

11A-330-114-2

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1

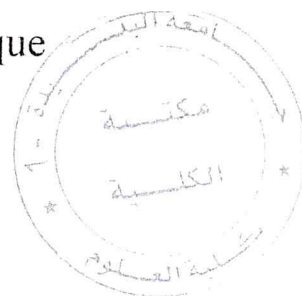


Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : physique des rayonnements

Thème :



**Etude de l'influence des paramètres laser sur les
caractéristiques des « sodium LGSs »**

Présenté par :

Silmi djazia
Slimani Sarah

Soutenu le 04 / 07 / 2018 devant le jury composé de :

Mrs A. Mouzali	MCB	USDB	Président
Mem F.Z. Ouanoufi	MAA	USDB	Encadreur
Mrs M. Bencherchali	MAA	USDB	Examineur

Blida 1 - 2017/2018-

MA-530-104-1

Remerciement

Avant tout chose, nous remercions Dieu, le tout puissant, pour nous

Avoir donné la force et la patience afin d'arriver à finalité de ce

Modeste travail.

Nous exprimons d'abord nos profonds remerciements et notre vive

Reconnaissance à notre promotrice Mme F.Z OUNOUFI

pour avoir encadré et dirigé ce travail

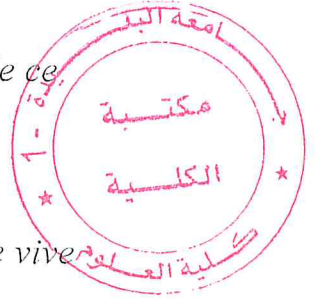
*Nous remercions très vivement Mrs A. MOUZALI ,pour l'honneur qu'il nous fait
en acceptant présider jury .*

*Nos vifs remerciements vont aussi à Mrs BENCHERHALI, pour l'honneur
d'avoir accepté d'examiner ce travail.*

Enfin nous remercions toute personne ayant contribué de près ou

De loin à la réalisation de ce travail.

Un grand merci à tous.



Dédicaces

Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut... Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'amour, le respect, la reconnaissance ... Aussi, c'est tout simplement que je dédie ce travail en témoignage de Mes respects.

A mes parents :

Grâce à leurs amours, leurs tendres encouragements et leurs grands sacrifices, ils ont pu créer le climat Affectueux et propice à la poursuite de mes études, aucune dédicace ne pourrait exprimer mon respect, ma considération et mes profonds sentiments envers eux.

Que ce modeste travail soit l'exaucement de vos vœux tant formulés, le fruit de vos innombrables sacrifices, bien que je ne vous en acquitterai jamais assez.

Je prie le bon Dieu de les bénir, de veiller sur eux, en espérant qu'ils seront toujours fiers de moi.

A mon très cher frère Abdou que j'aime profondément.

A mes très chers sœurs

A tous mes professeurs

Leur générosité et leur soutien m'oblige de leur témoigner mon profond respect et ma loyale considération.

A mon cher binôme SARAH, pour son travail très précieux dans la rédaction de ce travail, mais surtout pour la patience dont elle a fait preuve à mon égard ainsi que tous les moments de bonheur qu'elle m'a apportés et qu'elle m'apportés encore.

A tous mes précieuses amies Asma, Khawela, Ryma, Nabila

En souvenir de notre sincère et profonde amitié et des moments agréables que nous avons passés ensemble. Veuillez trouver dans ce travail le témoignage d'une fidélité et d'une amitié infinie.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

Ma très chère mère qui a sacrifié ses belles années rien que pour me voir réussir, et qui est toujours pour moi une source de tendresse et de courage.

Mon père qui est ma source d'espoir, grâce à son savoir, son courage sa responsabilité, et sa droiture, me est toujours pour moi l'exemple à suivre.

A mes chers frères

A mes chères sœurs

Enfin je remercie mon amie et mon binôme DJAZIA qui a contribué à la réalisation de ce modeste travail, et toute sa famille, je vous garde au fond de mon cœur.

A toutes mes amies avec qui j'ai passé mes meilleurs moments qui resteront pour toujours un bon souvenir.

SARAH

Table des matières

Introduction général.....	2
---------------------------	---

Chapitre I : Grands télescopes et turbulence atmosphérique

I.1 Introduction	5
I.2.Télescopes et Principe de fonctionnement	5
I.3.Turbulence et résolution angulaire	7
I.4.Optique adaptative	7
I.5.Limite des systèmes OA : couverture de ciel.....	8
I.6.Vers la création d'étoiles artificielle.....	9

Chapitre II : Etoile laser « sodium LGS »

II.1. Introduction.....	12
II.2.Structure de l'atome du Sodium.....	12
II.3. Largeur naturelle et largeur Doppler du sodium mésosphérique	13
II.4. Effet de polarisation	15
II.5. Pompage optique	16
II.6. Interaction de l'atome du sodium avec son environnement	18
II.7. Re-pompage	19
II.8. Saturation	19
II.9. Recul atomique.....	21

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

III.1. Introduction.....	23
III.2. Saturation.....	23
III.3. Formalisme de l'équation de taux	24
III.3.2 .interprétation et comparaison des résultats	24
III. 4.1. Formalisme de la matrice densité	37
III.4.2. Interaction d'un système à deux niveaux et d'un champ Electromagnétique classique.....	37
III.4.3. Evolution temporelle du système	38
III.4.4. Equations de Bloch Optique	39
III.5. Application à l'atome de sodium.....	42
IV. conclusion.....	46
Référence.....	49

Introduction générale

Introduction général :

La résolution angulaire des observations astronomiques est limitée par la dégradation des images par la turbulence atmosphérique. Sans aucune correction, les grands télescopes ont un pouvoir de résolution équivalent à celui d'un télescope d'une vingtaine de centimètres. L'optique adaptative (OA) permet de s'affranchir en grande partie de ce problème. Pour les grands télescopes astronomiques actuels et futurs, les systèmes OA sont de plus en plus importants pour corriger en temps réel la dégradation de l'image induite par la turbulence atmosphérique. Un problème qui intervient dans l'utilisation des systèmes AO, est la nécessité d'une source de lumière de référence intense au voisinage de l'objet à étudier, telle qu'une étoile naturelle brillante. Cependant, Les étoiles naturelles satisfaisant cette condition ne sont pas nombreuses et la couverture du ciel dans le domaine du visible n'est que de quelques pour cent. Une solution qui se propose d'augmenter la couverture du ciel a été l'utilisation des étoiles artificielles laser (LGS). Ces étoiles sont générées en focalisant un faisceau laser accordé à la raie D_2 de l'atome de sodium présent dans la couche mésosphérique. On note que les transitions D_2 du sodium, utilisées pour produire ces étoiles laser, ont lieu entre les niveaux $3S_{1/2}$ et $3P_{3/2}$ à une longueur d'onde moyenne de 589nm.

Les mécanismes de génération des "sodium- LGSs" peuvent provoquer des limitations qui vont être cruciales sur le flux observé. Il est évident que le Flux Retourné (FR) dépend de façon considérable, des propriétés spectrales, temporelles et de la polarisation du faisceau laser. Il est nécessaire aussi de tenir compte de l'effet tel que la saturation, le pompage optique et le recul atomique. Dans ce travail nous avons porté une attention particulière sur la saturation, nous avons étudié l'influence des paramètres laser sur l'effet de saturation qui a un impacte important sur le flux retourné. En effet, Les effets de saturation peuvent réduire de manière significative le flux retourné observé. La saturation se produit lorsque la densité d'énergie du laser est suffisamment grande pour modifier de manière significative les densités de population des états atomiques dans la couche mésosphérique. Ce changement de population conduit à une absorption non linéaire de l'énergie laser. Dans ce cas, l'émission stimulée, qui se trouve en compétition avec la fluorescence, devient très importante. Pour quantifier cet effet nous avons utilisé deux modèles cinétiques de l'excitation du sodium, il s'agit des équations de taux "rate equation" et les équations de Bloch optiques. Pour un laser pulsé, la solution de ces équations nous a permis de quantifier les effet de saturation en termes de longueur d'impulsion, d'énergie d'impulsion et de largeur du faisceau.

Ce document de mémoire de projet de fin d'étude s'organise en trois chapitres. Dans le chapitre 1, nous réalisons une description générale de la turbulence atmosphérique et ses effets sur la résolution angulaire de télescope. Ensuite nous introduirons le principe des systèmes d'Optique Adaptative et ses limitations.

Le second chapitre s'attache à décrire l'interaction du faisceau laser avec les atomes de sodium mésosphère, qui constitue le principe même, de l'étoile artificielle « sodium LGS ». Les principaux facteurs agissant sur cette interaction sont décrits. Parmi ces facteurs, nous avons l'effet de la polarisation, l'effet du pompage optique, l'effet de saturation, l'effet recul atomique, etc. Nous avons accordé, dans ce travail, un intérêt particulier à l'effet de saturation. Dans le chapitre trois, nous avons utilisé deux modèles, pour quantifier la saturation par un laser pulsé, le premier modèle est cinétique, il s'agit de l'équation de taux . La solution de cette équation nous a permis d'estimer l'effet de saturation pour différents paramètres de laser. Le second modèle est le formalisme de la matrice de densité (les équations de Bloch Optique).

Chapitre I :
Grands télescopes et turbulence
atmosphérique

Chapitre I : Grands télescopes et turbulence atmosphérique

I.1. Introduction :

Dans cette partie, nous présenterons la turbulence atmosphérique, ses caractéristiques et ses effets sur la résolution angulaire de télescope. Puis nous introduirons le principe des systèmes d'Optique Adaptative

I.2. Télescopes et Principe de fonctionnement :

Un télescope est un système optique à miroirs, que utilise un procédé assez simple afin de renvoyer une image apparente d'un objet lointain situé dans l'univers. son principe de fonctionnement est illustré sur la figure I.1.

Le diamètre d'un télescope est le diamètre de surface collectrice principale: son miroir primaire (principal) concave. Pour la plupart des montage optiques de télescope, un rayon frappant le miroir primaire est réfléchi vers le miroir secondaire, qui le renvoie vers le foyer. Ce dernier est le point où le télescope concentre les rayons lumineux parallèles à son axe (les étoiles sont pratiquement à l'infini, à l'échelle des télescopes, les rayons lumineux qu'elles émettent sont donc parallèles). La droite, orthogonale au miroir primaire et reliant les centres des miroirs primaires et secondaires est l'axe optique du télescope. La surface telle que pour tout point qui la compose il passe un rayon lumineux parallèle à l'axe optique qui passe ensuite par le foyer, cette surface est appelée la pupille.

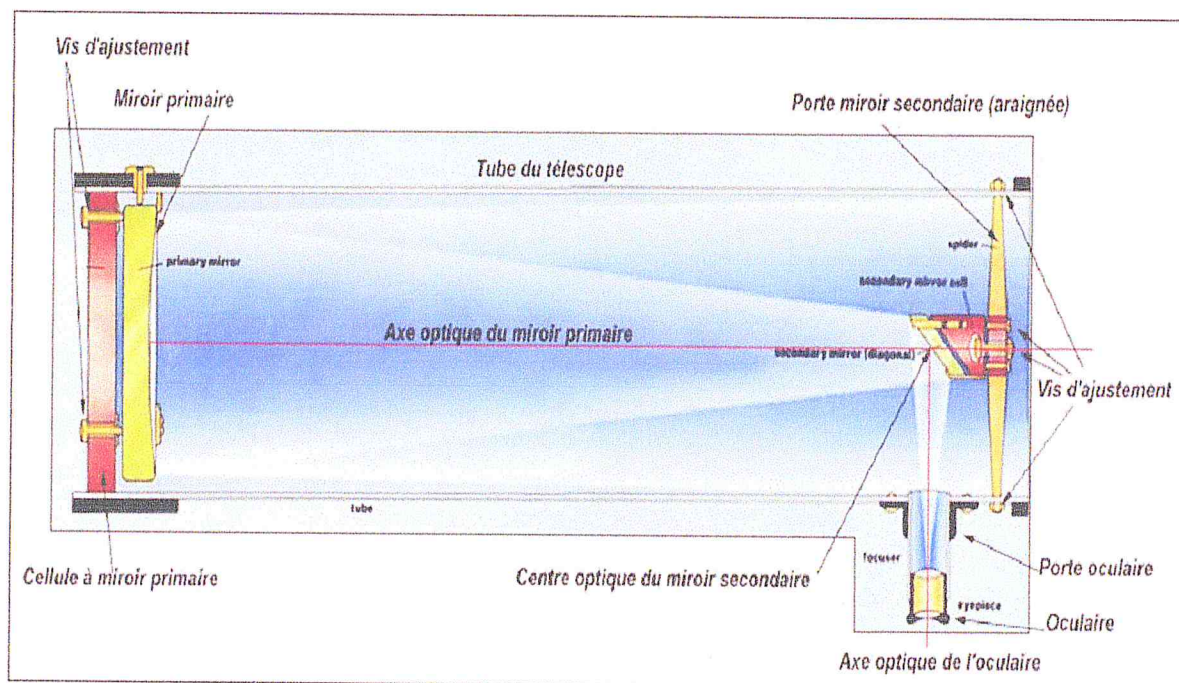


Figure I.1 : principe de fonctionnement de télescope

Chapitre I : Grands télescopes et turbulence atmosphérique

Considérons, une source ponctuelle, monochromatique. Elle émet des rayons lumineux se propageant depuis la source, dans toutes les directions. l'onde lumineuse émise forme une sphère, c'est le front d'onde, une source située à l'infini produit donc une onde plane,

Figure I.2

Dans le cas d'une étoile observée par un télescope, celle-ci émet à une distance très lointaine du télescope, des ondes lumineuses, qui forment donc un front d'onde plan, avant la traversée de l'atmosphère terrestre. la conséquence de cette traversée de zone non homogènes de l'atmosphère est que le front d'onde à l'entrée de la pupille du télescope se trouve être non plus plan, mais déformé.

