a 30 points pour chaque courbe. Les courbes ont été enregistrées pendant 3 jours, temps pendant lequel les caractéristiques du laser sans mode sont restées constantes. Ceci montre la très grande stabilité du laser.

Afin de réaliser une comparaison entre l'expérience et le modèle cinétique REM, les courbes enregistrées présentant la variation du flux mesuré avec la puissance laser mesurée ont été calibrées très précisément (tous les facteurs de calibration sont présentés dans l'annexe 2) et rénormalisées à la même densité atomique. Comme la variation du flux de fluorescence avec la densité atomique est linéaire, on a seulement multiplié, pour chaque point, le flux par le rapport à la densité atomique du point étalon et celle du point considéré. La figure 5.23 montre que tous les points expérimentaux suivent la même courbe. Ceci prouve un autre aspect important : la fiabilité de la mesure de la température, et donc du calcul de la densité atomique.

Résultats expérimentaux et théoriques

Sur la figure 5.24 sont présentés avec des cercles colorés les résultats expérimentaux montrant la variation du flux absolu de fluorescence à 589 nm après les calibrations avec la puissance du laser sans mode à 589 nm. La figure 5.24 illustre aussi les résultats des simulations numériques réalisées avec le code REM et le modèle asymptotique à basse densité de puissance (hors saturation) et à forte densité de puissance (forts paramètres de saturation). Tous les flux sont renormalisés pour une densité atomique de $\bar{\rho}_3 = 4.98 \times 10^{16}$ atomes/m³, valeur prise dans le calcul pour la simulation numérique.

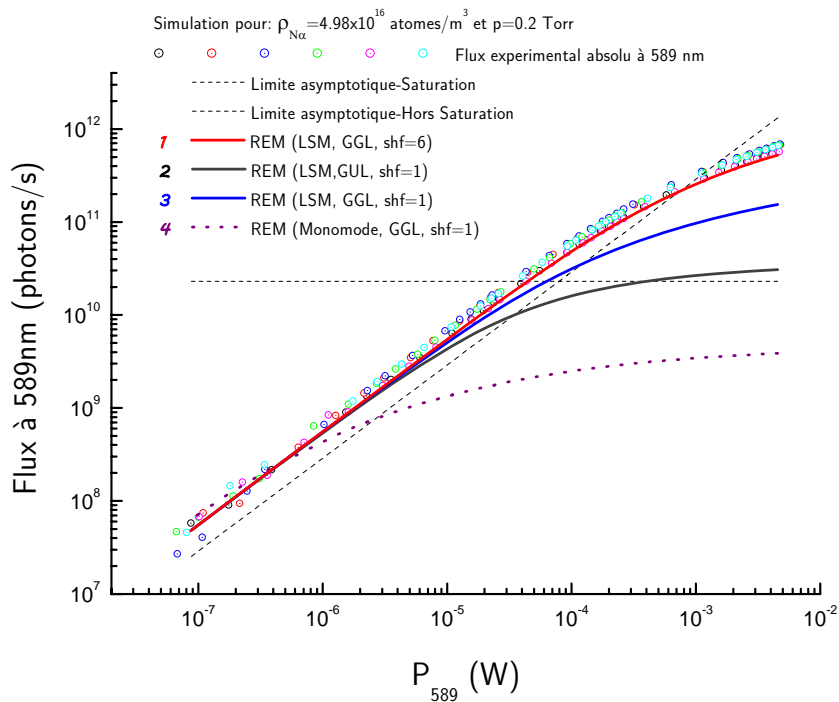


Figure 5.24 : Variation du flux absolu de fluorescence calibré à 589 nm avec la puissance excitatrice du laser sans mode à 589 nm. Les cercles colorés représentent les points expérimentaux : les cercles noirs et rouges correspondent à une densité atomique de $\bar{\rho}_3 = 4.98 \times 10^{16}$ atomes/m³, les cercles bleus et verts à une densité initiale d'environ $\bar{\rho}_1 = 1.83 \times 10^{16}$, et les cercles roses et cyans à environ $\bar{\rho}_2 = 3.43 \times 10^{16}$. Tous les points sont renormalisés par rapport à $\bar{\rho}_3$ qui est prise dans les calculs de REM. Les pointillés noirs représentent les limites asymptotiques dans le régime linéaire et très saturé. Les courbes 1 et 3 désignent les simulations REM pour un LSM GGL (laser sans mode avec un profil temporel Gaussien, un profil spatial Gaussien, et profil de la raie homogène Lorentzien), la courbe 2 pour un LSM GUL (laser sans mode avec un profil temporel gaussien, un profil spatial uniforme, et profil de la raie homogène Lorentzien), et la courbe 4 pour un laser monomode GGL.

Les courbes théoriques ont été calculées avec le programme général REM qui utilise les équations 5.42 (qui tient compte de la pression du gaz résiduel, $p=0.2$ Torr) avec la puissance du deuxième laser $P_2=0$, en laser sans mode. Les limites asymptotiques sont calculées à l'aide des équations 5.28 et 5.32. A basse puissance, toutes les courbes, y compris les courbes expérimentales,

convergent vers la même droite de pente 1, à l'exception de la courbe « limite asymptotique » dont l'origine du décalage a déjà été discutée dans le paragraphe V.5.3. A forte puissance, le calcul (cf. courbe 1) correspond à une forme temporelle et spatiale gaussienne (G), une raie homogène Lorentzienne (L), une pression résiduelle de 0.2 Torr, et une valeur du paramètre $shf=6$: il est en très bon accord avec les résultats expérimentaux. On voit très nettement l'effet de saturation obtenu lorsque l'on utilise une forme spatiale uniforme (U) (courbes 2 et 3), ou bien lorsque l'on néglige la structure hyperfine (courbes 1 et 3). La courbe 4 représente la simulation pour un laser monomode, avec un profil temporel et spatial gaussien et profil lorentzien de la raie homogène (GGL). Cette courbe atteint la saturation beaucoup plus vite, ce qui est normal car la puissance est répartie sur une seule classe de vitesse par transition hyperfine. Pour cette gamme de puissance à forte saturation, il existe un écart de plus de deux ordres de grandeur par rapport à une excitation sans mode.

Cette expérience à 589 nm nous a permis une première validation expérimentale du code REM.

V.6.1.2. Excitation à un photon à 330 nm avec un laser sans mode (Étoile polychromatique, PLGS)

Contexte

A ce jour, aucune étoile polychromatique ne fonctionne sur un télescope dans le monde. Le concept de création d'une source de lumière polychromatique par excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ via l'état $3P_{3/2}$ a été mis en évidence lors des expériences PASS-1 et PASS-2. Par ailleurs, l'étude de faisabilité d'une étoile polychromatique lors de l'excitation à un photon à 330 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ de l'atome de sodium n'a jamais été réalisée. Pour étudier sa faisabilité, on a mené une étude photométrique en laboratoire afin de pouvoir comparer les deux processus d'excitation. Cette étude est très proche de celle décrite précédemment.

Protocole expérimental

Le montage expérimental détaillé dans le paragraphe IV.1.1 du chapitre 4, nous a permis de réaliser une étude en fonction de la puissance du laser sans mode, afin d'analyser la réponse de l'atome de sodium lors de l'excitation à 330 nm. La puissance du laser sans mode a été variée sur un intervalle de 4 décades entre 2×10^{-9} et 2.5×10^{-5} (voir tableau 5.6). L'étude a été menée pour cinq densités de vapeur de sodium, $\bar{\rho}_1 = 1.21 \times 10^{16}$, $\bar{\rho}_2 = 1.74 \times 10^{16}$, $\bar{\rho}_3 = 2.45 \times 10^{16}$, $\bar{\rho}_4 = 3.59 \times 10^{16}$ et $\bar{\rho}_5 = 5.1 \times 10^{16}$ atomes par mètre cube, afin d'avoir une grande dynamique sur la mesure de la température, et par conséquent sur le calcul de la densité atomique. Le flux de fluorescence à 589 nm est enregistré en fonction de la puissance du laser sans mode à 330 nm. Pour chaque valeur de la densité, on a enregistré trois courbes afin de s'assurer de la reproductibilité de l'expérience (plus de détails sont fournis dans le chapitre 4).

Tableau 5.6 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à un photon à 330 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
LSM330	344	13	4 décades de 2×10^{-9} à 2.5×10^{-5}	110 120 130 140 150	5 décades de 10^3 à 4.3×10^7	589 nm

Le faisceau provenant du laser sans mode à 330 nm (construit spécialement pour cette expérience et décrit dans le chapitre 3) est mis en forme à l'aide des deux lentilles de distance focale $f_3=17.5\text{cm}$ et $f_4=20\text{cm}$ et est envoyé dans la cellule chauffée à une des températures de travail suivantes : 110°C , 120°C , 130°C , 140°C ou 150°C . Au niveau de la zone d'observation dans la cellule on obtient un waist horizontal (O_y) de $60 \mu\text{m}$ et vertical (O_z) de $110 \mu\text{m}$. Pour bien séparer la longueur d'onde d'observation (qui est de 589 nm) de l'ensemble des longueurs d'onde émises, on utilise le même filtre interférentiel que précédemment. On a choisi d'observer le flux à 589 nm (c'est-à-dire le flux de la raie D_1+D_2) pour ne pas être gêné par la lumière diffusée. Ce flux est théoriquement deux fois celui à 330 nm . Le facteur d'atténuation du filtre est de 10^{-5} . Pour éviter la saturation du photomultiplicateur, on utilise un filtre neutre avec une transmission T_n de 0.095 (pour 130 et 150°C). Afin de couper la lumière parasite qui perturbait la mesure de la puissance à 330 nm , car celle-ci était faible, on a inséré devant le photo-détecteur un filtre interférentiel avec une bande passante de 10 nm et une transmission de $T_i = 0.475$ à 330 nm .

