



HAL
open science

Spectroscopie à deux lasers sur un système interdit à trois niveaux: $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ dans le césium

Michel Lintz

► **To cite this version:**

Michel Lintz. Spectroscopie à deux lasers sur un système interdit à trois niveaux: $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ dans le césium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1987. Français. NNT: . tel-00011861

HAL Id: tel-00011861

<https://theses.hal.science/tel-00011861>

Submitted on 9 Mar 2006

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.

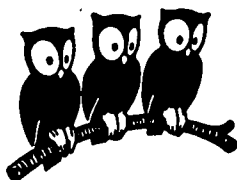
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



THÈSE
présentée
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI - SCIENCES PHYSIQUES -

PAR

Michel LINTZ

SUJET : SPECTROSCOPIE A DEUX LASERS SUR UN SYSTEME INTERDIT
A TROIS NIVEAUX : $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ DANS LE
CESIUM

Soutenue le 16 Septembre 1987 devant la commission d'examen

M. S. HAROCHE Président
M. M. DUCLOY
M. S. LIBERMAN
Mme C.A. PIKETTY
M. L. POTTIER

ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

T H E S E
présentée
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI - SCIENCES PHYSIQUES -

PAR

Michel LINTZ

SUJET : SPECTROSCOPIE A DEUX LASERS SUR UN SYSTEME INTERDIT
A TROIS NIVEAUX : $6S_{1/2}$ - $7S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ DANS LE
CESIUM

Soutenu le 16 Septembre 1987 devant la commission d'examen

M.	S. HAROCHE	Président
M.	M. DUCLOY	
M.	S. LIBERMAN	
Mme	C.A. PIKETTY	
M.	L. POTTIER	

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, au cours des années 84 à 87. En m'y accueillant, MM. BROSSEL et DUPONT-ROC, directeurs du laboratoire, m'ont permis de bénéficier d'un environnement scientifique exceptionnel.

Marie-Anne BOUCHIAT et Lionel POTTIER ont constamment dirigé ce travail. Leur compréhension de la physique et leur disponibilité ont fait de ces trois années de recherche un enrichissement permanent. Je suis heureux de leur témoigner ici de ma profonde reconnaissance.

J'ai pu bénéficier des conseils quotidiens et de la collaboration amicale de Jocelyne GUENA et Philippe JACQUIER. Ce travail leur doit beaucoup.

Je suis très reconnaissant à Mme PIKETTY et à MM. DUCLOY, HAROCHE et LIBERMAN de l'intérêt qu'ils ont bien voulu manifester pour cette thèse en acceptant de participer au jury.

Par delà les ingénieurs André CLOUQUEUR et Gérard TRENEC, je tiens à remercier l'ensemble des personnels des ateliers d'électronique et de mécanique pour leur contribution matérielle au montage expérimental.

Je remercie enfin Mme BOUNIOL qui, assistée de Mlles GUILLAUME et MISTA, a assuré la frappe de ce mémoire, Mme MOISSENET qui a reproduit les figures, Mme AUDOIN qui a assuré le tirage de cette thèse, et M. MANCEAU la reliure.

INTRODUCTION

La grande percée de la physique des quinze dernières années est l'apparition des théories de jauge, qui se sont progressivement imposées comme cadre théorique capable de rendre compte des interactions entre particules élémentaires. Le travail que nous présentons ici trouve sa motivation profonde dans la confrontation du "Modèle Standard" avec les expériences de basse énergie: celles qui mesurent la violation de parité dans l'atome, liée à l'échange de bosons Z^0 entre l'électron et le noyau atomique. C'est sur une transition atomique très interdite excitée par un laser qu'ont été obtenus les résultats jusqu'ici les plus précis. Toutefois, en améliorant encore la précision on accéderait à des informations fondamentales concernant des aspects encore non testés de la structure de théorie de jauge. Pour améliorer la statistique nous envisageons une méthode de détection plus efficace. L'idée est de détecter les atomes excités non plus par fluorescence mais par émission stimulée: l'information, émise dans une seule direction (celle du faisceau sonde), peut en principe être collectée intégralement. Ainsi avons nous été conduits à étudier, au lieu d'une transition interdite isolée, le système atomique plus complexe constitué par trois niveaux couplés à deux lasers dont l'un excite une transition très interdite. C'est précisément sur l'étude de ce système à trois niveaux de caractère "interdit", laquelle devait nécessairement précéder les mesures de violation de parité sur un tel système, que porte l'essentiel du présent travail. Avant d'en indiquer les grandes lignes, nous allons en expliciter les motivations.