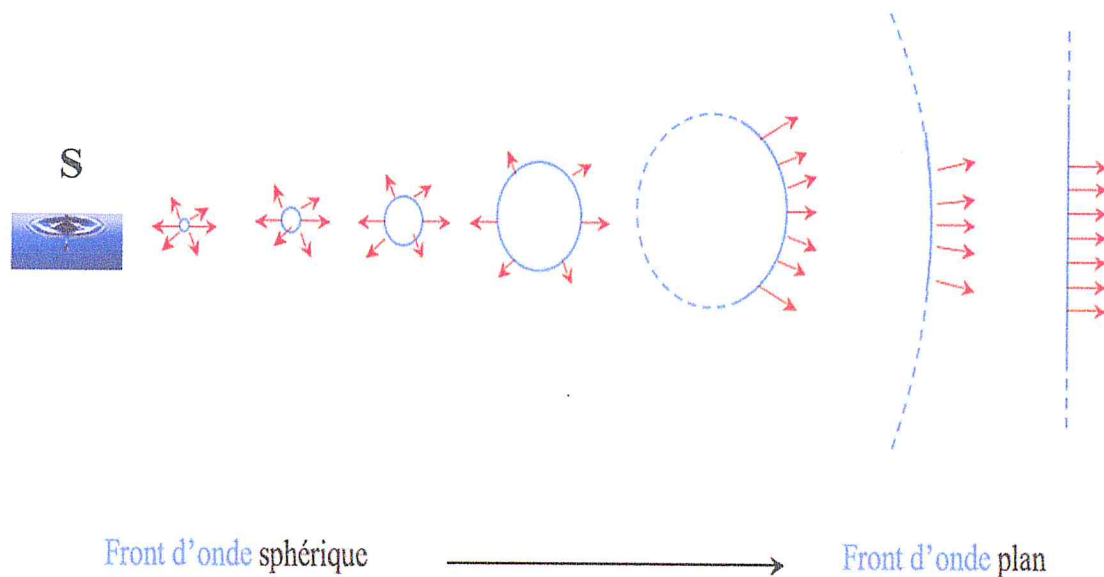


Figure I.2: Concept de Front d'onde de la lumière

I.3. Turbulence et résolution angulaire :

Entre l'étoile et le télescope au sol, se trouve une couche gazeuse d'une dizaine de kilomètres d'épaisseur qui constitue l'atmosphère terrestre. Cette couche est en perpétuel mouvement, et ce à une multitude d'échelles. Des grands mouvements de masses d'air à l'échelle continentale, aux micro-mouvements de minuscules bulles d'air roulant les unes sur les autres, en passant par les couches poussées par des vents de directions différentes suivant l'altitude, tous contribuent à la turbulence atmosphérique. Cette turbulence a pour origine les fluctuations de température composant l'atmosphère, qui entraînent des fluctuations d'indice de réfraction de l'air sur le trajet des rayons lumineux, qui ont pour effet de déformer le front d'onde qui arrive sur le télescope. Donc la turbulence limite la résolution spatiale d'un télescope. En effet, la résolution théorique d'un télescope parfait, sans turbulence, est caractérisée par sa limite de diffraction, il s'agit de la taille angulaire de l'image d'une source ponctuelle située à l'infini. Pour un télescope parfait de diamètre D , la limite de résolution angulaire est $1,22 \times \lambda / D$, où λ représente la longueur d'onde observée. Ceci implique que les grands télescopes ont en théorie une très haute résolution angulaire. Par exemple 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, il s'avère que, l'augmentation du diamètre de télescope, n'apporte aucun gain dans la finesse des détails observés. En effet, la résolution théorique de ces télescopes est dégradée par l'effet des turbulences atmosphériques. Ainsi, les grands télescopes terrestres ne peuvent avoir une résolution angulaire meilleure que la seconde d'arc.

Pour pallier ce problème, les astronomes ont donc naturellement pensé à placer des télescopes en dehors de l'atmosphère. Hubble étant le plus célèbre d'entre eux. Cette solution paraît très intéressante mais très coûteuse. Une solution moins coûteuse consiste à imaginer un système qui serait capable de compenser en temps réel les fluctuations des différentes couches de l'atmosphère. Il s'agit de l'optique adaptative.

I.4. Optique adaptative :

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 OA.

L'idée maîtresse de l'optique adaptative revient à Horace W. Babcock en 1953, dont la mise en application, à cette époque, était malheureusement irréalisable d'un point de vue technologique. L'idée mettra plus de 20 ans pour être effectivement testée en laboratoire. C'est en 1977 que J. W. Hardy va mettre au point le premier système d'optique adaptative, et cela dans le contexte particulier du projet américain connu sous le nom « guerre des étoiles ». Ensuite vers la fin des années 80, le développement de nouvelles technologies et notamment

Chapitre I : Grands télescopes et turbulence atmosphérique

celle des miroirs déformables a permis l'émergence de l'optique adaptative en astronomie. Aujourd'hui, les systèmes OA, font partie de l'équipement standard des grands observatoires.

Les systèmes OA corrigent les effets de la turbulence atmosphérique grâce à une boucle comprenant un analyseur de front d'onde (AFO), un système de commande et un miroir déformable (MD) pour appliquer la correction, comme schématisé sur la figure I. 3.

les analyseurs du front d'onde mesurent les déformation du front d'onde et envoient un signal au miroir déformable, qui assure la correction en imprimant au front d'onde incident une déformation inverse de celle qui a été mesurée.

Le front d'onde ainsi corrigé est délivré à une caméra qui va faire l'image de la source scientifique avec compensation de la turbulence atmosphérique.

Les déformations causées par la turbulence, sont ainsi corrigés en temps réel, et l'image observée est plus nette.

I.5.Limite des systèmes OA : couverture de ciel

La correction du front d'onde d'un rayon lumineux, par un système d'optique adaptative, nécessite en générale une étoile de référence, suffisamment brillante, dans le proche voisinage de la cible étudiée. Or, de telles étoiles ne se trouvent pas partout. On parle donc de couverture de ciel.

La couverture du ciel est le pourcentage de la voûte céleste où il est possible de trouver une étoile de référence suffisamment brillante et suffisamment proche angulairement de l'objet scientifique. Or, il est très rare de trouver une étoile de magnitude inférieure à 15 à quelques secondes d'arc de l'objet scientifique que l'on souhaite étudier. Si l'objet lui-même est suffisamment brillant il peut être utilisé comme référence ; par contre, les millions de galaxies faibles et de quasars situés en dehors du plan galactique sont difficiles à étudier.

Pour remédier au défaut de la couverture du ciel, Fugate et al. [1994] (projet militaire par la suite déclassifié) et Foy and Labeyrie [1985] ont proposé d'utiliser la projection d'un laser sur le ciel pour créer une source de référence artificielle, permettant aux systèmes OA, de s'affranchir largement de la nécessité d'une source de référence brillante.

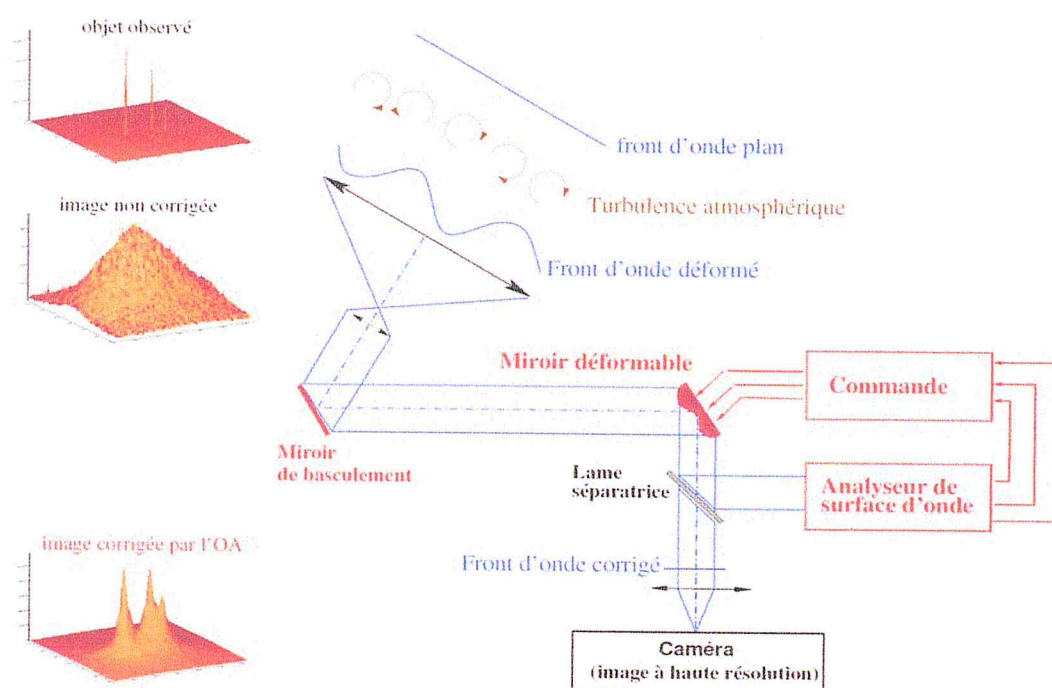


Figure I.3 : principe de optique adaptative [iona]

I.6. Vers la création d'étoiles artificielles :

Comme nous venons de le voir, la couverture du ciel d'un système d'OA, est limitée par la présence d'étoiles guides dites naturelles, dans le champ de l'objet scientifique d'intérêt. Afin de s'affranchir de cette faible couverture du ciel, l'idée est de créer une étoile artificielle, utilisant un laser pointé vers le ciel (Foy & Labeyrie 1985 [19]). L'immense avantage d'une étoile laser est qu'elle peut être librement pointée dans n'importe quelle direction du ciel résolvant ainsi le problème de trouver une étoile guide naturelle proche de la direction d'intérêt.

le principe fondamental pour générer des étoiles artificielles de référence est relativement simple. Un faisceau laser projeté dans l'atmosphère et orienté le plus proche possible de l'objet scientifique concerné par l'observation astronomique. la lumière rétrodiffusée par une colonne atmosphérique de dimensions (diamètre, longueur et altitude) spécifiques est vu comme une étoile artificielle. Il existe deux grandes classes d'étoiles laser :

- Les étoiles laser de type Rayleigh utilisent la diffusion Rayleigh (choc élastique) des atomes ou molécules dans l'atmosphère. L'émission induite par un laser induit un moment de dipôles qui est réémis à la même fréquence que la fréquence d'excitation. La diffusion Rayleigh étant

Chapitre I : Grands télescopes et turbulence atmosphérique

proportionnelle à λ^{-4} , il est préférable d'utiliser de courtes longueurs d'ondes (UV, bleu ou vert) afin d'augmenter son efficacité.

– Les étoiles laser de type "Sodium LGS": Ces étoiles sont générées en focalisant un faisceau laser, accordé à la raie D2 de l'atome de sodium, sur la couche de sodium mésosphérique, qui se trouve à environ 90Km d'altitude. Les atomes de sodium sont excités avec la lumière laser à la longueur d'onde de 589 nm. En se désexcitant, ils réémettent des photons par fluorescence (émission spontanée). Cette lumière émise, vue depuis le télescope apparaît comme une étoile ponctuelle, lumineuse pendant un temps très court, suffisamment long cependant pour permettre la compensation des perturbations atmosphériques, comme nous l'avons décrit plus haut. L'étoile laser "sodium LGS" est la plus utilisée par les grands télescopes terrestres.

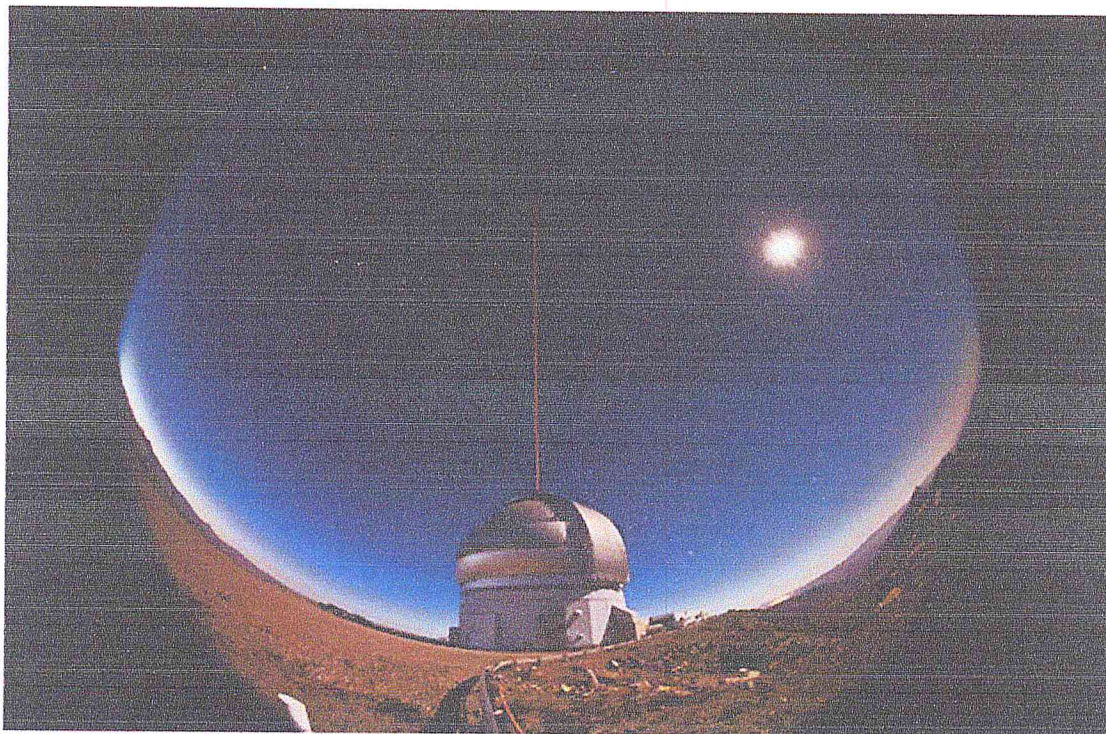


Figure I.4 : tir laser à Gemini Sud avec l'instrument Gems utilisant une constellation de 5 étoiles sodium (Crédit: Gemini Observatory/AURA).