Ensuite, on enregistre et on mesure la largeur spectrale (17.8 GHz). Puis, on calcule un taux de recouvrement que l'on applique à la puissance mesurée. Comme dans le cas précédent, le laser étant plus large que la largeur de la transition, seulement une partie de la puissance est utilisée pour l'excitation de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ (voir paragraphe IV.2.2).

On relève la largeur de l'impulsion (47 ns) et on enregistre le profil spatial du faisceau laser selon la direction horizontale O_y et verticale O_z , le faisceau s'avérant être elliptique. La température à l'interface liquide-vapeur ou solide-vapeur est mesurée et utilisée pour le calcul de la densité atomique.

La puissance laser est variée à l'aide d'un système composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur qui est placé devant le cristal doubleur de BBO, et est relevée manuellement. La variation crête des valeurs de la puissance est d'environ 10% pour le laser sans mode UV.

Le signal de fluorescence est intégré pendant 60 secondes et est relevé comme précédemment. Le temps d'enregistrement d'une courbe varie entre 40 minutes et une heure en fonction du nombre de points relevés pour chaque courbe. On a enregistré 14 courbes avec une moyenne de 20 points par courbe. L'intervalle de puissance du laser sans mode UV est plus court que celui du laser

fonctionnant à 589 nm. L'enregistrement des courbes s'est étalé sur une dizaine de jours, temps pendant lequel les largeurs spectrales et de l'impulsion, ainsi que la taille du faisceau, n'ont pas varié. Ceci montre encore une fois la stabilité du montage et de la cavité du laser sans mode UV.

Résultats expérimentaux et théoriques

La figure 5.25 illustre : les résultats expérimentaux (avec des cercles colorés) qui décrivent la variation du flux absolu de fluorescence à 589 nm (D_1+D_2) avec la puissance du laser sans mode à 330 nm, les résultats des simulations numériques réalisées avec REM, et les limites asymptotiques pour les régimes de faibles et fortes puissances. Toutes les courbes sont renormalisées, pour une densité atomique moyenne de $\bar{\rho}_{Na} = 3.59 \times 10^{16}$ atomes/m³ qui est prise dans le code REM. Cette figure montre aussi les résultats numériques donnés par REM et les limites asymptotiques à basse et forte densité de puissance.

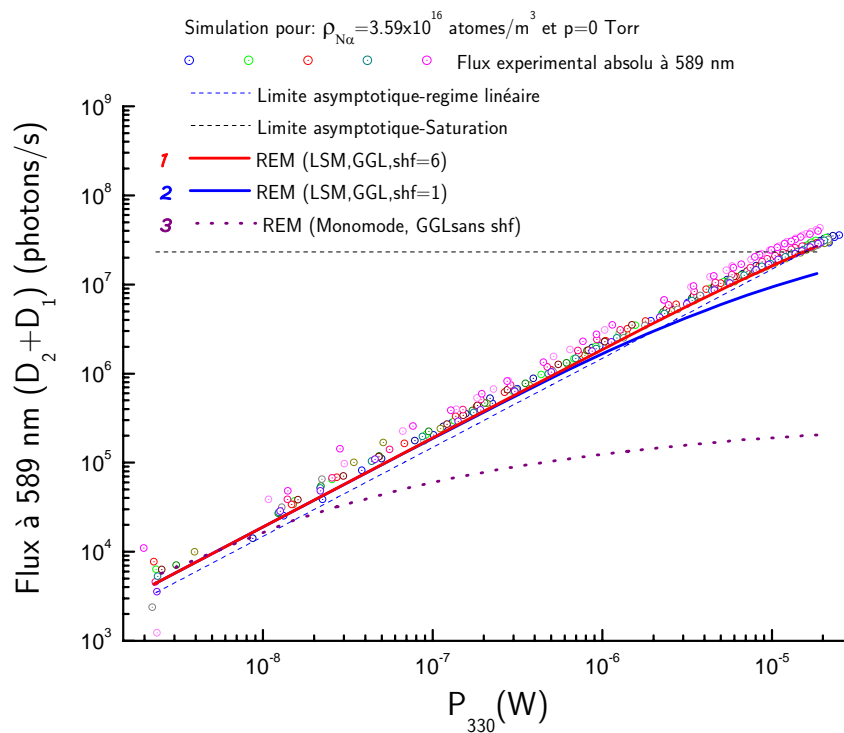


Figure 5.25 : Variation du flux absolu de fluorescence à 589 (D_1+D_2) nm avec la puissance excitatrice du laser sans mode à 330 nm. Les cercles colorés représentent les points expérimentaux, chaque nuance désigne une densité atomique initiale et correspond à trois enregistrements. Les points expérimentaux sont renormalisés pour une densité $\bar{\rho}_{Na} = 3.59 \times 10^{16}$ atomes /m³, prise dans les simulations numériques avec le code REM. Les courbes 1 et 2 représentent les simulations numériques avec le code REM pour un LSM GGL (profil temporel et spatial gaussien et un profil lorentzien de la raie homogène), et la courbe 3 pour un laser monomode GGL.

Les courbes théoriques ont été calculées avec le programme REM qui utilise les équations 5.17. Ce programme ne tient pas compte de la pression, pour les raisons discutées dans le paragraphe

V.5.4.4. Les limites asymptotiques ont été déterminées à l'aide des équations 5.28 et 5.32 où la largeur de la raie homogène est uniforme et vaut 1.45 MHz. A basse puissance, toutes les courbes y compris les courbes expérimentales, convergent vers la même droite de pente 1, à l'exception de la courbe « limite asymptotique » dont l'origine du décalage a déjà été discutée dans le paragraphe V.5.3. A forte puissance, le calcul (courbe 1) correspond à une forme temporelle et spatiale gaussienne, une raie homogène Lorentzienne, une pression résiduelle nulle, et une valeur du paramètre $shf=6$: il est en très bon accord avec les résultats expérimentaux. On observe très nettement l'effet de la saturation lorsque l'on néglige la structure hyperfine (courbe 1 et 2). La courbe 3 représente la simulation pour un laser monomode (GGL). Pour cette gamme de puissance à forte saturation, on a un écart de presque trois ordres de grandeur par rapport à une excitation sans mode. On souligne que la surface mesurée pour les courbes expérimentales en cercles roses est légèrement plus grande que pour les autres, ce qui entraîne une « dé-saturation » et donc une augmentation du flux.

L'expérience à un photon à 330 nm nous a permis une deuxième validation expérimentale du code REM. Elle nous permettra également de comparer cette nouvelle méthode de production d'une étoile PLGS à celle à deux photons résonants décrite dans la suite.

V.6.1.3. Excitation à deux photons résonants à 589 nm + 569 nm avec un laser sans mode (PLGS)

Cette méthode, basée sur le concept d'excitation retenu dans la publication [Foy1995], consiste dans l'excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ via l'état $3P_{3/2}$. C'est la première fois qu'une telle étude photométrique est réalisée avec un laser sans mode : elle est très importante, car elle offre aussi la possibilité de comparer d'un point de vue expérimental les deux méthodes d'excitation. On commencera par comparer les résultats expérimentaux à la théorie à l'aide du code de calcul REM. Ensuite, on comparera les deux méthodes d'excitation pour créer une étoile polychromatique (voir paragraphe V.7).

Protocole expérimental

Le montage expérimental permettant l'excitation par deux lasers sans mode à 589 nm et 569 nm a déjà été décrit dans le paragraphe IV.1.2.

Les faisceaux issus des lasers sans mode (l'oscillateur du laser sans mode fonctionnant à 330 nm a été modifié pour 569 nm) sont superposés (voir le principe dans le paragraphe IV.2.3) et mis en forme pour obtenir une taille de faisceau identique (même valeur de waist) d'environ 300 μm au niveau de la zone d'observation dans la cellule de sodium : ceci a été possible malgré les différences entre les deux lasers. Les deux cavités laser présentent deux modulateurs acousto-optique fonctionnant à des fréquences acoustiques respectivement de 40 MHz et 35 MHz, et deux jets de colorant d'épaisseur et largeur différentes. Ces différences introduisent des modifications des formes spatiales des deux faisceaux, qui possèdent un M^2 différent selon l'axe vertical et

horizontal. Nous rappelons que nous ne travaillons pas ici dans la configuration de V. Fesquet qui avait obtenu un $M^2 \sim 1.03$. Nos jets sont pompés directement en impulsion d'où un M^2 dégradé. Ce travail n'a pas eu comme objectif d'obtenir la meilleure qualité spatiale du faisceau laser (le laser sans mode à 589 nm a un M^2 d'environ 4, et celui à 660 nm d'environ 4.6 selon Oy et 1.4 selon Oz). Nous avons donc adapté au mieux les waist à l'aide d'un système à lentille. Comme on peut le voir sur la figure 4.15, les waist des faisceaux ne sont pas parfaitement identiques : selon Oz le waist du laser à 589 nm est légèrement plus large, alors que selon Oy c'est celui du laser à 569 nm qui est plus large.

Notre objectif était d'obtenir une puissance égale pour les deux longueurs d'onde. La largeur de la transition $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ donnée par l'effet Doppler (voir chapitre 2) était environ 2 fois plus petite que celle de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ (effet Doppler plus structure hyperfine) contrairement aux largeurs spectrales des deux lasers qui sont du même ordre de grandeur (9 ± 1 GHz). Pour compenser ceci, la puissance en sortie du laser à 589 nm a été atténuée d'un facteur 2, afin d'assurer l'égalité des densités de puissance. Ensuite, pour assurer une variation correcte de la puissance, on a utilisé un atténuateur variable positionné sur les deux faisceaux superposés. Le système composé de la lame demi-onde et du polariseur n'introduisait pas exactement le même facteur d'atténuation pour les deux longueurs d'onde. Pour monitorer avec précision la superposition des faisceaux, on a utilisé le système de barrette de photodiodes décrit dans chapitre 4, placé dans le plan objet. Les deux faisceaux sont envoyés dans la cellule de sodium chauffée à 130°C ou 150°C.