* * * * *

* * *

Où en est la vérification expérimentale du modèle standard ?

La mise au point du Modèle Standard des interactions faibles, électromagnétiques et fortes [1] est sans doute une des plus belles réussites de la physique. Dans le cadre d'un même formalisme mathématiquement cohérent, il décrit avec précision les interactions qui déterminent le comportement de la matière en termes d'échange de particules de masse nulle (photon, gluons) pour les interactions électromagnétiques et fortes, et en termes d'échanges de bosons W^\pm et Z^0 (de masses $\simeq 100 \text{ GeV}/c^2$) pour les interactions faibles.

Les confirmations du modèle standard sont déjà nombreuses. Ainsi ont été observés des processus à courants neutres tels que [2],

$$\text{neutrino} + \text{hadron} \rightarrow \text{neutrino} + \text{hadrons}$$

ou encore des diffusions électron-deutéron violant la parité [3], dont l'Electrodynamique Quantique et la théorie de Fermi des interactions faibles ne sauraient rendre compte. Plus récemment ont été observées au C.E.R.N. les désintégrations de bosons W^\pm et Z^0 produits lors de collisions proton-antiproton de hautes énergies [4]. Mais dans ces expériences, les énergies sont typiquement de plusieurs GeV, voire de l'ordre des énergies de masse des bosons Z^0 et W^\pm .

Vers l'autre extrémité de l'échelle des énergies ($E \ll M_Z c^2$), les mesures de violation de parité réalisées sur les atomes stables [5] donnent également des informations sur les couplages Z^0 -électron et Z^0 -nucléon. Pour cette raison, et parce que les informations obtenues sont complémentaires de celles obtenues à hautes énergies, les expériences de violation de parité en physique atomique jouent un rôle tout à fait important dans la mise à l'épreuve de la théorie électrofaible par l'expérience.

Avec leur précision présente ($\simeq 10\%$), ces expériences ont permis d'obtenir pour la charge faible du noyau de césium (grandeur analogue à la charge électrique du noyau et caractérisant le couplage vectoriel Z^0 -noyau) une valeur en accord avec le Modèle Standard. Ce résultat impose des limites assez strictes à l'existence d'un deuxième boson vectoriel neutre massif Z'^0 auquel s'avèrent en général moins sensibles les expériences de hautes énergies [6].

A l'heure actuelle, toutes les expériences, à quelque énergie que ce soit, ont donné des résultats compatibles avec le Modèle Standard [7]. Cependant, plusieurs prédictions du Modèle Standard, essentielles parce qu'elles touchent à la structure même de la théorie, n'ont pas encore pu être testées faute d'accélérateurs assez puissants. Ainsi le Modèle Standard prévoit l'existence d'interactions à trois ou quatre bosons de jauge, caractéristiques des théories de jauge non abéliennes. La prédiction d'un moment magnétique anormal et d'un moment quadrupolaire électrique pour les bosons W^\pm constitue également une différence essentielle par rapport à l'électrodynamique. Quant au boson de Higgs, sans lequel les particules (bosons W^\pm et Z^0 , mais aussi léptons et quarks) seraient de masse nulle, il n'a toujours pas été détecté.

Prochaine étape: améliorer la précision

Peut-être des accélérateurs assez puissants permettront-ils un jour d'observer directement ces particules ou ces couplages. Mais on peut d'ores et

déjà envisager une approche certes plus indirecte mais aussi plus globale: l'étude des corrections radiatives. En effet lorsqu'on prend en compte l'émission et la réabsorption de particules virtuelles, tous les couplages et toutes les particules sont susceptibles d'intervenir. La connaissance des corrections radiatives donne en principe accès à des processus dont l'observation directe nécessiterait des énergies encore non disponibles.