Dans toute la suite de ce manuscrit, on s'intéresse seulement à l'étoile artificielle de type "sodium -LGS".

Chapitre II :
Etoile laser « sodium LGS »

II.1.Introduction :

Grâce aux étoiles lasers, la couverture du ciel peut avoisiner les 100%. Afin de comprendre comment s'opère la génération de ces étoiles "sodium-LGS", il convient d'appréhender pleinement les points relatifs à la structure atomique du sodium, son allure spectrale dans la mésosphère ainsi que son processus d'excitation par un rayonnement laser. Toutes ces considérations ont ainsi permis d'optimiser le rendement de fluorescence d'une LGS. Cette partie se propose d'expliquer les processus physiques qui interviennent dans la création de l'étoile sodium-LGS.

II.2.Structure de l'atome du Sodium :

L'atome de sodium comprend 11 électrons repartis comme suit : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ sur trois couches avec un seul électron de valence situé sur l'orbital 3s. L'interaction du moment angulaire orbital L de l'électron de valence et son moment angulaire de spin S engendre une structure fine des niveaux atomiques, ce qui donne un état fondamental $3S_{1/2}$ et premier niveau excité $3P_{1/2}$ et $3P_{3/2}$.

La figure II.1 montre que le niveau fondamental $3S_{1/2}$ de l'atome de sodium a deux états hyperfins, un état supérieur $F = 2$ et un état inférieur $F = 1$. Notons que F est le moment angulaire atomique total. Ce moment résulte du couplage entre le moment angulaire total de l'électron J et le moment angulaire total du spin nucléaire I. La dépendance de F sur J, L, S et I est montrée par les équations II.1, II.2, II.3

Le moment angulaire F peut prendre des valeurs entre $J - I$ et $J + I$ données par l'équation II.3. Par exemple, dans l'état fondamental $3S_{1/2}$, les atomes de sodium ont $J = 1/2$ et $I = 3/2$ donc $F = 1$ ou $F = 2$. Pour l'état excité $3P_{3/2}$, $J = 3/2$ et $I = 3/2$ donc $F = 0, 1, 2$ ou 3 .

$$F = J + I \quad (\text{II.1})$$

$$J = L + S \quad (\text{II.2})$$

$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (\text{II.3})$$

Les transitions ($3S_{1/2}, 3P_{1/2}$) et ($3S_{1/2}, 3P_{3/2}$) sont appelées respectivement, raie D1 et raie D2 de l'atome de sodium. La raie D2 est choisie pour générer l'étoile de référence « sodium LGS » parce qu'elle a une force d'oscillateur deux fois plus grande que celle de D1 [mill], aussi la raie D2 présente de meilleures caractéristiques pour le pompage optique d'où une excitation plus efficace des atomes de sodium dans la couche mésosphérique.

Dans les conditions d'équilibre thermique, 5/8 des atomes se trouvent dans l'état fondamental $F = 2$ [Kib]. L'excitation à partir de l'état fondamental $F = 1$ à l'état excité $3P_{3/2}$ est connue comme la raie D2b, et l'excitation à partir de l'état fondamental $F=2$ à l'état excité $3P_{3/2}$ est connue comme la raie D2a. Tous les sous-niveaux de l'état fondamental et l'état excité sont subdivisés en différents sous-niveaux magnétiques de nombre quantique M (effet Zeeman). Pour un niveau F donné, tous les sous-niveaux M associés ont la même énergie, mais chaque

niveau M a une section efficace différente comme indiqué dans les travaux antérieurs [Unga]. Cette dernière référence est considérée comme la source d'information la plus complète sur les transitions D1 et D2 de l'atome de sodium.

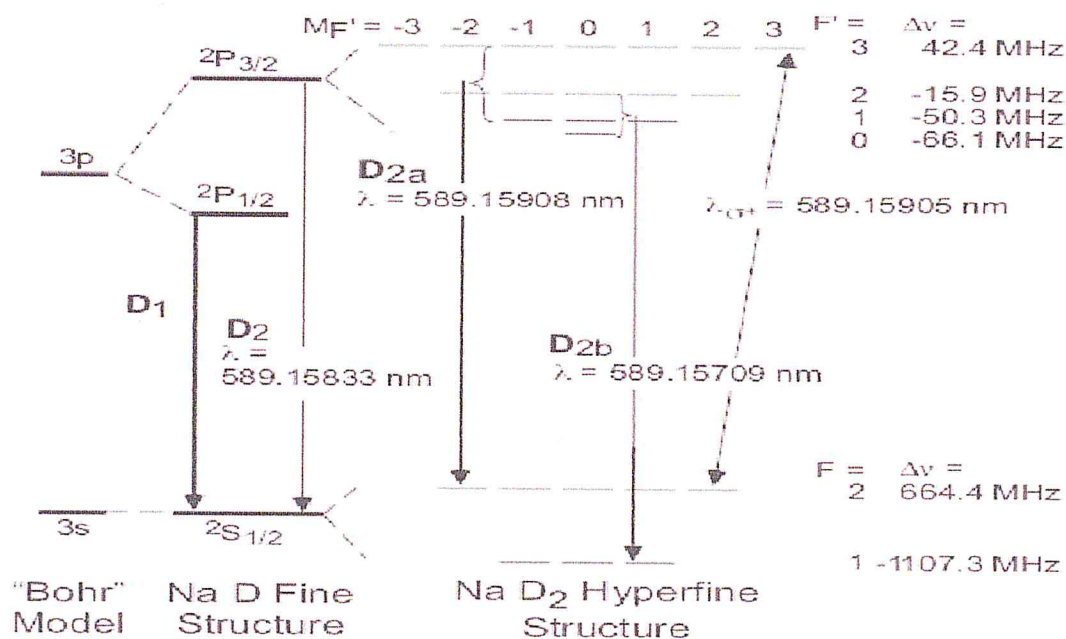


Figure II.1 : structure d'atome du sodium

II.3. Largeur naturelle et largeur Doppler du sodium mésosphérique :

Le principe d'incertitude d'Heisenberg indique que la largeur finie d'un niveau excité est liée à la durée finie qu'un atome peut passer dans cet état. Donc la largeur à mi - hauteur (FWHM) est définie par l'équation suivante:

$$\delta\nu = 1/2\pi\tau \quad (II.4)$$

où τ est la durée de vie du niveau. Pour la transition D2 de l'atome de sodium, la durée de vie radiative du premier état excité 3P_{3/2} est τ=16ns. Donc, La largeur naturelle de la raie D2 est de 10MHz. La figure II.2 montre les sections efficaces des largeurs naturelles de la raie D2 ainsi la séparation entre les raies D2a et D2b (1.77GHz) qu'est particulièrement importante.

Pour exciter une transition, le faisceau laser, doit émettre un rayonnement dans la bande passante d'absorption de cette transition [demt]. Cependant, les processus d'élargissement conduisent à des largeurs de raie beaucoup plus grandes dans la mésosphère pour les atomes

de sodium (environ 1 GHz). Le principal processus d'élargissement des atomes de sodium dans la mésosphère est l'élargissement Doppler comme discuté par [Kibb]. Cela signifie que les atomes de sodium dans la mésosphère ont des classes de vitesses à la température mésosphérique (la raie D2 comprend environ 100 classes). On suppose généralement que la distribution de ces vitesses dans l'état fondamental est décrite (avant l'excitation) par la distribution de Maxwell-Boltzmann pour une température et une densité données. La figure II.3 montre la section efficace d'absorption de la raie D2 du sodium, élargie par effet Doppler à la température 200 k. le premier pic correspond à la transition D2b, le deuxième à D2a.

Comme le montrent les figures II.2 et II.3, le pompage optique utilisant la transition $F=2$ à $F=3$, fournit la section efficace d'absorption la plus élevée et le plus grand nombre d'atomes disponibles pour un faisceau laser à bande étroite. Ainsi, l'accord d'un laser à bande étroite sur la fréquence centrale du profil Doppler de la figure II.3 ,

devrait permettre une excitation presque continue et une émission spontanée d'une seule transition [43]. Ce schéma devrait permettre un flux de retour extrêmement élevé (émission spontanée) car les atomes de sodium ont des sections d'absorption tellement grandes qu'ils sont capables d'absorber et de réémettre une quantité de rayonnement pratiquement illimitée [53].

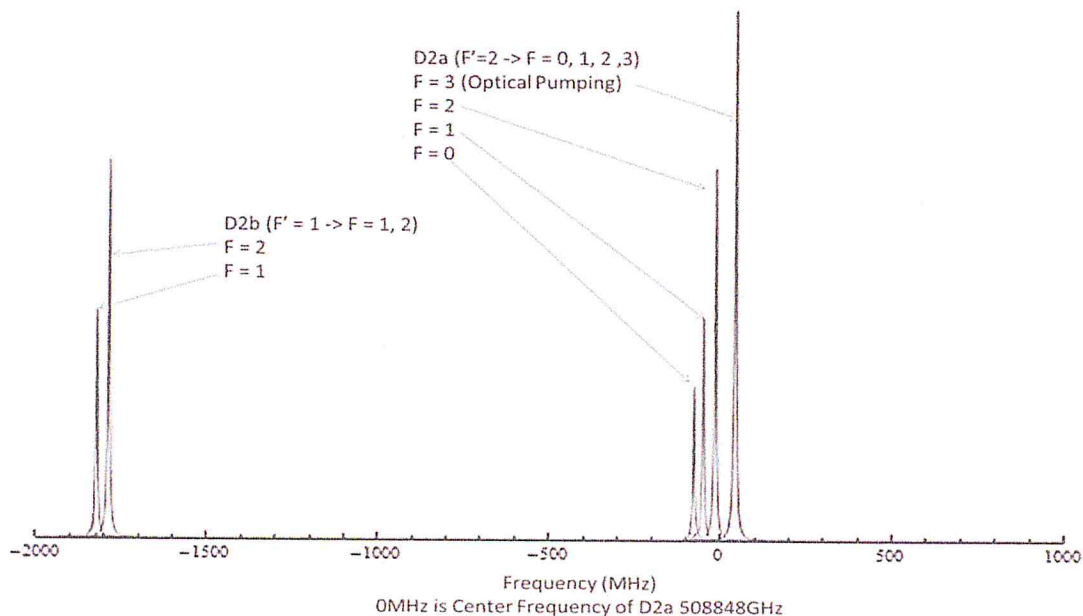


Figure II.2 : sections efficaces des largeurs naturelles des raies D2a et D2b

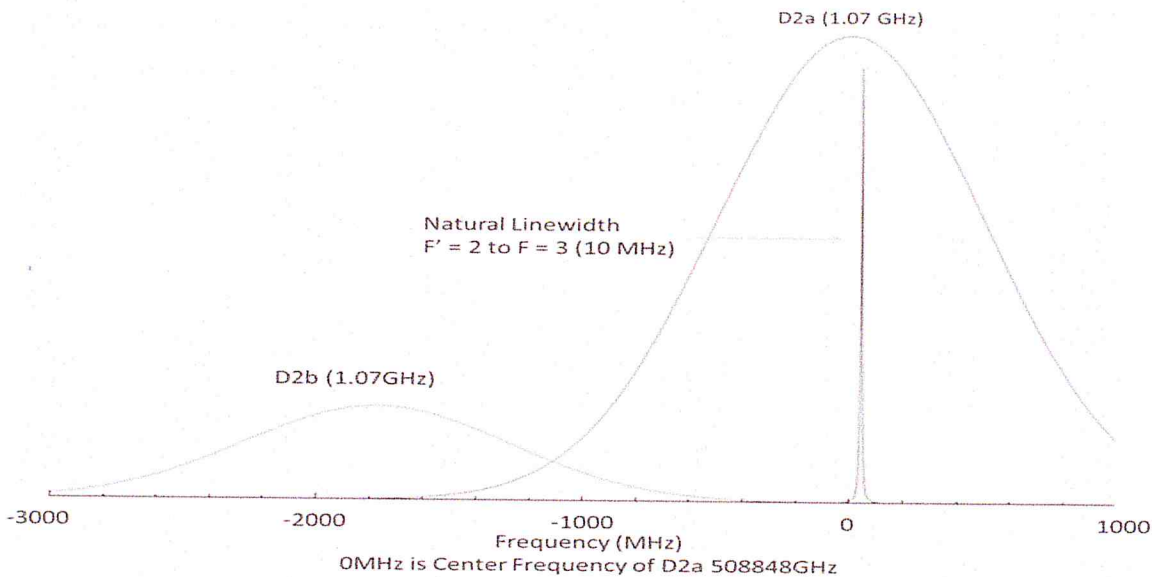


Figure II.2 : section efficace d'absorption de la raie D2 du sodium, élargie par effet Doppler à la température 200 k.