Pour cette expérience, afin d'éliminer la lumière diffusée, on a choisi d'observer le flux de fluorescence émise à 330 nm à l'aide d'un filtre interférentiel de bande passante de 10 nm et un facteur d'atténuation de 10^{-5} en dehors de la bande. Pour assurer une grande dynamique des puissances pour notre expérience à 2 photons résonants tout en gardant un bon rapport signal sur bruit et toujours pour éviter l'empilement des photons, les courbes de fluorescence sont tracées en deux étapes :

- première étape à basse puissance (inférieure à 10 μ W), on utilise devant le détecteur un filtre densité ($T_n = 0.115$) pour atténuer le flux seulement dans le cas des expériences à 150°C.
- deuxième étape pour les valeurs de puissance supérieures à 10 μ W, on atténue le signal de fluorescence par un ensemble de filtres avec $T_n = 0.00474$ pour 130°C et $T_n = 7.5 \times 10^{-4}$ pour 150°C.

La puissance des lasers à 589 nm et 569 nm est mesurée précisément et varie sur un intervalle de 4 décades entre 1.5×10^{-7} et 3.3×10^{-3} W (voir tableau 5.7). L'étude a été menée pour deux densités de vapeur de sodium, $\bar{\rho}_1 = 2.17 \times 10^{16}$ et $\bar{\rho}_2 = 8.2 \times 10^{16}$ atomes par mètre cube. La figure 5.26 montre la variation du flux de fluorescence à 330 nm en fonction de la puissance totale du laser sans mode à 589nm+569nm.

Le temps d'intégration du signal de fluorescence à 330 nm est de 60 secondes. L'enregistrement d'une courbe prend environ une heure. Nous avons obtenu 14 courbes sur une dizaine de jours

avec une moyenne de 30 points par courbe. Les valeurs de la puissance sont enregistrées manuellement, et leur variation est inférieure à 4%. Pendant cette série de mesure, on a réalisé aussi l'expérience évoquée pour observer le flux à 819 nm dans le paragraphe V.5.4 (le filtre interférentiel à 330 nm est remplacé par un filtre passe-bande haut à 760 nm).

Tableau 5.7 : *Principaux paramètres de l'expérience de photométrie à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm.*

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
LSM589+569	177	6	4 décades de 1.5×10^{-7} à 3.3×10^{-3}	130 150	6 décades de 10^3 à 10^9	330 nm
	50	3				819 nm

Résultats expérimentaux et théoriques

Sur la figure 5.26, les cercles colorés désignent les résultats expérimentaux qui décrivent la variation du flux absolu de fluorescence à 330 nm avec la puissance totale à 589 nm+569nm. Les flux sont renormalisés pour une densité atomique moyenne de $\bar{\rho}_{Na} = 8.42 \times 10^{16}$ atomes/m³ qui est prise dans le code REM. Les limites asymptotiques sont calculées à l'aide des équations 5.32 et 5.34. Les courbes théoriques ont été déterminées avec le programme général, qui utilise les équations 5.42, pour lequel le seul paramètre ajustable est le paramètre shf effectif dans le cas de l'excitation à deux photons résonants dans toutes les simulations dans cette thèse. Cette situation de l'excitation à deux photons est plus compliquée que celle décrite précédemment.

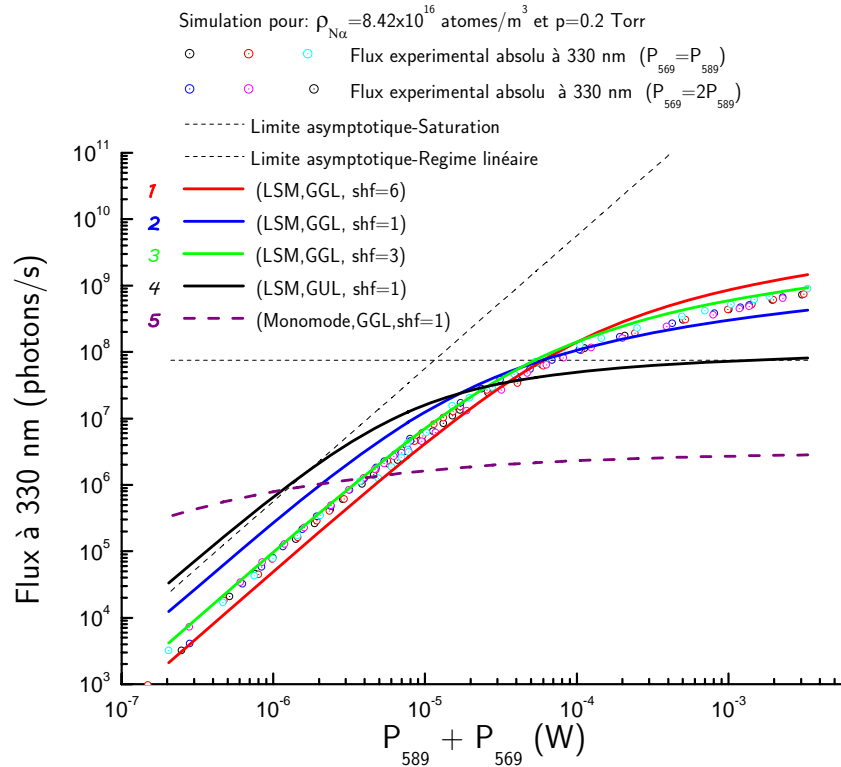


Figure 5.26 : Variation du flux à 330 nm avec la puissance du laser sans mode pour l'excitation à deux photons résonants à 589+569nm. Les cercles colorés désignent les points expérimentaux renormalisés pour une densité atomique moyenne $\bar{\rho}_{Na} = 8.42 \times 10^{16}$ atomes /m³, prise dans les simulations numériques avec le code REM. Les courbes 1, 2 et 3 représentent les simulations numériques avec le code REM pour un LSM GGL (profil temporel et spatial gaussien, et un profil de la raie homogène lorentzien), la courbe 4 pour un LSM GUL, et la courbe 5 pour un laser monomode GGL. La pression est : $p=0.2$ Torr.

A basse puissance, toutes les courbes convergent vers des droites parallèles de pente 2, à l'exception de la courbe 5. Il y a un très bon accord entre l'expérience et la courbe 3 (excitation en laser sans mode, profil temporel et spatial gaussien et profil lorentzien de la raie homogène), le paramètre shf est pris égal à 3. Les courbes 1, 2 et 3 mettent bien en valeur l'effet de la saturation lorsque l'on néglige la structure hyperfine. La courbe 5 représente la simulation d'un laser monomode GGL avec REM. A basse densité de puissance, le laser monomode donne un flux plus important que le laser sans mode (ceci est normal compte tenu de la non-linéarité du processus à deux photons). A fortes densités de puissances, pour cette gamme, on a un écart de deux ordres de grandeur par rapport à l'excitation en laser sans mode.

Encore une fois, le modèle REM interprète précisément les résultats expérimentaux, dans la limite de l'approximation qui consiste à prendre en compte la structure hyperfine.

V.6.1.4. Excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm avec un laser sans mode (PLGS)

Cette méthode, qui consiste dans l'excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm de la transition $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ avec un seul laser sans mode, a été analysée dans ce travail de thèse, car elle permet aussi d'obtenir une source polychromatique. L'expérience que nous avons réalisée nous permet de tester sa faisabilité et de la comparer aux autres méthodes. La section efficace à deux photons n'étant pas connue, elle sera déterminée à l'aide de REM qui est maintenant largement validé.

Tableau 5.8 : *Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à deux photons non-résonants à 2x578nm.*

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
LSM2x578	78	3	3 décades de 9×10^{-4} à 4.7×10^{-2}	110 130 150	4 décades de 10^3 à 2×10^6	330 nm

Protocole expérimental

Le montage expérimental qui nous a permis cette étude est décrit dans chapitre 4. Il utilise le laser fonctionnant initialement à 589 nm, et qui a été ajusté en longueur d'onde à 578 nm.

Son faisceau est focalisé dans la même cellule de sodium, le waist obtenu au niveau de la zone d'observation est de 110 μm selon O_y et 90 μm selon O_z . La puissance est atténuée grâce au système composé de la lame demi-onde et du polariseur. La cellule de sodium est chauffée à 130°C, 140°C ou 150°C. Le flux de fluorescence est observé à 330 nm. La lumière diffusée est éliminée à l'aide d'un filtre interférentiel (une bande passante de 10 nm et un facteur d'atténuation de 10^{-5}). Tous les points expérimentaux sont recalculés pour une densité atomique de 6.83×10^{16} atomes/ m^3 . Comme précédemment, la puissance du laser a été variée sur plusieurs décades (3 décades), de même, le flux a été mesuré sur 4 décades.

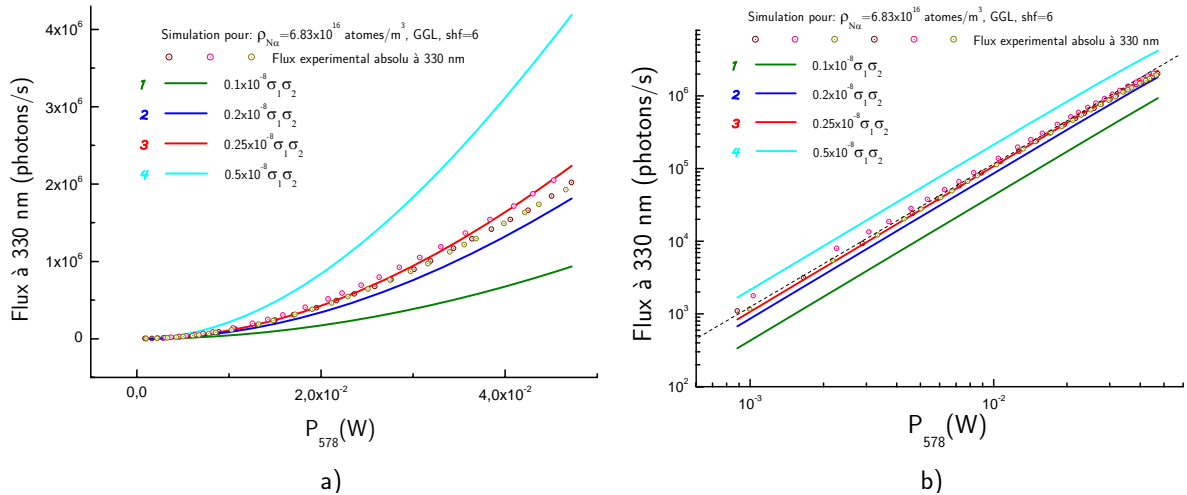


Figure 5.27 : a) Variation du flux à 330 nm avec la puissance du laser sans mode lors de l'excitation à deux photons non résonants à 2×578 nm en laser sans mode. Les cercles colorés représentent les points expérimentaux, les courbes 1, 2, 3, 4 et 5 les simulations numériques avec le code REM. La densité atomique est normalisée à $\bar{\rho}_{Na} = 6.83 \times 10^{16}$ atomes/m³. b) « a) » en échelle logarithmique.

Résultats expérimentaux

Sur la figure 5.27.a sont présentées les courbes expérimentales en échelle linéaire. Tout d'abord, on remarque que quand on représente le flux de fluorescence en fonction de la puissance du laser, la pente de la courbe est égale à 2 (en échelle logarithmique sur la figure 5.27.b, on voit que la pente de la courbe est égale à 2).

Ceci met bien en évidence le fait que le flux est proportionnel au carré de la puissance. Les simulations avec REM utilisent les équations 5.42 et sont réalisées pour une pression de 0.2 Torr et une valeur du paramètre shf égale à 6. Notre travail a consisté à trouver une valeur de la section efficace à deux photons, seul paramètre ajustable de cette étude, pour laquelle on obtenait le meilleur accord entre l'expérience et la théorie. On a un très bon accord entre l'expérience et la courbe 3, pour laquelle la section efficace est de $\sigma_{2p} = 2.57 \times 10^{-36}$ m⁴. Celle-ci est 5×10^8 fois plus petite que le produit des deux sections efficaces σ_1 et σ_2 à 589 nm et 569 nm (voir Tableau 2.6). Cette expérience nous a permis de déterminer une valeur pour la section efficace à deux photons non-résonants et de pouvoir comparer l'efficacité de cette méthode d'excitation aux deux autres précédentes dans le paragraphe V.7.1.

V.6.2. Excitation de plusieurs transitions de l'atome de sodium avec un laser multimode et comparaison expérimentale avec l'excitation avec le laser sans mode

Les résultats d'expériences similaires obtenus avec les mêmes lasers mais en situation multimode sont présentés dans la suite. L'intervalle spectral libre entre les modes est de 283 MHz. Nous avons montré au chapitre 3 que la largeur des modes est dominée par la structure temporelle particulière du laser de pompe impulsional Spectra Physics que nous avons utilisé. En effet ce laser ne possède que quelques modes longitudinaux dont les battements modulent fortement l'impulsion qui peut être vu comme une série d'impulsions brèves dont la largeur est dans le domaine nanoseconde. Le milieu amplificateur à colorant a aussi une réponse dans le domaine nanoseconde. Le résultat est que la largeur des modes de nos lasers multimodes est limitée par transformé de Fourier de l'ordre de 300 MHz (largeur totale à mi-hauteur).

V.6.2.1. Excitation à un photon à 589 nm

L'excitation à un photon a été réalisée à l'aide du laser multimode présenté dans le chapitre 4. Pour notre étude on enregistre trois courbes qui montrent la variation du flux de fluorescence en fonction de la puissance laser.

Tableau 5.9 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à un photon à 589 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
Multi589	92	3	5 décades de 10^{-7} à 5.2×10^{-3}	110 130 150	4 décades de 10^9 à 8.6×10^{11}	589 nm

Les courbes théoriques ont été calculées avec le programme REM qui utilise les équations 5.42. Le profil spectral du laser multimode est représenté dans la figure 5.28.b ; la demi largeur d'un mode est de 150 MHz et l'intervalle spectral libre de la cavité de 283 MHz. Pour simplifier, nous avons supposé que l'amplitude des modes suivait une enveloppe gaussienne. Nous n'avons pas considéré le caractère aléatoire habituel observé. Nous pensons que ce caractère aléatoire n'a pas de conséquence sur les résultats de flux intégrés, mais par contre, il pourra avoir une influence sur l'aspect du bruit. L'analyse du bruit n'a pas été effectuée dans le cadre de cette thèse. Comme les modes se recouvrent, on s'attend donc à un comportement similaire à celui d'un laser sans mode.

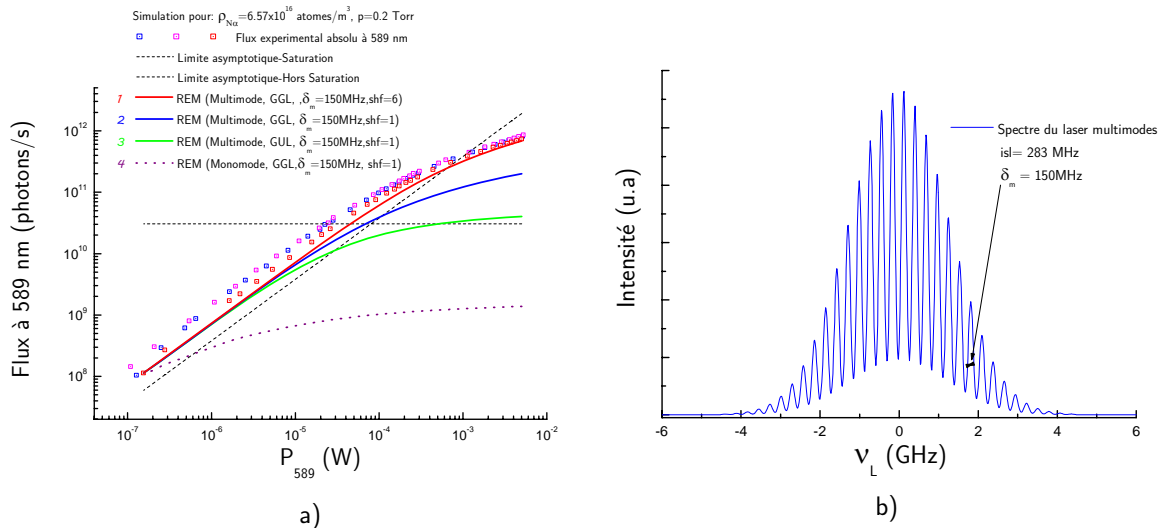


Figure 5.28 : a) Variation du flux à 589 nm avec la puissance laser lors de l'excitation à un photon à 589 nm en laser multimode. b) Profil spectral théorique du laser multimode, pour une largeur de mode de 150 MHz et un intervalle spectral libre de 283 MHz. L'amplitude de mode est supposée suivre une enveloppe gaussienne. Les flux ont été normalisés par rapport à la densité atomique.

Les figures 5.28 et 5.29 montrent effectivement que le comportement du laser multimode avec une largeur de mode de 150 MHz est similaire à celui d'un laser sans mode. A basse puissance, on remarque que les courbes convergent vers une droite de pente 1, à l'exception de la limite asymptotique pour laquelle on pense que l'origine du décalage sera la même que dans le cas V.5.3. De même, la courbe 1 est en bon accord avec l'expérience avec un shf de 6.

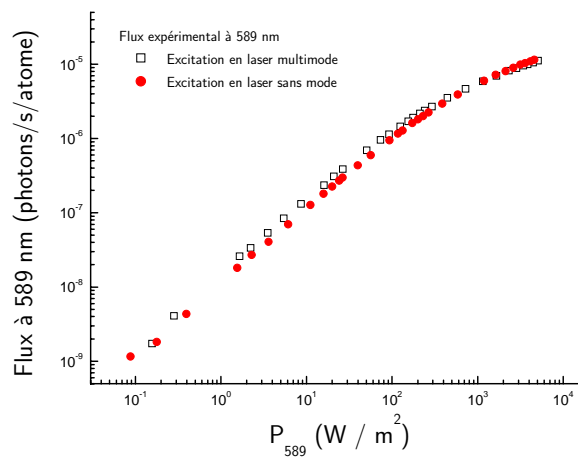


Figure 5.29 : Comparaison expérimentale: Variation du flux à 589 nm avec la densité de puissance laser pour une excitation à un photon à 589 nm en laser multimode et sans mode.

V.6.2.2. Excitation à deux photons résonants à 589 nm + 569 nm

Ce cas a été réalisé à l'aide du laser multimode présenté dans le paragraphe IV.1.1. Pour notre étude on enregistre trois courbes qui montrent la variation du flux de fluorescence en fonction de

la puissance laser. Ce travail va nous permettre aussi de réaliser une comparaison entre l'excitation en laser sans mode et multimode.