II.4.Effet de polarisation :

Comme c'est montré dans la figure II.4, l'excitation des atome de sodium dépend du type de polarisation du faisceau laser. En effet, les transitions permise obéissent aux règles de sélection suivantes : Si le faisceau laser est polarisé linéairement (polarisation π), seules les transitions avec $\Delta m = 0$ sont autorisées. Dans le cas d'un faisceau laser polarisé circulairement, Δm doit être égale à $+1$ ou -1 . les atomes excités, peuvent se désexciter en respectant la règle de sélection $\Delta m = -1, 0, +1$. Par conséquent, la polarisation circulaire peut être choisie pour isoler une seule transition ($F = 2, m=2$) à ($F = 3, m= 3$). Cet effet est connu comme pompage optique et est discuté plus en détail ci-dessous et dans plusieurs autres sources [Kibb]. Nous donnons ici quelques exemples montrant l'effet de la polarisation du faisceau laser sur le flux de photons retourné.

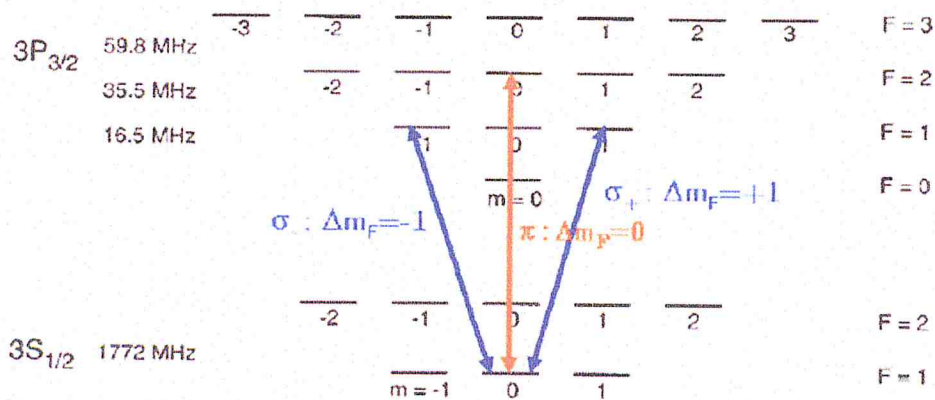
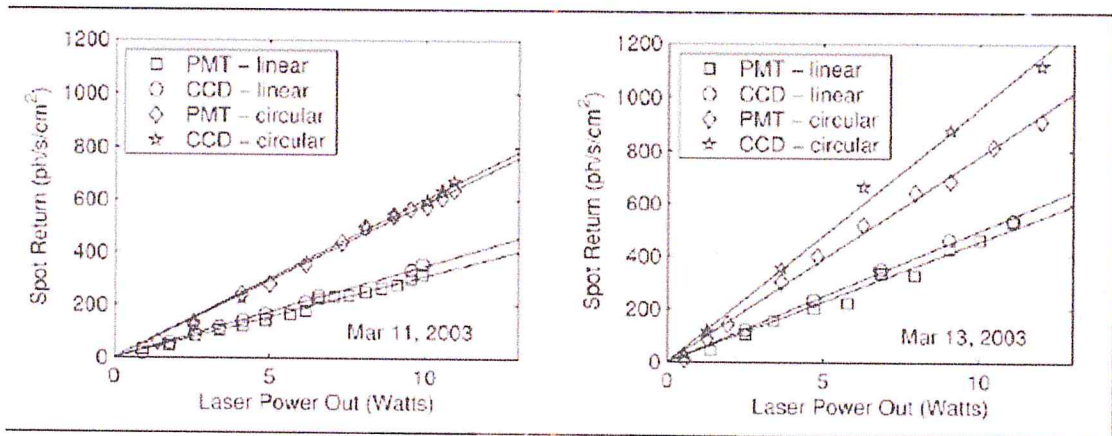


Figure II.4 : Le type de polarisation



Figuer II.5 :Flux de photon en fonction de la puissance laser . les deux cas de la polarisation linéaire et de la polarisation circulaire son montrés [Drummonde (Dru :04b)

A partir de la figure II.5 ,il est clair que la polarisation circulaire produit 80% de photons de plus que la polarisation linéaire .Ge et al ont obtenu une augmentation de 30% rabienn et al ont eu 30 % à toux 50 % d'augmentation ,et jelonek et al ont obtenu 41% à 48% de plus de signal retourné en polarisation circulaire par rapport à la polarisation linéaire, alors que kibblewhite et shi ont eu une augmentation de 150%.

Quelque soit le taux d'amélioration il est plus rentable en terme de flux de photon retourné d'exciter les atomes de sodium mésosphérique par un faisceau laser d'une polarisation circulaire.

II.5.Pompage optique :

Comme discuté ci-dessus, un faisceaux laser de polarisation circulaire à droit σ^+ , et d'une fréquence appropriée, peut exciter un atome de sodium à partir de niveau fondamental ($F= 2, m$) à l'état excité ($F = 3, m+1$). Par la suite l'atome peut se désexciter au niveau fondamental ($F = 2, m$), ($F = 2, m+1$) ou ($F = 2, m+2$). En absence d'autres effets et au bout d'un certain nombre de cycle, tous les atomes de sodium seront pompés dans une transition stable entre ($F = 2, m = 2$) et ($F = 3, m=3$) , produisant ainsi une étoile artificielle très brillante. Puisque cette transition a la section efficace d'absorption la plus élevée et la plus haute efficacité de rétrodiffusion, ce mécanisme de pompage optique est idéal pour un flux de photon retourné optimal. Ce processus de pompage peut être utilisé indéfiniment pour créer une étoile guide laser extrêmement brillante, si ce n'est pour d'autres effets qui diminuent l'efficacité de cette transition.

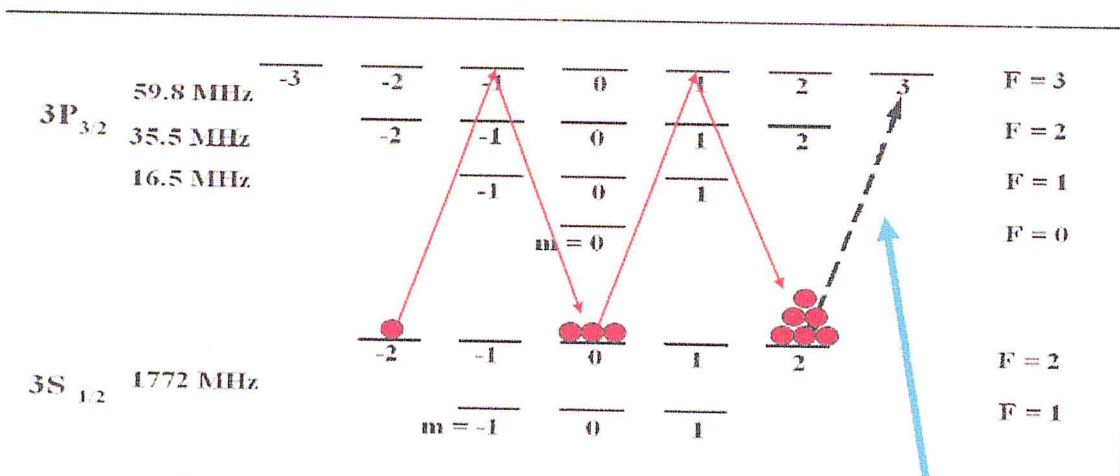
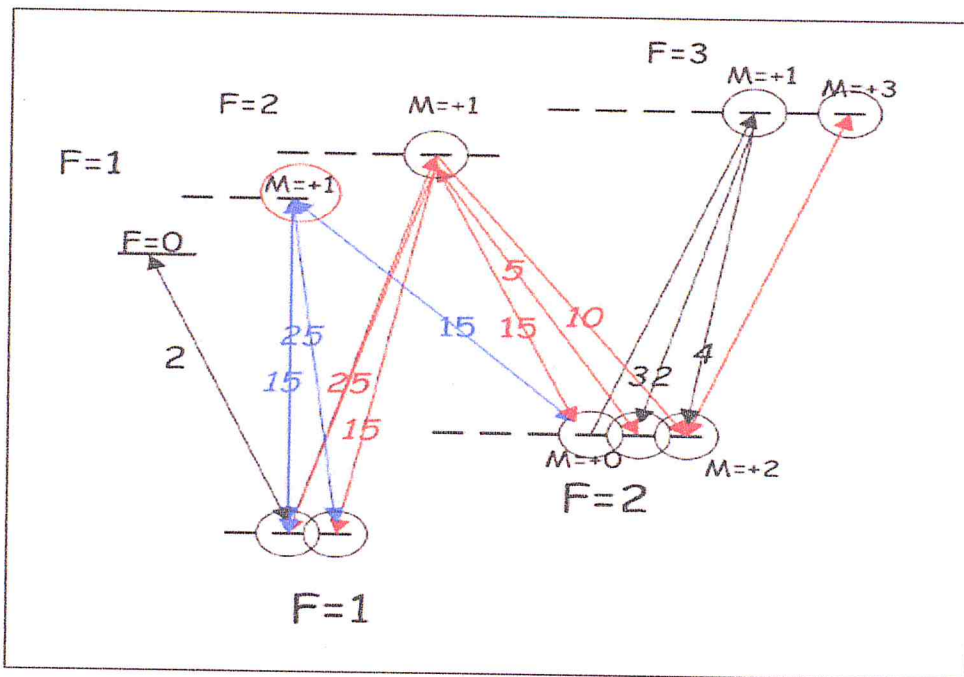


Figure II- 6 : pompage optique en polarisation circulaire: $\Delta m = +1$

Par ailleurs, le flux de photons retourné peut être significativement réduit par le dépeuplement de l'état fondamental $F=2$ par un autre processus de pompage optique. Voyons comment cela s'explique. lorsque l'atome de sodium se déplace dans une direction légèrement différente (à la direction orthogonale du faisceau laser), le diagramme d'énergie peut favoriser les transitions à partir de l'état fondamental $F=2$ à l'état supérieur $F=1$ ou $F=2$. Pour ces atomes excités, il ya maintenant un choix d'état fondamental. à titre d'exemple, un atome initialement dans le niveau fondamental ($F = 2, m=0$) peut être exciter au niveau supérieur ($F = 2, m=1$) ou ($F = 1, m= 1$). En se désexcitant, cet atome peut aller soit vers le niveau $F=2$ soit vers les niveau $F=1$ de l'état fondamental. la séparation d'énergie entre les deux états fondamentaux (1,77GHz) est sensiblement plus grande que la largeur de la rais Doppler. Par conséquent, un atome d'excité dans l'état fondamental $F=1$ interagit peu avec un faisceau laser mono-fréquence réglé pour pomper des atomes qui se trouvent dans le niveau fondamental $F=2$. Cela conduit au dépeuplement de niveau fondamental supérieur $F=2$. Cet effet réduit considérables le flux retourné. Il ya donc deux processus de pompage optique concurrents, l'un pompant l'atome vers une transition favorable ($F = 2, m= 2$) à ($F = 3, m= 3$) et l'autre pompage dépeuple le niveau fondamental supérieur $F= 2$ vers les niveau $F= 1$ défavorable, de sorte que les atomes du sodium n'interagissent plus avec un faisceau laser mono- fréquence.



Figurer II.7 : Diagramme simplifié d'énergie des transitions du sodium D2. Les deux états fondamentaux sont séparés par 1.771 GHz

II.6. Interaction de l'atome du sodium avec son environnement :

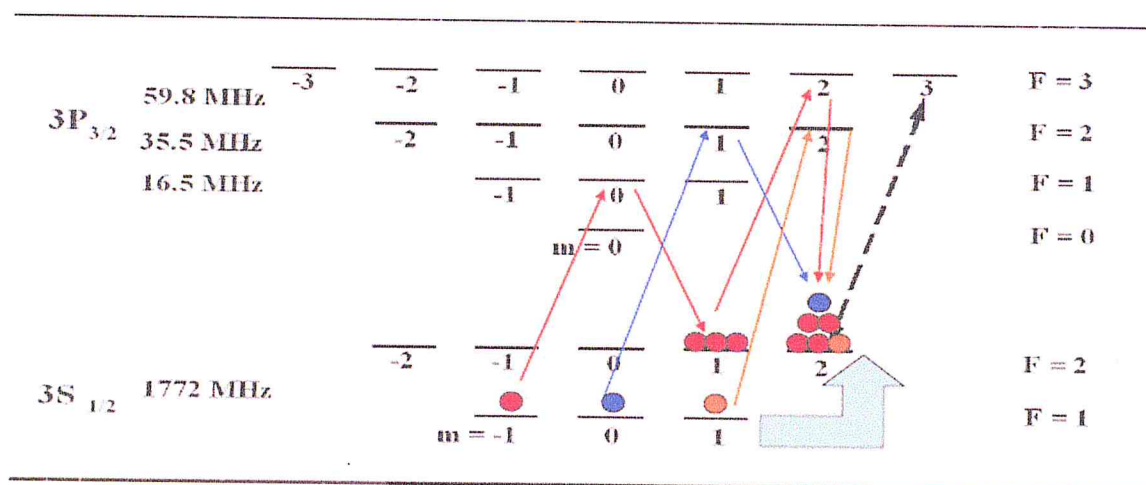
D'autres processus physiques sont également importants et l'environnement de la mésosphère joue un rôle essentiel dans les interactions laser-sodium. Premièrement la largeur naturelle de la raie D2 est seulement de 10 MHz (FWHM), ce qui est beaucoup plus étroit que la largeur Doppler de 1GHz à la température 200K. Supposons un faisceau laser mono-fréquence, accordé exactement à la fréquence de la transition (F=2, m=2) à (F=3, m=3) de la raie D2, est utilisé pour exciter les atomes de sodium. En raison de largeur naturelle étroite, seulement quelques atomes se déplaçant dans une direction orthogonale au faisceau laser ont une forte interaction avec ce faisceau. Cependant l'atome de sodium absorbera et réémettra spontanément un photon tous les 170 nsec pour une intensité de faisceau laser de 10watt/m², et continuera à réémettre des photons jusqu'à ce qu'il entre en collision avec une molécule d'air, il se déplacera alors habituellement dans une direction différente et n'interagira que de façon minimale avec le faisceau laser, jusqu'à ce qu'il se retrouve à nouveau dans la même direction après une autre collision. Les atomes de sodium mésosphérique emmottent donc des photons en rafales lorsqu'ils sont excités par un laser mono-fréquence.

un atome de sodium qui a fait la transition vers le niveau supérieur F=1 ou F=2 de l'état excité, a environ une chance égale de finir dans le niveau inférieur F=1 de l'état fondamental. Ces transitions produisent peu de lumière supplémentaire, mais permettent une perte substantielle d'atome à l'état fondamental F=2. Il est important de réaliser que ces transitions affectent la population totale d'atomes de sodium, car comme présenté en haut, même les atomes se déplaçant dans une direction de centaine de MHz de la ligne de laser ont encore une petite chance d'interagir avec le faisceau laser, et pendant une durée de vie de collision

(100 μ s) peuvent être pompés au niveau inférieur. un temps de cycle de 50 μ s et tout ce qui peut être nécessaire pour qu'une classe de vitesse soit dépeuplée [Kibb].

II.7. Re- pompage :

Les atomes qui sont dépeuplés à l'état fondamental $F = 1$, sont piégés dan cet état et ne contribuent pas à la création de l'étoile artificielle par un faisceau de bande étroite . En outre, comme représenté sur la figure II.8, les transition à partir de l'état fondamental $F = 1$ ont des sections efficace d'absorption plus faibles que les transitions de l'état fondamental $F = 2$, rendant la transition $F = 1$ non optimale pour une utilisation LGS. Cependant, les effets discutés ci-dessus, qui dépeuplent le niveau fondamental $F = 2$, peuvent être considérablement réduit en pompant les raies D2a et D2b simultanément, les atomes perdus dans l'état fondamental $F = 1$ peuvent être réexcités vers le niveau supérieur $F = 0-2$, puis, ces atomes excités ont même chance de se finir à l'état fondamental $F = 2$ ou $F = 1$, voir figureII. 8. Un tel processus peut diminuer une grande partie des pertes dues au dépeuplement de l'état fondamental $F = 2$ [Holz]. Une étoile laser utilisant cette méthode pour repeupler l'état fondamental supérieur est réputé avoir re-pompage.



Figuer II.8 : Re-pompage optique [mous]

II.8.Saturation :

Ce phénomène est à l'origine d'une limitation fondamentale dans le processus de créations d'étoiles laser par excitation résonnante. En effet, la saturation se produit lorsque la densité d'énergie du laser est suffisamment grande pour modifier de manière significative les densités de population des états atomiques dans la couche mésosphérique. Ce changement de population conduit à une absorption non linéaire de l'énergie laser. Dans ce cas, l'émission stimulée, qui se trouve en compétition avec la fluorescence, devient très importante. les

photons issus par cette émission sont malheureusement émis dans la direction de propagation du faisceau laser, et non observés par le sol.

Pour une excitation continue, la fraction des atomes de sodium dans l'état excité à un temps quelconque peut être écrite selon svelto [sve :82] comme suit :

$$F = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{I_S}{I}\right)^{-1} \quad (\text{II.5})$$

Où I_S et I sont respectivement, l'intensité de saturation et l'intensité du faisceau laser.

L'intensité de saturation pour une largeur naturelle de la raie ($\Delta\nu$) peut être écrite comme suite :

$$I_S = \frac{\pi}{2} (h\nu) \frac{2\pi\Delta\nu}{\lambda^2} \quad (\text{II.6})$$

Des calculs plus détaillés, tenant compte de la structure hyperfine et de la polarisation de faisceau laser, effectués par kibbelwhite [kib] donnent :

- L'intensité de saturation (en watts / cm^2 pour une excitation en lumière polarisée linéairement :

$$I_S = \frac{\pi}{2} (h\nu) \frac{2\pi\Delta\nu}{\lambda^2} \quad (\text{II.7})$$

$$I_S = 9,48 \text{ mW/cm}^2$$

- L'intensité de saturation (en watts / cm^2 pour une excitation en lumière polarisée circulairement :

$$I_S = \frac{\pi}{3} (h\nu) \frac{2\pi\Delta\nu}{\lambda^2} \quad (\text{II.8})$$

$$I_S = 6.32 \text{ mW/cm}^2$$

Dans le chapitre qui suit, nous faisons une analyse des différentes études ayant permis de quantifier l'effet de saturation des atomes de sodium, excités par un faisceau laser pulsé.

II.9. Recul atomique :

Quand un atome absorbe (ou émet d'une façon stimulée) un photon d'énergie $h\nu$, il recule avec une quantité de mouvement $h\nu/c = \hbar k$ (ou $-\hbar k$)

K : nombre d'onde dans la direction de la propagation de faisceau laser .l'émission spontanée en moyenne ne produit aucun effet de recul dans une direction particulière le recul provoque un décalage en fréquence des transition atomique pour une puissance laser p en (watts) ,un diamètre a du faisceau laser supposé gaussien, un coefficient de transmission atmosphérique T_0 , et une masse atomique m , la fréquence atomique est décalée , d'après Milonni [Mil :99] de

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar K^2}{m} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{T_0 P}{h\nu} \frac{4 \ln 2}{\pi a^2} \quad (\text{II.9})$$

De façon plus pratique, on écrit :

$$\Delta\nu = \frac{\lambda T_0}{2\pi mc} \frac{4 \ln 2}{\pi a^2} p \approx 70 T_0 P / a^2 \text{ MHz}/\mu s \quad (\text{II.10})$$

Ou, P est la puissance laser en watts, le diamètre de la colonne de sodium mésosphérique excitée par le faisceau laser est a est centimètres.

Pour une puissance $P=1$ watt, un diamètre $a=50$ cm, et une transmission atmosphérique de $T=0.9$, on trouve $\Delta\nu \approx 0.025 \text{ MHz}/\mu s$. Ce qui correspond à un décalage en fréquence de ≈ 2.5 MHz après un temps de collision de $100 \mu s$. en d'autres mots le décalage en fréquence du au recul atomique, représente approximativement $1/4$ de la largeur naturelle du premier état excité (qui est de 10 MHz). Si l'effet de recul se produit sur un intervalle de temps comparable ou plus grand que ce que nous avons proposé plus haut, alors l'efficacité d'une excitation mono-fréquence sur le flux de photons retourné de l'étoile LGS décroît en fonction de ce temps d'interaction.

Chapitre III :
Étude l'effet de saturation de
l'atome de sodium

III.1. Introduction

En physique, la saturation signifie que le milieu excité (les atomes de sodium) devient transparent. En effet, en augmentant les puissances des lasers utilisés, l'intensité de fluorescence émise par les atomes de sodium n'augmente pas indéfiniment. par conséquent, les étoiles guides laser sont particulièrement vulnérables aux effets de saturation. en raison des fortes densités d'énergie requises pour créer une étoile suffisamment brillante. L'étoile guide doit être suffisamment petite pour s'approcher le plus possible d'une source ponctuelle mais brillante.

III.2. Saturation

Afin que le nombre de photons rétrodiffusés par les atomes excité, soit quasi- proportionnel avec la puissance de laser excitateur, la distribution des populations dans les deux niveaux ($F=1$ et $F=2$) de l'état fondamental de l'atome de sodium, doit être constante. La saturation est ici définie comme une déviation de cette proportionnalité. Cette déviation se produit à des fortes puissances de laser pour les raisons suivantes :

1 - Il peut avoir un dépeuplement partiel de l'un des deux niveaux de l'état fondamental Na en faveur de l'autre niveau. Cela ne peut se produire lors de l'utilisation d'un laser à bande étroite et est connu comme pompage optique (chapitre II). Cet effet ne contribue que faiblement aux déviations et ne devient important que si les impulsions laser sont longues par rapport à la durée de vie naturelle des états supérieurs.

2 - Emission stimulée: les photons issus de ce processus sont malheureusement émis dans la mauvaise direction puisqu'ils sont stimulés par le faisceau du laser placé au sol. Ainsi, ces photons ne sont pas observés par le télescope.

Les effets de la saturation de la transition D2 de l'atome de sodium, induite par des lasers pulsés, ont été étudiés par Megie en 1977 lors d'expériences LIDAR. Ils ont ensuite été analysés en détail par Welsh et Gardner. Afin d'estimer l'effet de saturation, dans la partie qui suit, nous avons utilisé un modèle cinétique d'équations de taux, pour évaluer le flux retourné avec saturation obtenu par un laser pulsé. Ces équations sont valables dans le cas de la transition D2, à condition que la largeur de l'impulsion laser est supérieure à la durée de vie radiative des atomes de sodium (16 ns pour l'état $3P_{3/2}$ de l'atome de sodium). Alors, nous limitons notre étude dans le cas d'un laser pulsé à des impulsions longues.

III .3. Formalisme de l'équation de taux

Comme présenté dans le chapitre précédent, le processus du pompage optique produit un ensemble d'atomes à deux niveaux, chacun d'entre eux se trouvant soit dans l'état fondamental $3S_{1/2}$ ($F=2, m=2$) soit dans l'état excité $3P_{3/2}$ ($F=3, m=3$). L'évolution dans le temps de la population du niveau excité ($3P_{3/2}$) est la somme des processus d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée. Les effets de relaxation due aux collisions sont négligeables dans ce modèle. Ceci est une hypothèse raisonnable si le temps moyen entre les collisions est relativement long par rapport au temps de relaxation naturelle des atomes. En particulier, le modèle est une excellente représentation des transitions atomiques pour la couche de Na mésosphérique où le temps moyen entre les collisions est de $10 \mu s$ comparé à la durée de vie radiative $16 ns$.

la Fig.III.1. montre l'irradiation de la couche mésosphérique à partir de sol par un faisceau laser; le faisceau laser traverse une couche fine d'atomes de sodium d'épaisseur Δz , la densité des atomes dans cette couche est supposée constante. le flux de fluorescence est détecté par un récepteur à une distance z de la couche. L'impulsion laser est décrite dans le temps (t), espace (ρ) et fréquence angulaire (ω), par $p(t, \rho, \omega)$ ($m^{-2} rad^{-1}$). $p(t, \rho, \omega)$ est la densité de flux de photons par unité de temps et par unité de fréquence angulaire. La magnitude du vecteur 2-D ρ est la distance radiale de la centre du faisceau laser dans le plan perpendiculaire à l'axe de faisceau. L'énergie absorbée et dispersée par chaque atome est caractérisée par la croix d'absorption section σ (m^2). σ est une fonction de la fréquence angulaire et représente la zone en coupe transversale que l'atome présente au faisceau incident pour la diffusion.

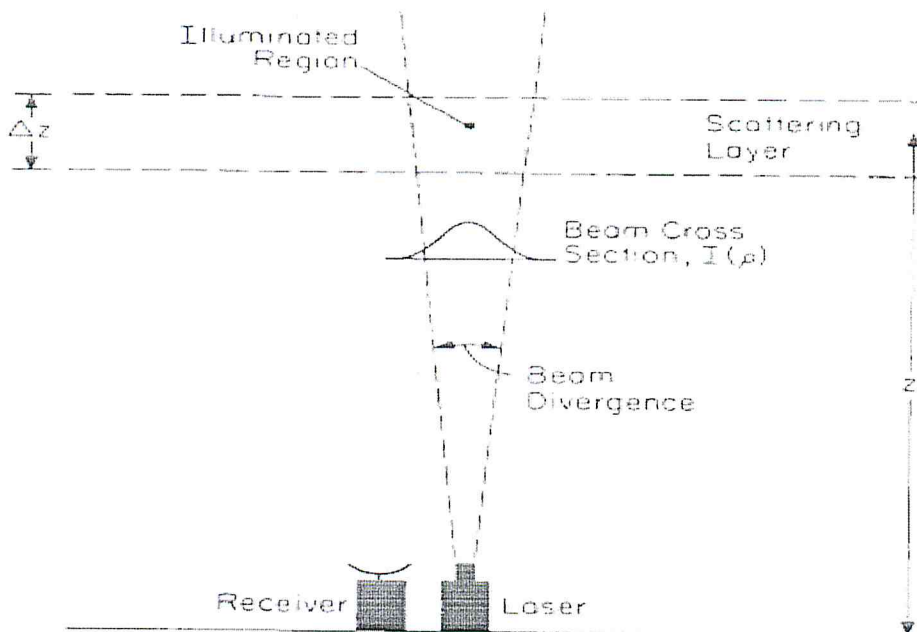


Figure III.1: La géométrie entre le laser, le récepteur, et disperser la couche (walsh)

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

Megie [meg] donne l'équation de la densité des atomes de l'état excité . Ici, cette équation de taux est généralisée pour inclure les effets de l'élargissement inhomogène (Doppler) et une section efficace arbitraire de faisceau laser . La distribution des atomes de l'état excité n_u pour une forme temporelle d'impulsion , section efficace du faisceau et le profil de la raie sont donnés par:

$$\frac{\partial n_u(t, \rho, \omega_d)}{\partial t} = -\frac{n_u(t, \rho, \omega_d)}{\tau_n} + (n(\omega_d) - n_u(t, \rho, \omega_d)) T_a \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega' - \omega_d) p(t, \rho, \omega') d\omega' - n_u(t, \rho, \omega_d) \alpha T_a \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega' - \omega_d) p(t, \rho, \omega') d\omega' \quad (\text{III.1})$$

Où :

t : tempe (s),

ρ : Vecteur 2-D décrivant la position radiale par rapport à l'axe du faisceau laser,

ω_d : décalage de fréquence angulaire Doppler associé avec un atome donné (rad / s),

$n_u(t, \rho, \omega_d)$: densité des atomes de l'état excité par unité Décalage de fréquence angulaire Doppler ($m^{-3} \cdot rad^{-1} \cdot s$),

$n(\omega_d)$: densité totale d'atomes par unité Doppler décalage de fréquence angulaire ($m^{-3} rad^{-1} s$)

τ_n : durée de vie naturelle d'un atome d'état excité (s),

T_a : transmission atmosphérique associée à le chemin à sens unique du laser à la couche de diffusion,

α : g_1/g_2 , le rapport des dégénérescences pour l'état inférieur et supérieur, g_1 et g_2 respectivement.