Tableau 5.10 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
LSM589+569	59	2	4 décades de 7×10^{-7} à 5.6×10^{-3}	130	5 décades de 4.3×10^3 à 1.5×10^8	330 nm

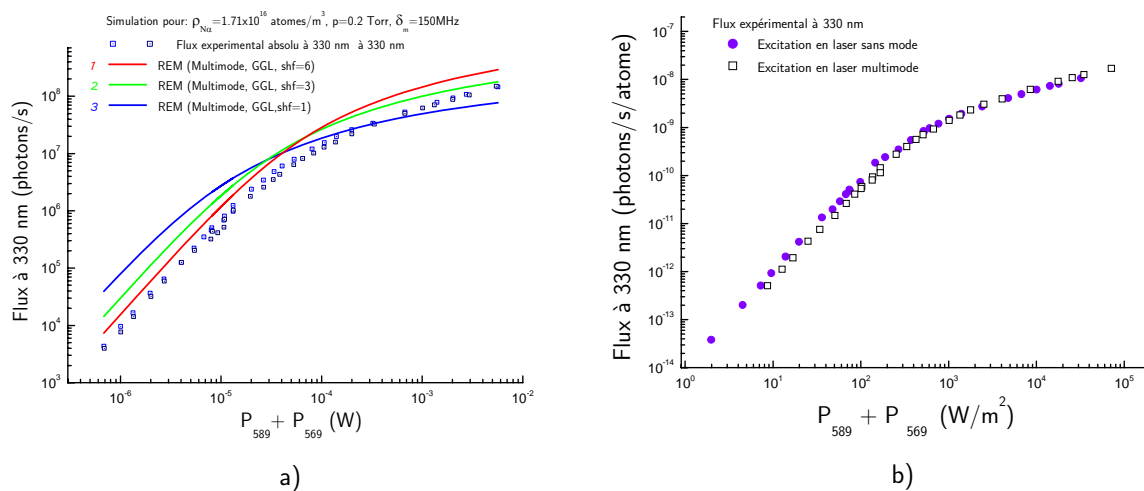


Figure 5.30 : a) Variation du flux à 330 nm avec la puissance laser multimode lors de l'excitation à deux photons résonants à 589+569 nm en laser multimode. Les carrés représentent les résultats expérimentaux et les courbes 1, 2 et 3 les simulations avec REM. b) Variation du flux à 330 nm avec la densité de puissance pour les cas d'un laser sans mode et multimode. Même type d'excitation.

Les carrés sur la figure 5.30.a illustrent les résultats expérimentaux. Les courbes 1, 2 et 3 représentent les calculs effectués avec le code REM (équations 5.42). Le seul paramètre ajustable dans ce cas est toujours la structure hyperfine (shf). On observe un accord un peu moins bon entre la courbe 2 et les courbes expérimentales. La valeur du « shf » égale à 3 avait fourni un très bon accord lors de l'excitation en laser sans mode. Sur la figure 5.30.b, on représente le flux de fluorescence par atome en fonction de la densité de puissance, afin de pouvoir comparer les expériences réalisées en laser sans mode avec celles en laser multimode. On observe que les flux délivrés dans les deux cas sont très similaires.

Ces études montrent que la modélisation théorique du spectre du laser multimode considérée est correcte et que le comportement de notre laser multimode pompé par un peigne d'impulsions est très similaire à celui du laser sans mode.

V.6.2.3. Excitation à un photon à 330 nm

Pour le cas de l'excitation à 330 nm et à 2x578 nm, nous avons uniquement comparé les résultats expérimentaux obtenus lors de l'excitation en laser sans mode et en laser multimode.

Tableau 5.11 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à un photon à 330 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
Multi330	308	15	4 décades de 1.3×10^{-8} à 2.5×10^{-5}	110 120 130 140 150	4 décades de 4.4×10^3 à 3×10^7	589 nm

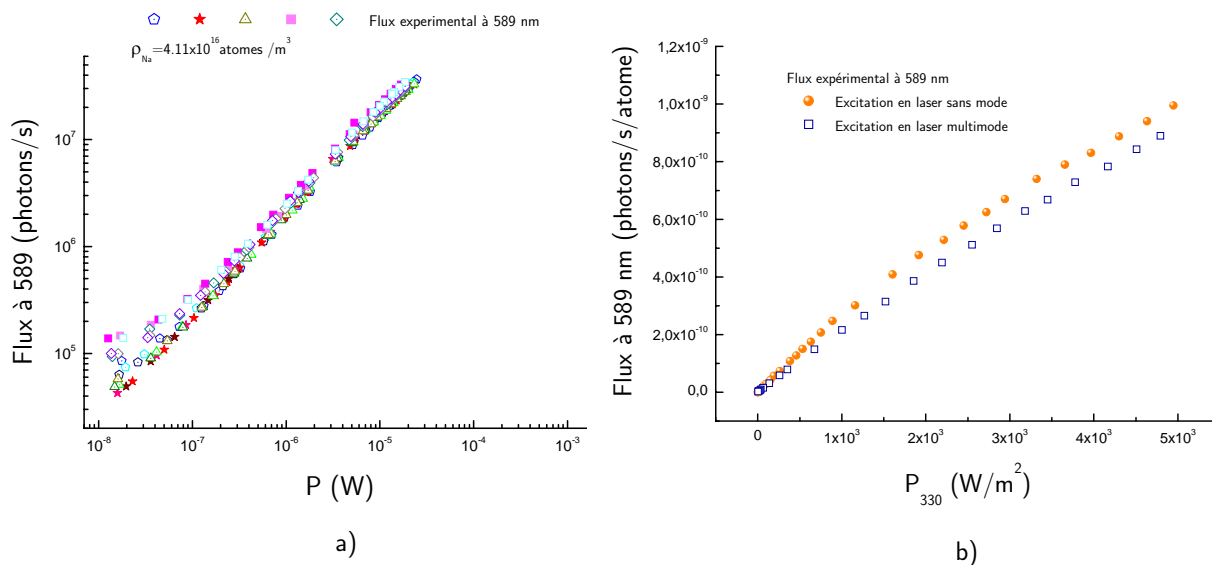


Figure 5.31 : a) Variation du flux à 589 nm avec la puissance laser multimode pour l'excitation à un photon à 330 nm. Sont représentés les points expérimentaux. La densité est renormalisée à 4.11×10^{16} atomes/m³. b) Variation du flux à 330 nm avec la densité de puissance pour les cas d'un laser sans mode et multimode.

Les points expérimentaux représentés sur la figure 5.31.a montrent à très basse puissance une dispersion importante. Ceci est normal car le rapport signal sur bruit pour ces points est faible. Sur la figure 5.31.b on compare le flux de fluorescence pour l'excitation en laser sans mode avec celui en laser multimode. On observe que l'excitation en laser sans mode est légèrement plus efficace. Il faut souligner que les barres d'erreurs sont plus importantes que l'écart de 10 % entre les deux courbes.

V.6.2.4. Excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm

Pour ce cas on a comparé aussi les deux types d'excitations sans mode et multimode.

Tableau 5.12 : Récapitulatif des principaux paramètres de l'expérience de photométrie à deux photons non-résonants à 2x578 nm.

Laser d'excitation	Nombre de points	Nombre de courbes	Intervalle de puissance (W)	Gamme de Température (°C)	Intervalle de flux mesuré (photons/s)	Longueur d'onde d'observation
Multi2x578	65	3	3 décades de 8.9×10^{-4} à 2.9×10^{-2}	110 130 150	4 décades de 5×10^2 à 5.7×10^5	330 nm

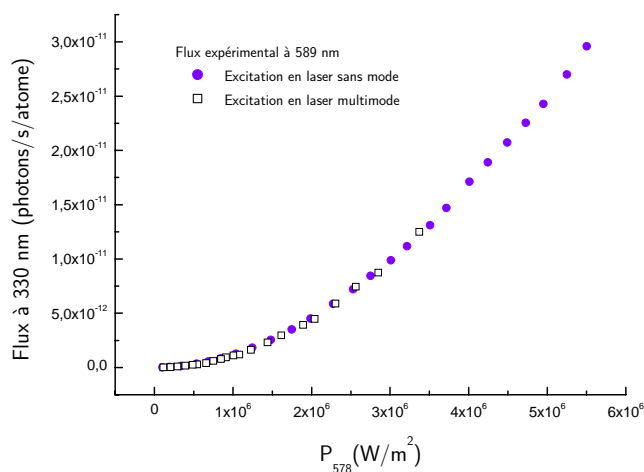


Figure 5.32 : Variation du flux à 330 nm avec la puissance laser lors de l'excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm en laser multimode et sans mode.

Les densités atomiques sont normalisées à 6.83×10^{16} atomes/m³. Les deux courbes en laser sans mode et multimode sont en parfait accord. Ceci prouve encore une fois que notre laser multimode est équivalent à notre laser sans mode.

V.7. Observations et discussions

V.7.1. Comparaison théorique des trois méthodes permettant de produire une étoile polychromatique

Comme on l'a déjà vu dans ce chapitre, il existe trois méthodes pour produire une étoile polychromatique :

- Excitation à deux photons résonants à 589 nm et 569 nm ;
- Excitation à un photon à 330 nm ;
- Excitation à deux photons non-résonants à 2x578 nm.

Les expériences que nous avons réalisées en laboratoire nous ont permis une validation suffisante du code REM pour chacune de ces méthodes. Maintenant, il est possible d'effectuer des simulations pour le cas de la mésosphère.

Tout d'abord, on va comparer à l'aide du code REM les trois méthodes d'excitation pour le cas le plus proche de la réalité : l'excitation avec un laser sans mode qui fonctionne à 17 kHz avec une largeur d'impulsion de 50 ns et qui a un profil temporel et spatial gaussien, et un profil de la raie homogène Lorentzien. La surface du faisceau est prise égale à 0.5 m². Elle correspond à la surface du spot laser obtenue dans la mésosphère par Keck et Gemini. Cette surface est prise dans le calcul Beacon et REM de l'article [GuilletdeChatellus2007], et représente trois fois le diamètre du spot à la limite de diffraction.