$\sigma(\omega)$: section efficace d'absorption (m^2).

Les distributions $n(\omega_d)$ et $p(t, \rho, \omega)$ satisfont

$$\int_{-\infty}^{\infty} n(\omega_d) d\omega_d = n_0 \quad (\text{III.2})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho \int_{-\infty}^{\infty} d\omega p(t, \rho, \omega) = N_l \quad (\text{III.3})$$

Où n_0 est la densité atomique totale de diffusions (m^{-3}), et N_l est le nombre total de photons émis par une impulsion de laser.

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

Dans l'équation 1, le premier terme de l'équation (III.1) correspond à l'émission spontanée, par contre les deux derniers termes correspondent à l'absorption et l'émission stimulée.

Les effets dus à l'élargissement homogènes et inhomogènes de la raie d'absorption sont inclus dans Eq. (III.1). La section d'absorption $\sigma(\omega)$ décrit l'effet de l'élargissement homogène, alors que la densité atomique $n(\omega_d)$ décrit l'effet de l'élargissement inhomogène.

La solution de l'équation(III.1) est facilement obtenue, en écrivant $p(t, \rho, \omega)$ sous la forme suivante :

$$P(t, \rho, \omega) = N_L(t) I(\rho) g(\omega) \quad (III.4)$$

Où

$N_L(t)$: nombre total de photons émis par temps unitaire (s^{-1}),

$I(\rho)$: distribution du flux de photons par unité de surface (m^{-2}),

$g(\omega)$: distribution du flux de photons par unité fréquence ($rad^{-1}s$),

Ces termes vérifions les relations suivantes :

$$\int_{-\infty}^{\infty} N_L(t) dt = N_L, \quad (III.5)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\rho) d^2 \rho = 1, \quad (III.6)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1. \quad (III.7)$$

$N_L(t)$, $I(\rho)$ et $g(\omega)$ représentent respectivement la forme temporelle d'impulsion, section efficace du faisceau et le profils de la raie,

On définit une section efficace d'absorption $\sigma_{eff}(\omega_d)$ comme suit :

$$\sigma_{eff}(\omega_d) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega - \omega_d) g(\omega) d\omega \quad (III.8)$$

En substituant l'éq (III.8) dans l'éq. (III.1), on obtient :

$$\frac{\partial n_u(t, \rho, \omega_d)}{\partial t} = -n_u(t, \rho, \omega_d) \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) + n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \quad (III.9)$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

On retrouve une équation différentielle du premier ordre avec second membre à coefficients variables. la solution de cette équation est comme suit:

$$\frac{\partial n_u(t, \rho, \omega_d)}{\partial t} = -n_u(t, \rho, \omega_d) \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right)$$

$$\frac{\partial n_u(t, \rho, \omega_d)}{n_u(t, \rho, \omega_d)} = - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt$$

$$\text{Ln } n_u(t, \rho, \omega_d) = \int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt$$

$$n_u(t, \rho, \omega_d) = C \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]$$

On pose C on fonction de t

$$n_u(t, \rho, \omega_d) = C(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]$$

$$\frac{\partial n_u(t, \rho, \omega_d)}{\partial t} = C'(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right] - C(t) \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]$$

On remplace dans l'eq (III.9)

$$C'(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right] - C(t) \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

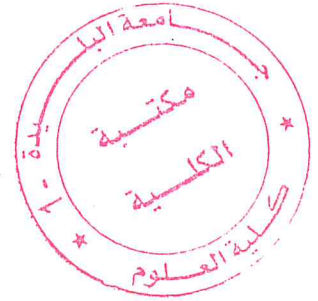
$$= -C(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right] \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) + n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t)$$

$$C'(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right] = n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t)$$

$$C'(t) = n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]^{-1}$$

$$C(t) = \int_0^t n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]^{-1} dt$$

On remplace :



$$n_u(t, \rho, \omega_d) =$$

$$\int_0^t \left\{ n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]^{-1} dt \right\} \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right]$$

$$n_u(t, \rho, \omega_d) = \int_0^t \exp \left[\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt - \left(\int_0^t - \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) \right) dt \right)^{-1} n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(t) dt \right]$$

Compte- tenu des conditions initiales , la solution générale de l'éq (III.9) est comme suit

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$\partial n_u(t, \rho, \omega_d) = \int_0^t \exp \left[- \int_\tau^t \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\gamma) \right) d\gamma \right] \times n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\tau) d\tau, \quad (III. 10)$$

Où $N_L(t)$ est supposé être zéro pour $t < 0$.

La solution de l'équation (III.10), nous informe sur la réduction de signal rétrodiffusée pour une configuration montrée sur la Fig III.1. Cette réduction est quantifié en calculant le rapport entre le nombre de photons N_R , détectés réellement (avec saturation), et le nombre de photons N_{R0} détecté sans saturation [wash].

$$N_R = \frac{\eta A_r T_a \Delta z}{4\pi z^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{n_u(t, \rho, \omega_d)}{\tau_n} \quad (III. 11)$$

$$N_{R0} = \frac{\eta A_r T_a^2 \Delta z n_0 \sigma_t N_L}{4\pi z^2}, \quad (III. 12)$$

Où A_r = aire d'ouverture de récepteur (m^2),

η = efficacité du récepteur,

Δz = épaisseur de la couche de diffusion (m),

z = distance entre la couche de diffusion et le récepteur (m), et

σ_t = section effective totale d'absorption des atomes (m^2).

La section efficace totale est donnée par :

$$\sigma_t = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(\omega_d)}{n_0} \sigma_{eff}(\omega_d) d\omega_d \quad (III.13)$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

On remplace l'éq (III.10) dans l'éq (III.11) on trouve :

$$\begin{aligned}
 N_R &= \frac{\eta A_r T_a \Delta Z}{4\pi Z^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{n_u(t, \rho, \omega_d)}{\tau_n} \\
 N_R &= \frac{\eta A_r T_a \Delta Z}{4\pi Z^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \\
 &\times \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{\int_0^t \exp \left[- \int_{\tau}^t \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\gamma) \right) d\gamma \right] \times n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\tau) d\tau}{\tau_n} \\
 &= \frac{\eta A_r T_a \Delta Z}{4\pi Z^2} \frac{1}{\tau_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_0^t \exp \left[- \int_{\tau}^t \left(\frac{1}{\tau_n} + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\gamma) \right) d\gamma \right] \times \\
 &\quad n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\tau) d\tau \\
 &= \frac{\eta A_r T_a \Delta Z}{4\pi Z^2} \frac{1}{\tau_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_0^t \exp \left[\frac{1}{\tau_n} (\tau - t) + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) \int_{\tau}^t (N_L(\gamma)) d\gamma \right] \\
 &\quad \times n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) N_L(\tau) d\tau \\
 &= \frac{\eta A_r T_a^2 \Delta Z n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d)}{4\pi Z^2} \frac{1}{\tau_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_0^t \exp \left[\frac{1}{\tau_n} (\tau - t) \right. \\
 &\quad \left. + (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a I(\rho) \int_{\tau}^t (N_L(\gamma)) d\gamma \right] \times I(\rho) N_L(\tau) d\tau
 \end{aligned}$$

où $I(\rho)$, $N_L(t)$ et $g(\omega)$ sont exprimés en termes d'équivalents adimensionnels (ρ') , $\hat{N}_L(t')$ et $\hat{g}(\omega')$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$\hat{i}(\rho') = \Delta\rho_{rms}^2 I(\rho' \Delta\rho_{rms}), \quad (III.15)$$

$$\hat{N}_L(t') = \frac{\Delta t_{rms} N_L(t' \Delta t_{rms})}{N_L}, \quad (III.16)$$

$$\hat{g}(\omega') = \Delta\omega_{rms} g(\omega' \Delta\omega_{rms}). \quad (III.17)$$

Un simple changement de variable permet de calculer cette intégrale :

$$I(\rho' \Delta\rho_{rms}) = \frac{\hat{i}(\rho')}{\Delta\rho_{rms}^2} \quad \text{et} \quad N_L(t' \Delta t_{rms}) = \frac{\hat{N}_L(t') N_L}{\Delta t_{rms}},$$

$$\begin{aligned} & \frac{\eta A_r T_a^2 \Delta z n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) N_L}{4\pi z^2} \frac{1}{\tau_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_0^t d\tau \exp\left[\frac{1}{\tau_n}(\tau - t)\right] \\ & + \frac{(1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a N_L \hat{i}(\rho')}{\Delta\rho_{rms}^2} \int_t^{\tau} \frac{\hat{N}_L(\gamma)}{\Delta t_{rms}} d\gamma \left] \times \frac{\hat{i}(\rho')}{\Delta\rho_{rms}^2} \frac{\hat{N}_L(t')}{\Delta t_{rms}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N_R = & \frac{\Delta t_{rms}}{\tau_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho \int_0^{\tau} dt \int_0^{\tau} d\tau \exp\left[\frac{\Delta t_{rms}}{\tau_n}(\tau - t)\right] \\ & + \frac{(1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d) T_a N_L \hat{i}(\rho)}{\Delta\rho_{rms}^2} \int_t^{\tau} \hat{N}_L(\gamma) d\gamma \left] N_{R_0}(\omega_d) \hat{i}(\rho) \hat{N}_L(\tau), \end{aligned}$$

Les arguments ρ' , t' et ω' sont sans dimension et les paramètres Δt_{rms} , $\Delta\rho_{rms}$ et $\Delta\omega_{rms}$ est rms l'impulsion efficace longueur, rayon du faisceau rms et largeur de rms, respectivement.

La distribution $N_{R_0}(\omega_d)$ dans l'équation. (III.14) est la numération insaturée en fonction de la fréquence Doppler ω_d

$$N_{R_0}(\omega_d) = \frac{\eta A_r T_a^2 \Delta z n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) N_L}{4\pi z^2} \quad (III.18)$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

La densité moyenne de flux de photons I_s et la saturation temps τ_s sont définis comme :

$$I_s = \frac{N_L T_a}{\pi \Delta \rho_{rms}^2} \quad (III.19)$$

$$\tau_s = \frac{2\sqrt{12}\Delta t_{rms}\pi\Delta\rho_{rms}^2}{N_L T_a \sigma_t} \quad (III.20)$$

Le temps de saturation τ_s est une mesure du temps caractéristique de l'émission stimulée. Le rapport τ_s/τ_n , indique le niveau de saturation dans la couche mésosphérique. En effet, si le rapport est important, cela implique que le temps de l'émission naturelle (spontanée) est beaucoup plus rapide que le temps de l'émission stimulée. Dans ce cas le taux d'émission stimulée est beaucoup plus faible que le taux de l'émission spontanée, entraînant des effets de saturation négligeables. D'un autre côté, un petit rapport implique le taux de l'émission stimulée est beaucoup plus grand que le taux de l'émission spontanée, entraînant des effets de saturation importants.

En incorporant τ_s et I_s , dans l'Eq. (III.14) et prenant le rapport N_R / N_{R0} donne :

$$\frac{N_R}{N_{R0}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho^2 \int_0^{\infty} dt \int_0^t d\tau \frac{\tau_s I_s n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d) \hat{N}_L(\tau) \hat{I}(\rho)}{2\sqrt{12}\tau_n n_0} \times \exp\left[\frac{\tau_s \sigma_{eff} I_s}{2\sqrt{12}\tau_n} (\tau - t) + (1 + \alpha) \pi \sigma_{eff}(\omega_d) I_s \hat{I}(\rho) \int_t^{\tau} N_L(\gamma) d\gamma\right] \quad (III.21)$$

L'équation (III.21) est le résultat principal de cette section. Cette équation décrit l'effet de la saturation sur un système laser pulsé pour une forme temporelle d'impulsion arbitraire $\hat{N}_L(t)$, faisceau de Section efficace $\hat{I}(\rho)$ et le profil de la raie spectrale $\hat{g}(\omega)$ [$\sigma_{eff}(\omega_d)$ est une fonction de $\hat{g}(\omega)$]. Cependant, Si la forme de $\hat{I}(\rho)$, $\hat{N}_L(t)$, et $\hat{g}(\omega)$ est connue, l'équation (III.21) peut s'écrire seulement en fonction de I_s et τ_s et $\Delta\omega_{rms}$. $\sigma_{eff}(\omega_d)$ est également une fonction de $(\Delta\omega_{rms})$

Comme on le verra plus loin, la dépendance de l'équation (III.21), en I_s , devient négligeable pour, $\Delta t_{rms} \gg \tau_n$. Dans ce cas, les deux paramètres, τ_s et $\Delta\omega_{rms}$, déterminent l'effet de la longueur d'impulsion, de l'énergie d'impulsion, de la largeur de faisceau et largeur de raie spectral sur la saturation. Pour illustrer cette dépendance, l'équation III.21 est évaluée pour un faisceau laser pulsé de forme rectangulaire.

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

Pour ce cas, $N_L(t)$ est donné par une impulsion rectangulaire et $I(\rho)$ est donné par une section efficace de faisceau uniforme

$$N_L(t) = \begin{cases} \frac{N_L}{\Delta t} & 0 < t < \Delta t \\ 0 & \text{autre part} \end{cases}, \quad (\text{III.22})$$

$$I(\rho) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \Delta \rho^2} & 0 < |\rho| < \Delta \rho \\ 0 & \text{autre part,} \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

où Δt est la longueur de l'impulsion et $\Delta \rho$ est le rayon du faisceau. La longueur efficace de l'impulsion rectangulaire est $\Delta t_{\text{rms}} = \Delta t / \sqrt{12}$. Nous définissons le rayon rms du faisceau $\Delta \rho_{\text{rms}}$ comme le deuxième moment de la distribution qui résulte de l'intégration de $I(\rho)$ sur une dimension du plan défini par ρ . Le rayon rms de la section transversale du faisceau uniforme est $\Delta \rho_{\text{rms}} = \Delta \rho / 2$. la Substitution de l' Eq. (III.22) dans l'équation. (III.16) et de l' Eq. (III.23) dans l'équation (III.15) donne les fonctions sans dimension :

$$\hat{N}_L(t') = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{12}} & 0 < t' < \sqrt{12} \\ 0 & \text{autre part} \end{cases}, \quad (\text{III.24})$$

Et

$$\hat{I}(\rho') = \begin{cases} \frac{1}{4\pi} & 0 < |\rho'| < 2 \\ 0 & \text{autre part,} \end{cases} \quad (\text{III.25})$$

Substituer des Eqs. (III.24) et (III.25) dans l'équation (III.21) et performant l'intégration sur τ , t et le plan défini par ρ donne

$$\frac{N_R}{N_{R0}} = \frac{1}{\sigma_t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d)}{n_0 \left(1 + \frac{\tau_n (1+\alpha) \sigma_{eff}(\omega_d)}{2 \tau_s \sigma_t} \right)} \left[1 - \frac{(1+\alpha)}{\frac{\tau_s \sigma_t}{\tau_n} \left(\frac{\tau_s \sigma_t}{\tau_n \sigma_{eff}(\omega_d)} + \frac{(1+\alpha)}{2} \right)} \right] \left\{ \exp\left(-\frac{\sigma_{eff}(\omega_d) I_s}{2} \left(\frac{\tau_s \sigma_t}{\tau_n \sigma_{eff}(\omega_d)} + \frac{(1+\alpha)}{2} \right) \right) - 1 \right\} d\omega_d \quad (\text{III.26})$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

Si la longueur d'impulsion Δt est beaucoup plus grande que la durée de vie radiative τ_n , il peut être montré que $\tau_s \sigma_t I_s / \tau_n \gg 1$ et Eq. (III.26) est très proche de

$$\frac{N_R}{N_{R0}} = \frac{1}{\sigma_t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(\omega_d) \sigma_{eff}(\omega_d)}{n_0 \left(1 + \frac{\tau_n (1 + \alpha) \sigma_{eff}(\omega_d)}{2 \tau_s \sigma_t} \right)} d\omega_d \quad (III.27)$$

III.3.2. interprétation et comparaison des résultats

Malheureusement, le résultat obtenu dans notre cas, n'est pas facile à interpréter en termes de longueur d'impulsion de laser, énergie d'impulsion, largeur de faisceau, et largeur des raies spectrales. pour illustrer l'influence de ces paramètres sur la saturation, les résultats sont évalués pour deux types de laser :

- Un faisceau laser de spectre large
- Un faisceau laser de spectre étroit.

Pour exécuter ces calculs, la forme de $\sigma(\omega)$ de $n(\omega_d)$ doit également être connue . la section efficace d'absorption $\sigma(\omega)$ a un profil de forme Lorentzienne est donnée par :

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0 \left(\frac{\Delta\omega}{2} \right)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Delta\omega/2)^2} \quad (III.28)$$

où $\Delta\omega$ est le FWHM du spectre, le σ_0 est le pic de section efficace, et ω_0 est la fréquence centrale. la distribution des atomes $n(\omega_d)$ de fréquence de Doppler est donnée par un profil gaussien .

Nous écrivons

$$n_{\omega_d} = \frac{n_0 \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp \left\{ - \left(\frac{2 \sqrt{\ln 2} \omega_d}{\Delta\omega} \right)^2 \right\} \quad (III.29)$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

où $\Delta\omega_d$ est la largeur à mi- hauteur (FWHM) de la distribution.

L'élargissement Doppler est supposé dominant l'élargissement normal, impliquant $\Delta\omega_d > \Delta\omega$.

Rappelons que $\sigma(\omega)$ est le résultat d'élargissement homogène. l'élargissement non homogène est caractérisé par $n(\omega_d)$.

Considérons d'abord la situation dans laquelle la largeur de la raie du faisceau laser est grande par rapport à $\Delta\omega_d$. Il s'ensuit $g(\omega)$ sera approximativement constant sur la gamme des fréquences du spectre d'absorption $\sigma(\omega)$. Alors la section efficace effective $\sigma_{eff}(\omega_d)$ est donnée par:

$$\begin{aligned} \sigma_{eff} &= g(\omega_0) \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega - \omega_d) d\omega \\ &= \frac{g(\omega_0) \sigma_0 \Delta\omega \pi}{2} \end{aligned} \quad (III.30)$$

où ω_0 est la fréquence centrale de $\sigma(\omega)$.

En combinant les équations III.13, III.27 et III. 30 , on peut exprimer le rapport $\frac{N_R}{N_{R0}}$ Pour ;

En posant,

$$\sigma_t = \sigma_{eff}(\omega_d)$$

$$\alpha = \frac{g_1}{g_2} = 1$$

- **Faisceau de laser d'un spectre large:**

$$\frac{N_R}{N_{R0}} = \frac{\tau_s}{\tau_n} \left(1 + \frac{\tau_s}{\tau_n}\right)^{-1} \quad (III.31)$$

- **Faisceau de laser d'un spectre étroit :**

$$\frac{N_R}{N_{R0}} = \left\{ \frac{\tau_s \Delta\omega \sqrt{\pi \ln 2}}{\tau_n \Delta\omega_d} \left(1 + \frac{\tau_s \Delta\omega \sqrt{\pi \ln 2}}{\tau_n \Delta\omega_d}\right)^{-1} \right\}^{1/2} \quad (III.32)$$

les deux courbes représentées dans la figure III.3 , illustrent les effets de saturation en

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

N_R / N_{R0} en fonction du rapport τ_s / τ_n .

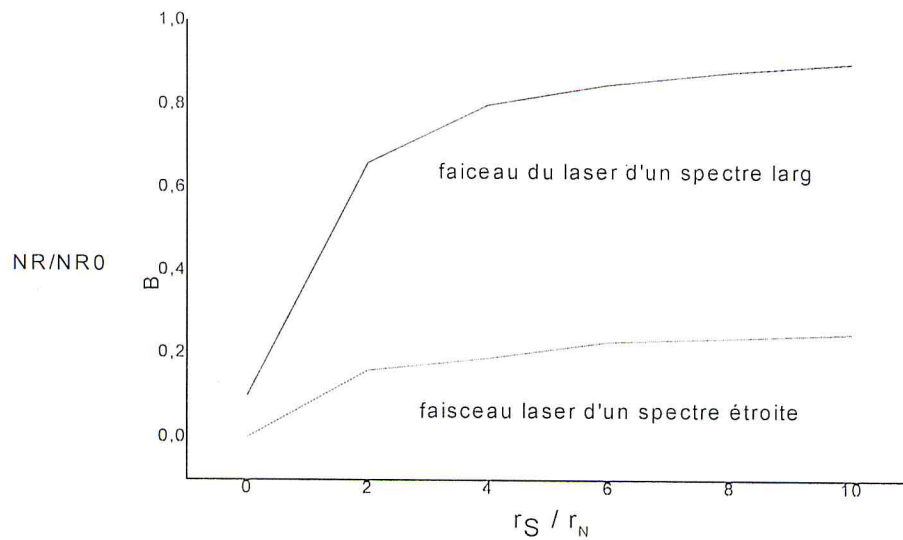


Figure III.2 : Effets de saturation pour faisceau laser d'un spectre large et étroit $\frac{N_R}{N_{R0}}$ en fonction de $\frac{\tau_s}{\tau_n}$

En effet, les courbes présentées sur la figure III.2 montrent deux résultats importants :

1. D'après la définition de τ_s (équation III.20), ce temps de saturation τ_s est proportionnel à la longueur de l'impulsion et à la largeur du faisceau laser, et inversement proportionnel à l'énergie de l'impulsion. Alors, la figure montre que l'effet de saturation diminue; c.-à-d.: le rapport $\frac{N_R}{N_{R0}}$ augmente, avec la largeur du faisceau et la longueur de l'impulsion, et augmente avec l'énergie de l'impulsion.
2. Pour une valeur donnée $\frac{\tau_s}{\tau_n}$, les effets de saturation sont importants pour un faisceau de bande étroite par rapport à un faisceau large. En effet, un faisceau étroit est accordé à une seule transition, et qui peut dépeupler un niveau fondamental. Ce résultat s'accorde bien, avec ce qui était détaillé dans le chapitre 2, pour le pompage optique par un faisceau mono- fréquence.

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

III. 4.1. Formalisme de la matrice densité

Pour un faisceau laser pulsé, d'une durée d'impulsion courte, comparée à la durée de vie naturelle de 16 ns , l'équation du taux que nous venons d'utiliser est mal adapté et, doit être remplacée par formalisme de matrice de densité (Equations de Bloch). Milloni et Thode , ont discuté avec beaucoup de détails la physique de ce cas . La matrice de densité décrit l'état statistique d'un ensemble d'atomes dans l'espace d'état de la transition D2 de l'atome de sodium.

Nous commençons cette partie par introduire le formalisme de matrice de densité et nous déduirons les équations Bloch optiques pour un système à deux niveaux , Le calcul est semi-classique.

III.4.2 Interaction d'un système à deux niveaux et d'un champ Electro-magnétique classique

Considérons un système d'atome à deux niveau, Nous définissons d'une part l'état fondamental a, et d'autre part le premier état excité b. L'hamiltonien d'interaction entre atome et le champ incident peut s'écrire sous la forme d'un moment dipolaire électrique

$$H_{int} = - D \cdot E(t) \quad (III.33)$$

Où D est le moment dipolaire électrique de l'atome .

$$D = q \cdot r \quad (III.34)$$

E(t) est le champ associé au rayonnement électromagnétique incident, traité de manière classique en l'exprimant sous la forme :

$$E(t) = \epsilon_0 \cos \omega_L t \quad (III.35)$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

Cette interaction fait intervenir les éléments de matrice

$$\langle a | \vec{\epsilon} \cdot D | b \rangle = \langle b | \vec{\epsilon} \cdot D | a \rangle = d_{ab} \quad (\text{III.36})$$

les éléments diagonaux de matrice de moment dipolaire sont nuls à cause de la parité :

$$\langle a | \vec{\epsilon} \cdot D | a \rangle = \langle b | \vec{\epsilon} \cdot D | b \rangle = 0 \quad (\text{III.37})$$

et le hamiltonien total du système s'écrit :

$$H = H_0 + H_{\text{int}} \quad (\text{III.38})$$

III.4.3 Evolution temporelle du système :

Evolution temporelle d'un système à deux niveaux soumis à un rayonnement incident est donnée par l'équation de Liouville.

$$i\hbar \dot{\sigma} = [H_0 - d \cdot \epsilon_0 \cos \omega_L t, \sigma] \quad (\text{III.39})$$

Où σ est la matrice densité atomique.