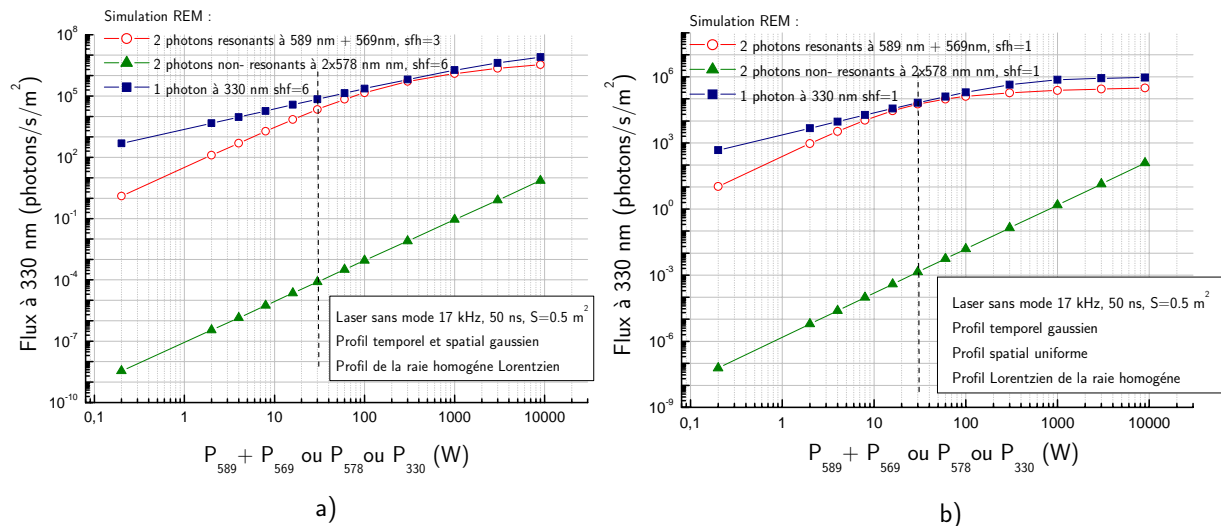


Figure 5.33 : Variation du flux à 330 nm avec la puissance laser lors de l'excitation à deux photons résonants, un photon à 330 nm, et à deux photons non résonants en laser sans mode.

Les résultats des calculs, qui prennent en compte la structure hyperfine « shf » déterminée à l'aide des expériences de photométrie, sont présentés sur la figure 5.33.a. A basse puissance, on voit que la courbe de fluorescence à un photon possède une pente de 1, car le flux est proportionnel à la puissance du laser. Pour le cas de l'excitation à deux photons résonants et non résonants, la pente

des courbes est égale à 2, car le flux est proportionnel au carré de la puissance. Pour la puissance du projet ELP-OA, il y a 8 ordres de grandeur entre le flux donné par l'excitation à deux photons non résonants et les deux autres méthodes. Ceci montre l'inefficacité de cette méthode. Et il faut en plus souligner que cette méthode ne fournit pas l'étoile monochromatique.

Cette figure montre aussi que à puissance laser égale les valeurs du flux provenant de l'excitation à un photon à 330 nm sont toujours supérieures à celles de l'excitation à deux photons résonants. On observe que pour le cas du projet ELP-OA, dont la puissance totale est de 30 W, le flux à 330 nm est deux fois plus important dans le cas de l'excitation à 330 nm. Ceci prouve que l'excitation à un photon peut être plus efficace. Cependant, il faut tenir compte du fait que produire 15 W dans l'UV est à la limite de la technologie actuelle, et que la LGS n'est pas contenue dans la cascade radiative et qu'il sera nécessaire de la produire à l'aide d'un autre laser indépendant à 589 nm.

Sur la figure 5.33.b, on présente des simulations numériques REM réalisées avec les mêmes paramètres que pour la figure 5.33.a, à l'exception du fait que l'on ne tient pas compte de la structure hyperfine ($shf=1$) et que le profil spatial est uniforme. La courbe rouge est celle publiée dans l'article [GuilletteChatellus 2007], et la courbe bleue est celle calculée dans [Pique2006] mais avec une section efficace calculée dans le paragraphe II.2 de 1.14×10^{-14} [Biraben2007] au lieu de $4 \times 10^{-14} \text{ m}^2$. Cette dernière valeur avait été prise initialement dans l'article [Foy1995].

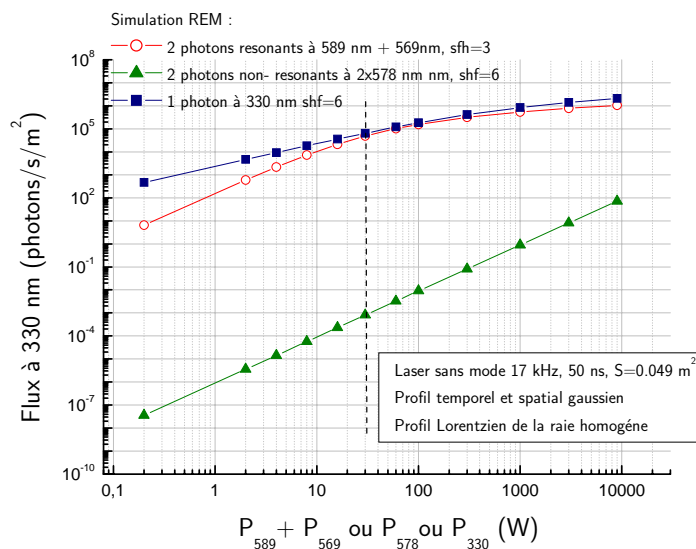


Figure 5.34 : Variation du flux à 330 nm avec la puissance laser lors de l'excitation à deux photons résonants, un photon à 330 nm, et à deux photons non résonants en laser sans mode.

Enfin, on s'intéresse à l'évolution de flux retourné, lorsque la taille du spot laser est à la limite de diffraction. Cette valeur vaut 0.049 m^2 (pour un projecteur de 50 cm) et a été calculée dans l'article [Schöck2002]. A basse puissance, pour la courbe bleue, il n'y a pas de variation, car le flux est indépendant de la surface (eq.5.28). On observe aussi que la courbe rouge s'approche de celle à un photon car pour les mêmes puissances moyennes que dans la figure 5.34.a, la densité de

puissance est 10 fois plus élevée. Ceci représente une meilleure situation pour l'excitation à deux photons résonants, à cause de la non-linéarité du processus à deux photons. Pour la courbe verte, on remarque une légère diminution de l'écart par rapport au précédent cas.

V.7.2. Comparaison théorique entre l'excitation en laser sans mode et multimode

Une autre étude intéressante consiste à comparer le flux à 330 nm dans le cas de l'excitation à deux photons résonants utilisant soit deux lasers sans mode, soit deux lasers multimodes. Nos expériences montrent qu'un laser sans mode était équivalent à un laser multimode avec une demi-largeur de modes à mi-hauteur de 150 MHz et d'intervalle spectral libre égal à 283 MHz.

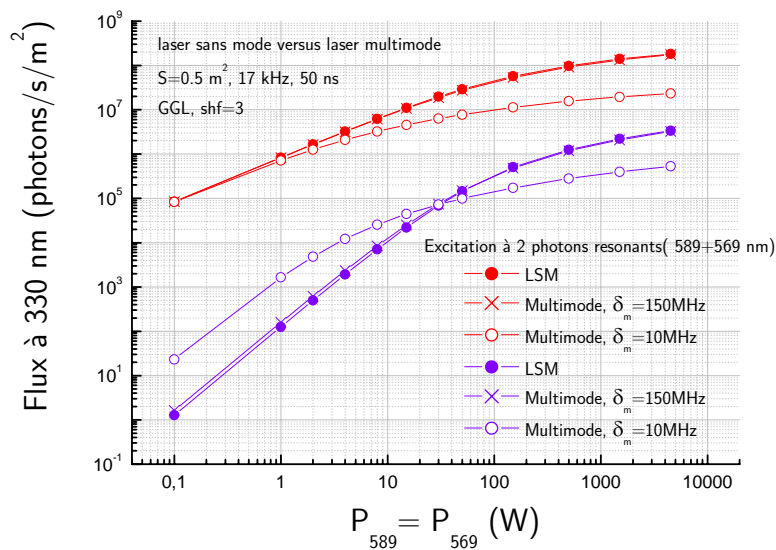


Figure 5.35 : Variation du flux retourné à 589 nm et 330 nm en fonction la puissance laser pour l'excitation à deux photons résonants pour le cas d'un laser sans mode et multimode.

Les simulations numériques avec REM mettent bien en valeur l'équivalence entre le laser sans mode et notre laser multimode en impulsions. A basse puissance, pour le flux à 589 nm, toutes les courbes convergent vers la même droite. A forte puissance, on observe une saturation plus nette pour le cas d'un laser multimode classique (largeur de mode de 10 MHz). Pour le flux à 330 nm, à basse puissance (inférieure à 10W), le laser multimode classique se montre plus efficace. L'efficacité de l'excitation est remportée par le laser sans mode à forte puissance.

V.7.3. Evaluation du flux requis pour un bon fonctionnement du système d'optique adaptative avec une PLGS

Les flux évalués le sont hors atmosphère et hors instruments afin d'être indépendants du site et de l'instrumentation. Dans la suite, on notera T la transmission de la mésosphère et de l'instrument de réception.

Calcul du flux basé sur les résultats expérimentaux du télescope Keck II

Avant l'apparition de notre article publié en 2006 [Pique2006], l'évaluation du flux à 330 nm se basait sur l'extrapolation de l'expérience PASS-1 : le flux à ce jour était compris entre 5×10^4 et 2×10^5 photons/s/m². Cependant, il persiste de nombreuses incertitudes sur ce chiffre 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 contenir des erreurs. Il faut retenir aussi que l'expérience ATTILA a été effectuée avec des flux d'environ $3,8 \times 10^6$ photons/s/m². Ainsi, la valeur du flux requis par une étoile polychromatique (PLGS), considérée inconnue avant la réalisation de notre étude [Pique2006], est calculée grâce aux données relatives à la mesure du tilt du télescope Keck II équipé d'un système LGS en fonctionnement routinier. Notre calcul est simple. 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 1.22, le système fonctionne convenablement jusqu'à une magnitude de la TTNGS (pour Tip-Tilt Natural Guide Star) de $m_V^{TTNGS} \approx 16$.

On utilise l'équation suivante :

$$m_V = -2.5 \log_{10} \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad \text{eq. 5.46}$$

où $\Phi_0 = 1.043 \times 10^{10}$ 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 : $\Phi_{TTNGS} = 4.2 \times 10^3$ photons/s/m². Cette valeur de flux est valable seulement dans le cas où le système d'optique adaptative fonctionne avec une étoile naturelle, c'est-à-dire lorsque l'on mesure directement le tip-tilt. Par ailleurs, dans le cas d'une étoile artificielle polychromatique, ce flux doit être bien plus élevé. En effet, la relation qui relie le tip-tilt θ au tip-tilt différentiel $\Delta\theta$ est la suivante :

$$\theta = \frac{n_3 - 1}{n_2 - n_1} \Delta\theta \quad \text{eq. 5.47}$$

où n_3 est l'indice de réfraction atmosphérique à la longueur d'onde d'observation, et n_1 et n_2 sont les indices aux deux longueurs d'onde servant à la mesure du tilt différentiel.

Si on se situe dans le cas le plus favorable où on utilise le couple d'étoiles [330 nm, 2338 nm], on a alors :

$$\theta \approx 18 \Delta\theta \quad \text{eq. 5.48}$$

La précision sur la mesure du tilt différentiel Dq doit alors être 18 fois plus importante que pour la mesure du tip-tilt q . Par ailleurs, il faut mesurer les centroïdes de deux étoiles (soit un facteur $(\sqrt{2})^2$ sur le flux de chaque étoile). Par conséquent, le flux de la PLGS à 330 nm doit être $(\sqrt{2} \times 18)^2$ fois plus important que le flux d'une TTNGS:

$\Phi_{TTLGS} = 648 \times \Phi_{TTNGS} \approx 2.8 \times 10^6$ photons/s/m² où TTLGS représente le Tip-Tilt LGS (ce flux correspond à T=1).

Ce flux correspond quasiment au flux requis pour une LGS utilisée au télescope Keck II (1,7x10⁶ photons/s/m² – magnitude 9,5 [Wizinowich2006]).

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

Flux calculé avec les outils du TMT(US)

Dans son rapport d'expertise pour l'ASHRA J.P. Véran [Veran2006, voir annexe 2] calcule à l'aide des outils développés pour le TMT (télescope de 30 m US) le flux nécessaire à 330 nm pour la correction du tip-tilt atmosphérique à partir de la mesure du tip-tilt différentiel, dans le cadre de l'article de Schöck et al. [Schock2002] pour le projet ELP-OA à l'OHP. J.P.Véran [Véran2006] fait deux calculs : l'un sans optique adaptative ni à l'émission ni à la réception, et l'autre avec optique adaptative. Il trouve dans le premier cas un flux requis à 330 nm de 8.1x10⁷ photons/s/m² (pour T=1) et dans le deuxième cas 3.2x10⁶ photons/s/m² (pour T=1). Ce dernier flux est compatible avec celui estimé plus haut par une autre méthode.

Flux calculé par Beacon et REM

Toutes les simulations faites dans le cadre de ce travail et notre article [GuilletdeChatellus2007] montrent que les lasers définis par ELP-OA permettront un flux à 330 nm inférieur à 10⁵ photons/s/m². Ces calculs sont confirmés par nos expériences en laboratoire. Espérer expérimentalement sur le ciel un flux de 5x10⁴ photons/s/m² (T=1) semble raisonnable.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi un modèle général de calcul de flux de fluorescence émise par l'atome de sodium. Ce modèle est basé sur les équations cinétiques et permet d'analyser une gamme plus large de situations, comme l'excitation à un photon à 330 nm et celle à deux photons à 2x578 nm, par rapport au code Beacon qui ne fonctionne, à ce jour, que pour le cas de l'excitation à deux photons résonants (589 +569 nm). Tout d'abord, nous avons réalisé une validation théorique du modèle REM par le code Beacon, pour l'excitation de la situation de fonctionnement commune : l'excitation à deux photons résonants (589 +569 nm), et ceci, dans les conditions de l'article [GuilletdeChatellus2007]. Puis, nous avons étudié l'influence des différents paramètres lasers et atomiques sur l'évolution du flux de fluorescence retourné. Ensuite, pour chaque méthode d'excitation, nous avons effectué une validation du modèle par des expériences de photométrie précises réalisées en laboratoire avec des lasers sans mode et un laser multimode. Une comparaison au niveau du flux expérimental a été réalisée pour chaque cas : elle montre l'équivalence entre notre laser multimode en impulsion (isl = 283 MHz et largeur de mode 150

MHz) et le laser sans mode. Le code REM a été largement validé par les expériences en laboratoire. Puis, nous avons réalisé des simulations numériques avec REM pour les conditions réelles de création des étoiles laser dans la mésosphère. Ceci nous a permis de rejeter la méthode de l'excitation à 2x578 nm en raison de son flux très faible (d'environ 8 ordres de grandeur inférieur à celui donné par les deux autres méthodes). Nous avons également effectué une comparaison de l'excitation à un photon à 330 nm avec celle à deux photons résonants à 589 nm +569 nm. L'excitation à un photon se montre un peu plus efficace que celle à deux photons résonants. Ceci reste cependant difficile à réaliser compte tenu de la puissance UV nécessaire à 330 nm. Enfin, nous avons évalué le maximum de flux retourné à 330 nm pour les conditions actuelles du projet ELP-OA, qui ne pourra pas excéder la valeur de 5×10^4 photons/s/m².

Références

[1] <http://www.keckobservatory.org/article.php?id=46>

[2] <http://www.sciencedaily.com/releases/2006/02/060227185718.htm>

[Avicola1994] K. Avicola, J. M. Brase, et al. (1994). "Sodium-layer laser-guide-star experimental results." *Journal of the Optical Society of America* 11(2): 825-832.

[Astruc1987] J. P. Astruc, C. Desfrancois, R. Barbe and J. P. Schermann, *J. Chem. 88* (1) 106-110, 1988

[Balle1993] S. Balle, I. C. M. Littler, K. Bergmann, F. Kowalski, "Frequency shifted feedback dye laser operating at a small shift frequency," *Opt. Comm.* 102, 166-174 (1993).

[Belanger2002] V. Bellanger, University of Paris VI, PhD thesis (2002, unpublished).

[Belanger2004] V. Bellanger, A. Courcelle, A. Petit, « A program to compute the two-step excitation of mesospheric sodium atoms for the Polychromatic Laser Guide Star Project," *Comp. Phys. Comm.* 162, 143-150 (2004).

[Biraben2007] F. Biraben, communication privé.

[Desfrancois1986] C. Desfrancois, J. P. Astruc, R. Barbe and J. P. Schermann, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 19 L793-L797, 1986

[d'Orgeville2005]: C.d'Orgeville, , G. Arriagada, et al. "Gemini North Laser Guide Star First Light." 2005.

[Drummond2004] J. Drummond, J. Telle, C. Denman, P. Hillman and A. Tuffli, "Photometry of a sodium laser guide star at the Starfire Optical Range," *Pub. Astron. Soc. Pac.* 116, 278-289 (2004).

[Foy1995] R. Foy, A. Migus, F. Biraben, G. Grynberg, P. R. McCullough, and M. Tallon, "The polychromatic artificial sodium star: a new concept for correcting the atmospheric tilt," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 111, 569-578 (1995).

[Fesquet2007] V. Fesquet, Université Joseph Fourier, PhD thesis 2007.

[Gallagher1978] T. F. Gallagher, W. E. Cooke, and S. A. Edelstein, *Phys. Rev. A* 17, 125 - 131 (1978)

[GuilletteChatellus2007] H. Guillet de Chatellus, JP. Pique and I. C. Moldovan, *J. Opt. Soc. Am. A/Vol. 25, No. 2*, pp 400-415 (2008).

[Humphrey1978] L. M. Humphrey, T. F. Gallagher, W. E. Cooke, and S. A. Edelstein, *Phys. Rev. A* 18, 1383 - 1387 (1978)

[Jamieson1984] G. Jamieson, W. Reiland, C. P. Schulz, H. U. Tittes and I. V. Hertel, *J. Chem. Phys.* 81 (1984) 5805-10

[Kowalsky1988] F. V. Kowalski, P. D. Halle and S. J. Shattil, "Broadband continuous-wave laser," *Opt. Lett.* 13, 622-624 (1988)

[Calpini2001] B. Calpini, B. Lazzarotto, H. Fiord, V. Mitev, P. Quaglia, V. Simeonev, A. Thompson, H. von der Berg *Appl. Opt.* 20(18), pp 2985, 200

[Max1994] C.E. Max, K. Avicola, L.M. Brasse, H.W. Friedman, H.D. Bissinger, J. Duff, D.T. Gavel, J.A. Horton, R. Kiefer, J.R. Morris, S.S. Olivier, R.W. Presta, D.A. Rapp, J.T. Salmon et K.E. Waltjen, *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(2), p813, (1994)

[Morris1994] J. R. Morris, "Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses," *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, 832-844 (1994).

[NIST] National Institute of Standards and Technology
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>

[Pique2004] J. P. Pique and S. Farinotti, "Efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star," *J. Opt. Soc. Am. B*, 20, 2093-2102 (2003).

[Pique2006] J. P. Pique, I. Moldovan, V. Fesquet, "Concept for polychromatic laser guide stars: one-photon excitation of $4P_{3/2}$ level of a sodium atom", *J. Opt. Soc. Am. A*, 23, 2817-2827 (2006).

[Rosencher2000] G. Froc, E. Rosencher, B. Attal-Trétout, V. Michau, "Photon return analysis of a polychromatic laser guide star," *Opt. Comm.* 178, 405-409 (2000).

[Schöck2002] M. Schöck, R. Foy, M. Tallon, L. Noethe and J.-P. Pique, "Performance analysis of polychromatic laser guide stars used for wavefront tilt sensing," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 337, 910-920 (2002).