L'approximation des vitesses de variation indépendantes consiste à ajouter indépendamment ces vitesses de, ce qui donne les équations suivantes:

$$\dot{\sigma}_{bb} = i \Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) - \Gamma \sigma_{bb} \quad (\text{III.40})$$

$$\dot{\sigma}_{aa} = -i \Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \Gamma \sigma_{bb} \quad (\text{III.41})$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = i \omega_0 \sigma_{ab} - i \Omega_1 \cos \omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ab} \quad (\text{III.42})$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$\dot{\sigma}_{ba} = -i\omega_0\sigma_{ba} - i\Omega_1 \cos\omega_L t (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \frac{\Gamma}{2}\sigma_{ba} \quad (\text{III.43})$$

nous avons posé

$$\hbar\Omega_1 = -d_{ab} \cdot \epsilon_0 \quad (\text{III.44})$$

la fréquence Ω_1 est appelée « fréquence de rabi ». Elle caractérise l'intensité du couplage entre l'atome et l'onde incidente.

ces équation satisfont :

$$\dot{\sigma}_{aa} + \dot{\sigma}_{bb} = 1 \quad (\text{III.45})$$

III.4.4 Equations de Bloch Optique :

Le dipôle d , qui est purement non diagonal dans la base $\{|a\rangle, |b\rangle\}$, peut être écrit, d'après (III.36)

$$d = d_{ab}(|b\rangle\langle a| + |a\rangle\langle b|) = d_+ + d_- \quad (\text{III.46})$$

$$\text{Avec : } d_{\pm} = d_{ab}\rho_{\pm} \quad ; \quad \rho_+ = |b\rangle\langle a| \quad \text{et} \quad \rho_- = |a\rangle\langle b| \quad (\text{III.47})$$

Il vient, compte tenu de (III.44)

$$-d \cdot \epsilon_0 \cos \omega_L t = \frac{1}{2} \hbar \Omega_1 [\rho_+ e^{-i\omega_L t} + \rho_- e^{i\omega_L t} + \rho_- e^{-i\omega_L t} + \rho_+ e^{i\omega_L t}] \quad (\text{III.48})$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

les deux premiers termes de la parenthèse sont associés à l'absorption et l'émission d'un photon par le système à deux niveau. Ces processus sont résonants au voisinage de $\omega_L = \omega_0$ et sont beaucoup plus importants que les processus non résonnants associés aux deux derniers termes. Ces deux derniers termes seront donc négligés par la suite, ce qui constitue l'approximation du champ tournant . Dans le cadre de cette approximation, et en introduisant les termes de relaxation de manière phénoménologique, nous trouvons les équations suivantes

$$\frac{d}{dt} \delta_{bb} = i \frac{\Omega_1}{2} (\delta_{ba} - \delta_{ab}) - \Gamma \delta_{bb} \quad (\text{III.49})$$

$$\frac{d}{dt} \delta_{aa} = i \frac{\Omega_1}{2} (\delta_{ba} - \delta_{ab}) + \Gamma \delta_{bb} \quad (\text{III.50})$$

$$\frac{d}{dt} \delta_{ab} = -i \delta_L \delta_{ab} - i \frac{\Omega_1}{2} (\delta_{bb} - \delta_{aa}) - \Gamma \delta_{ab} \quad (\text{III.51})$$

$$\frac{d}{dt} \delta_{ba} = i \delta_L \delta_{ba} + i \frac{\Omega_1}{2} (\delta_{bb} - \delta_{aa}) - \Gamma \delta_{ba} \quad (\text{III.52})$$

Ou
$$\delta_L = \omega_L - \omega_0 \quad (\text{III.53})$$

Notons que nous avons toujours

$$d(\delta_{aa} + \delta_{bb})/dt = 0 \quad (\text{III.54})$$

c) autres formes des équations de Bloch optiques

$$S_+ = e^{-i\omega_L t} \rho_+ = e^{-i\omega_L t} |b\rangle\langle a| \quad (\text{III.55})$$

$$S_- = e^{i\omega_L t} \rho_- = e^{i\omega_L t} |a\rangle\langle b| \quad (\text{III.56})$$

$$S_z = \frac{1}{2} (|b\rangle\langle b| - |a\rangle\langle a|) \quad (\text{III.57})$$

Dont les valeurs moyennes valent :

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$\langle s_+ \rangle = \text{Tr}(\sigma \rho_+ e^{-i\omega_L t}) = \sigma_{ab} e^{-i\omega_L t} = \phi_{ab} \quad (\text{III.58})$$

$$\langle s_- \rangle = \text{Tr}(\sigma \rho_- e^{i\omega_L t}) = \sigma_{ba} e^{i\omega_L t} = \phi_{ba} \quad (\text{III.59})$$

$$\langle S_Z \rangle = \text{Tr}\left[\frac{1}{2}(|b\rangle\langle b| - |a\rangle\langle a|)\right] = \frac{1}{2}(\phi_{bb} - \phi_{aa}) \quad (\text{III.60})$$

Jointes a la condition de normalisation :

$$\sigma_{aa} + \sigma_{bb} = \phi_{bb} - \phi_{aa} = 1 \quad (\text{III.61})$$

Ces équations permettent de réécrire sous la forme :

$$\langle \dot{s}_+ \rangle = -\left(i\delta_L + \frac{\Gamma}{2}\right) \langle s_+ \rangle - i\Omega_1 \langle S_Z \rangle \quad (\text{III.62})$$

$$\langle \dot{s}_- \rangle = -\left(-i\delta_L + \frac{\Gamma}{2}\right) \langle s_- \rangle + i\Omega_1 \langle S_Z \rangle \quad (\text{III.63})$$

$$\langle \dot{S}_Z \rangle = \frac{i\Omega_1}{2} [\langle s_- \rangle - \langle s_+ \rangle] - \Gamma \left(\langle S_Z \rangle + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{III.64})$$

Introduisons enfin d'autres variables

$$u = \frac{1}{2}(\phi_{ab} - \phi_{ba}) \quad (\text{III.65})$$

$$v = \frac{1}{2i}(\phi_{ab} + \phi_{ba}) \quad (\text{III.66})$$

$$w = \frac{1}{2}(\phi_{bb} - \phi_{aa}) \quad (\text{III.67})$$

qui sont les trois composantes du vecteur de Bloch . En les dérivant par rapport au temps, nous trouvons :

$$\dot{u} = \delta_L v - \frac{\Gamma}{2} u \quad (\text{III.68})$$

$$\dot{v} = -\delta_L u - \Omega_1 w - \frac{\Gamma}{2} v \quad (\text{III.69})$$

$$\dot{w} = \Omega_1 v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \quad (\text{III.70})$$

III.5. Application à l'atome de sodium :

La raie D_2 ($3P_{3/2}$, $3S_{1/2}$) est traitée comme un système unique à deux niveaux avec une largeur Doppler efficace = 3GHz. Pour des impulsions courtes par rapport à la durée radiative, le modèle à deux niveaux est le mieux adapté. Pour des impulsions plus longues le modèle est moins précis, mais raisonnable en première approximation. Pour traiter un tel modèle il faut utiliser les équations de Bloch optique :

D'après Milloni les équations de Bloch sont données par [mill]:

$$\dot{u} = -\Delta v - \beta u \quad (\text{III.71})$$

$$\dot{v} = -\Delta u - \beta v + kE_0 w \quad (\text{III.72})$$

$$\dot{w} = -\Gamma(w + 1) - kE_0 w \quad (\text{III.73})$$

Où $\Delta = \omega_0 - \omega$ est le désaccord, $k = d / \hbar$, où d est le moment dipolaire de la transition, Γ est le taux de relaxation, w est la différence entre la probabilité P_2 de niveau excité et la probabilité P_1 de niveau fondamental.

$$w = P_2 - P_1, \quad P_1 + P_2 = 1 \quad (\text{III.74})$$

et u, v sont les éléments non diagonaux de la matrice de densité et E_0 est l'amplitude du champ électrique $E = E_0(t) \cos \omega t$.

Pour des impulsions longues, où la durée de pulsation est grande par rapport à β^{-1} , les solutions stationnaires de u et v sont:

$$u \cong -\frac{\Delta}{\beta} v \quad (\text{III.75})$$

$$v \cong \frac{k^2 E_0 \beta}{\Delta^2 + \beta^2} w \quad (\text{III.76})$$

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$\dot{w} = -\Gamma(w + 1) - \frac{k^2 E_0^2 \beta}{\Delta^2 + \beta^2} w \quad (\text{III.77})$$

Comme l'intensité est $I = (c/8\pi)E_0^2$, et le coefficient d'émission spontanée

$$A = 4 d^2 w_0^3 / 3 \hbar C^2 = 4 k^2 \hbar w_0^3 / 3 C^3$$

On trouve

$$\dot{w} = -\Gamma(w + 1) - \frac{8\pi k^2}{c} I \frac{\beta}{\Delta^2 + \beta^2} w \quad (\text{III.78})$$

$$\frac{8\pi k^2}{c} I \frac{\beta}{\Delta^2 + \beta^2} \simeq \frac{3}{\hbar w_0} \left(\frac{\lambda^2 A}{4\pi} \right) I S(\nu) = 2R \quad (\text{III.79})$$

$$\frac{8\pi k^2}{c} I \frac{\beta}{\Delta^2 + \beta^2} = \frac{3}{\hbar w_0} \left(\frac{\lambda^2 A}{4\pi} \right) I S(\nu) \equiv 2R \quad (\text{III.80})$$

Où $S(\nu) = (\delta\nu_0/\pi)[(\nu - \nu_0) + \delta\nu^2]^{-1}$ est l'équation de forme lorentzienne.

A partir l'équation on a

$$2\dot{P}_2 = \dot{w}$$

A partir des équations (III.74) et (III.77), la probabilité du niveau excité P_2 peut s'écrire sous la forme suivante

$$\dot{P}_2 = -\Gamma P_2 - R(P_2 - P_1) \quad (\text{III.81})$$

qui est l'équation de taux, avec R est le taux d'absorption (et émission stimulée). Cela montre que l'équation de taux est une approximation d'équations Bloch Optique. En général, les équations de taux perdent leur application dans le cas de très courtes impulsions.

A partir des équations (III.) et (III.81), la probabilité de niveau excité P_2 peut s'écrire sous la forme suivante :

Chapitre III : étude l'effet de saturation de l'atome de sodium

$$P_2 = \frac{1}{2} \frac{I/I_{sat}}{1+I/I_{sat}} \quad (\text{III.82})$$

$$I_{sat} = \frac{4\pi\gamma h\nu_0}{3\lambda^2 AS(\nu)} \quad (\text{III.83})$$

En résonance : $[\nu = \nu_0, S(\nu) = 1/\pi\delta\nu_0]$,

$$I_{sat} = \frac{\pi h\nu A}{3\lambda^2} \quad (\text{III.84})$$

$I_{sat} = 6\text{mW/cm}^2$, cette valeur de I_{sat} est calculée pour une largeur homogène, Cette valeur de I_{sat} est en excellent accord avec l'élargissement de la puissance mesurée (saturation) d'une transition de la raie D pompée optiquement, dont la largeur de raie homogène théorique est $\delta\nu_0(1+I/I_{sat})^{1/2}$.

Conclusion

Conclusion

En conclusion, nous pouvons dire que l'efficacité de l'étoile laser de sodium LGS dépend de nombreux paramètres : La puissance du faisceau laser excitateur, spectre et la polarisation de laser, le mode de fonctionnement de laser, transmission atmosphérique, la distance de la couche, la densité de la colonne de sodium et les taux de collisions atomiques, etc. En outre pompage optique, recul atomique et effet de saturation du sodium atomes doivent être pris en compte.

Au cours de ce mémoire nous avons exposé, certains effets, et aussi certaines propriétés importantes de l'atome de sodium à travers des travaux déjà effectués, on a vu que le mécanisme de pompage optique de l'atome de sodium, a une fortes influences sur la création des étoiles laser. Pour un pompage optique optimal, les atomes devraient être excités avec un faisceau laser polarisé circulairement,

Nous avons vu également que, quelle que soit la méthode utilisée pour exciter les atomes de sodium ; laser continu ou laser pulsé, il survient un problème limitant qui est la saturation des transitions excitées, Cette effet a été étudié en détail dans le chapitre trois. En effet, les effets d'absorption de résonance non linéaire (saturation), pour les systèmes laser pulsé, qui ont une durée d'impulsion supérieur à la durée de vie radiative naturelle, sont quantifiés en termes de , l'énergie d'impulsion, longueur d'impulsion, largeur de faisceau et largeur de la raie. D'un point de vu physique, cet effet intervient lorsque la densité de puissance de faisceau laser est importante. Cette densité d'énergie de laser modifie la densité de population de l'état fondamental de l'atome de sodium, entraînant une réduction significative de signale de rétrodiffusé.

Les paramètres fondamentaux décrivant les effets de saturation sont le temps de saturation τ_s et la Largeur de raie $\Delta\omega_m$ de laser. Le rapport $\frac{\tau_s}{\tau_n}$ est une mesure du niveau de saturation et est proportionnel à la longueur d'impulsion et à la largeur du faisceau et inversement proportionnel à l'énergie d'impulsion. Le choix de $\frac{\tau_s}{\tau_n}$ implique des compromis de ces paramètres laser. D'autre part, la largeur de la raie spectrale peut être choisie pour minimiser les effets de saturation. Pour réduire ces effets, nous pouvons augmenter la largeur spectrale du laser de telle sorte qu'il puisse exciter plusieurs groupes de vitesse atomique. Donc utiliser la largeur Doppler de la transition et non pas uniquement sa largeur naturelle.

Bibliographie

[Dem 03] Demtroeder W., Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation 3rd Ed., Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, GER, 2003.

[Hol09] Holzloehner, R., Rochester, S.M., Bonaccini Calia, D., Budker, D., Higbie, J.M., and Hackenberg, W., Optimization of cw sodium laser guide star efficiency, A and A 510, A20, October 2009.

[Iona] Etude photométrique de l'atome de sodium application aux étoiles lasers (LGS et PLGS) :thèse doctoral : université Joseph Fourier-Grenoble

[Kibb] Kibblewhite, E.J., The Physics of Sodium Laser Guidestars: Predicting and Enhancing the Photon Return, AMOS Conference Proceedings, January 2009.

[Mill99] Milonni, P. W., Fearn, H., Telle, J. M. and Fugate, R. Q., Theory of continuous-wave excitation of the sodium beacon, J. Opt. Soc. Am., A 16, pp. 2555-2566, 1999.

[sve82] Svelto principle of laser , 1982 2nd ed, (Plenum Press, New York).

[Ung89] Ungar, P. J., Weiss, D. S., Riis, E. and Chu, S., Optical Molasses and multilevel atoms: theory, J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 6, No. 11, November 1989.

[welsh] "Nonlinear resonant absorption effects on the design of resonance fluorescence lidars and laser guide stars" October 1989 / Vol. 28, No. 19 / APPLIED OPTICS

[Fig1.1] <http://www.club-astronomie.org/chroniques/La%20collimation%20des%20telescopes>.