[Takami2007]: H. Takami, Y. Hayano, S. Oya, M. Hattori, M. Watanabe, O. Guyon, M. Eldred, S. Colley, Y. Saito, M. Itoh, M. Dinkins, "The First Light of the Subaru Laser Guide Star Adaptive Optics System", *Proceedings of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*, held in Wailea, Maui, Hawaii, September 12-15, 2007,

[Tiesinga1996]: Eite Tiesinga, Carl J. Williams, Paul S. Julienne, Kevin M. Jones, Paul D. Lett, and William D. Phillips, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, Volume 101, Number 4, July–August 1996

[Véran2006] J.P. Véran communication privé

[Wizinowich2006] P. L. Wizinovitch, D. Le Mignant, A. H. Bouchez, R. D. Campbell, J. C. Y. Chin, A. R. Contos, M. A. Van Dam, S. K. Hartman, E. M. Johansson, R. E. Lafon, H. Lewis, P. J. Stomski and D. M. Summers, "The W. M. Keck observatory laser guide star adaptive optics system: overview," *Pub. Astron. Soc. Pac.* 118, 297-309 (2006).

Conclusion

L'objectif premier de ce travail de thèse, qui se situe dans le cadre de l'étoile laser, a été atteint : les résultats expérimentaux de photométrie obtenus sont précis, fiables et reproductibles. Un soin très particulier a été accordé aux méthodes de calibration, qui nous ont permis d'effectuer des mesures précises de flux de fluorescence en fonction de la puissance. Les lasers sans mode ont aussi été fiabilisés.

Deux codes de calculs ont interprété ces expériences : Beacon, et REM, le code que nous avons développé. Les simulations fournies par REM et Beacon, et l'ensemble des nombreux résultats expérimentaux, sont en très bon accord. Chacun des deux codes présente ses avantages par rapport à l'autre : REM permet l'analyse de plusieurs situations d'excitation, comme l'excitation à un photon à 330 nm et à deux photons non-résonants, de plus, il permet assez facilement d'inclure des phénomènes collisionnels, enfin, le temps calcul est de l'ordre de quelques minutes par point (par rapport à celui de Beacon qui est de 24 heures par point). Beacon, par contre, permet la prise en compte des effets des cohérences à l'excitation et de la polarisation du laser.

Dans ce travail, nous avons étudié quatre types d'excitation de l'atome de sodium, une dans le cadre LGS et trois dans le cadre PLGS. Celles-ci sont toutes très bien interprétées par REM qui ne prend en compte aucun paramètre ajustable à l'exception de la pression dans la cellule de sodium, qui est choisie dans tous les cas égale à 0.2 Torr, et de la structure hyperfine prise en compte par un paramètre qui a été ajusté à 3 grâce aux résultats expérimentaux pour l'excitation à deux photons 589+569 nm (pour les autres cas, celle-ci est prise, sans ajustement, égale à 6). L'intégration de la structure hyperfine dans REM est nécessaire, comme le mettent en évidence les quatre expériences de photométrie en laser sans mode. Une bonne estimation de la section efficace à deux photons pour le cas de l'excitation à deux photons non-résonants a été aussi possible à l'aide des résultats expérimentaux.

Cette thèse a été une occasion de réaliser des simulations numériques avec REM pour la production d'étoiles lasers dans la mésosphère. Tout d'abord, ces calculs ont montré que le flux à 330 nm fourni par l'excitation à 2x578 nm est, en moyenne, 8 ordres de grandeur inférieur à celui donné par les deux autres méthodes d'excitation. Puis, nous avons montré que, à puissance égale, le flux à 330 nm provenant de l'excitation directe à un photon à 330 nm est toujours supérieur à celui fourni par l'excitation à deux photons résonants. On a trouvé qu'il faudrait environ 10 W UV pour égaler le flux fourni par les lasers actuels du projet ELPOA. Cette puissance en UV à 330 nm au jour d'aujourd'hui est un peu plus difficile à obtenir, mais il faut considérer aussi le fait qu'il ne faudrait qu'un seul laser pour corriger le tip-tilt.

Ce travail montre aussi que le cas du laser sans mode donne toujours le meilleur rendement de fluorescence.

Enfin, la précision de la mesure du tip-tilt différentiel est fortement liée aux deux paramètres suivants : l'intensité du flux Φ_{330} retourné à 330 nm, et à la taille de l'image Σ obtenue sur le détecteur tip-tilt. Elle varie comme : Σ / Φ_{330} . La meilleure situation correspond à un flux retourné le plus grand possible et une surface de spot de fluorescence la plus petite possible. Le flux est limité par la puissance laser et la densité de sodium dans la mésosphère ; la surface est limitée par la diffraction. Pour l'excitation à un photon en laser sans mode à 330 nm, comme on se situe dans le régime linéaire, le flux est indépendant de la surface comme le montre la formule asymptotique, et donc, la surface du faisceau peut être réduite sans avoir de pertes au niveau du flux. Au contraire, l'excitation à deux photons est un processus non-linéaire et donc, le flux retourné dépend de la surface du faisceau. A saturation, le spot de fluorescence et celui du laser ne sont pas identiques ; en fait, la saturation tend à augmenter la dimension du spot de fluorescence par rapport à celle du laser, et la non-linéarité tend à la diminuer dans le cas d'une PLGS. L'optimisation de ce rapport devra aussi tenir compte de la distorsion introduite par l'atmosphère.

Compte tenu du bon accord obtenu dans ce travail entre REM, Beacon, et l'expérience, et en ignorant les difficultés techniques supplémentaires de l'expérience sur le ciel, on peut estimer que le flux à 330 nm, au départ de la mésosphère, dans le cas du projet ELPOA actuellement engagé, sera d'environ 5×10^4 photons/s/m². En prenant les valeurs de l'article [Schöck2000]⁷ pour la transmission de l'atmosphérique à l'OHP et des instruments de 8%, et, un temps de pose moyen de 50 ms par trame, on trouve que 200 photons arriveront sur la camera. Par ailleurs, les astronomes estiment qu'il faudra pointer cette étoile UV au 600^{ème} de sa largeur [FOY2005]⁸. Ceci nous paraît difficilement réalisable.

La figure suivante résume les conclusions de ce travail de thèse pour l'étoile polychromatique. Toutes les courbes sont à $T=1$. Les courbes 1 et 2 correspondent au calcul de Jean-Pierre Véran du flux requis sans et avec optique adaptative à hauts ordres et pour un rapport de Strehl de 40% à 0.55 μm (valeur de Strehl à partir de laquelle les observations astronomiques commencent à être intéressantes d'après les spécialistes). Les courbes 3, 4 et 5 correspondent aux calculs de flux dans les meilleures conditions possibles, c'est-à-dire avec des lasers sans mode et une optique adaptative parfaite à l'émission (spot de 0.049 m² pour un projecteur de 50 cm).

⁷[Schöck2000]: M.Schöck, R. Foy, M. Tallon, L. Noethe "PASS-2: Quantitative photometric measurements of the polychromatic laser guide star." SPIE 4007: 296-308.

⁸[Foy2005]: extrait de la demande de financement ANR 2005 : « ... son objectif (ELPOA) est de mesurer des mouvements différentiels des images plus petits que la tache d'Airy du télescope par un facteur ~ 20 , i.e. $< 1/600$ de la largeur à mi-hauteur du profil des images, que ce soit au télescope de 1.52m de l'OHP ou au 3.60m du CFHT, ce qui est d'une difficulté peu commune ! ... ».

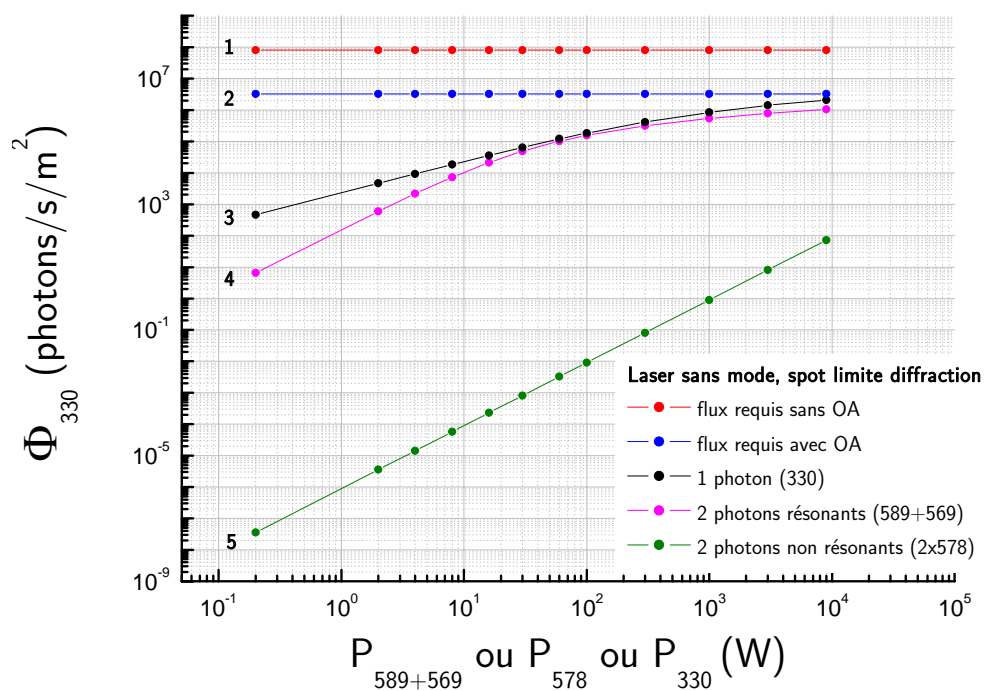


Figure 1 : Récapitulatif des principaux résultats de ce travail de thèse.

On voit clairement qu'aucune solution ne permet d'atteindre le flux requis pour des puissances laser raisonnables. La réalité devrait être encore plus pessimiste car aucun problème technique n'est pris en compte dans ces calculs.