Les corrections radiatives n'ont pas encore été mises en évidence [8]. Leur valeur attendue sur certains paramètres physiques peut atteindre plusieurs pour cent. Une telle précision sur les vérifications du Modèle Standard paraît maintenant envisageable à haute énergie grâce aux expériences qui auront lieu dans quelques années sur le grand collisionneur e^+e^- du C.E.R.N. [9]. Mais il importe de mesurer ces corrections radiatives sur des grandeurs physiques différentes et sur domaine d'énergie aussi vaste que possible. En physique atomique, une précision de 1% sur les mesures de violation de parité donnerait accès aux corrections radiatives sur la charge faible du noyau et serait par conséquent d'une très grande importance. Par ailleurs, en répétant ces mesures sur plusieurs transitions hyperfines différentes, on pourrait extraire deux contributions mettant en jeu le spin nucléaire et jamais encore observées. La première est le couplage axial Z^0 -nucléon [10-III]. Prédit par le Modèle Standard comme le couplage vectoriel, il est par contre beaucoup plus petit. L'autre contribution est le "moment anapolaire nucléaire", qui résulte de l'échange de bosons W^\pm et Z^0 entre les nucléons. Son observation apporterait une information sur les interactions violant la parité à l'intérieur du noyau [11].

Le nouveau projet de l'E.N.S.

C'est dans le but d'atteindre une précision de l'ordre de 1% sur la mesure de violation de parité qu'a été conçu à l'E.N.S. un nouveau projet expérimental avec pour points de départ quelques idées nouvelles [12] et l'effort technologique assidu [13] qui était parvenu à rendre efficace l'excitation pulsée de la transition 6S-7S du césium. Mais avant d'indiquer le principe de la future expérience, rappelons brièvement la méthode utilisée dans les deux mesures de violation de parité réalisées au laboratoire en 1982 et 1983 [14,10].

L'atome étudié est le césium car le signal cherché croît légèrement plus vite que le cube du numéro atomique [15]. Or le ^{133}Cs est le plus lourd des atomes stables à un seul électron de valence: le calcul de structure atomique, qui permet de relier le dipôle violant la parité à la charge faible du noyau est donc plus facile et surtout plus fiable [16]. Par suite il permet une

confrontation plus précise entre l'expérience et la prédiction du Modèle Standard. A l'heure actuelle, l'incertitude associée à ce calcul de physique atomique, au plus de quelques pour cent [16,17], est petite devant l'incertitude expérimentale. L'expérience est difficile: la quantité que l'on cherche à mesurer (distorsion des fonctions d'onde atomiques par mélange entre états de parités différentes), bien que reconnaissable à sa symétrie particulière, n'excède pas 10^{-11} .

Invariante par renversement du temps, l'interaction faible qui viole la parité ne peut se manifester dans un état atomique stationnaire mais seulement dans une transition atomique. Pour les expériences sur le césium, tant à l'E.N.S. [10] qu'à Boulder [18], on a choisi une transition très interdite (6S-7S; fig. 1-a) afin de défavoriser les processus purement électromagnétiques et de réduire par là les risques d'effets systématiques. (Sur une transition permise, l'asymétrie à mesurer serait de l'ordre de 10^{-11}). A l'E.N.S., une asymétrie droite-gauche a été observée en analysant la polarisation de la fluorescence $7S-6P_{3/2}$. L'efficacité de cette méthode est essentiellement limitée par le faible angle solide de détection: seulement un photon émis sur 2000 est détecté.

Dans la future expérience [12,13], l'excitation sera pulsée, réalisant ainsi une inversion de population entre les niveaux 7S et 6P, et l'observable sera l'amplification transitoire d'un faisceau sonde résonnant avec la transition $7S-6P_{3/2}$. Tous les atomes excités contribueront à amplifier le faisceau sonde et seront donc en principe détectés. C'est précisément cette idée qui a constitué le point de départ du projet en cours. En outre l'asymétrie droite-gauche devrait se trouver amplifiée dans la propagation lorsque le gain est supérieur à 1. Dans le souci d'accroître le volume d'interaction, les deux faisceaux sont superposés de façon colinéaire (fig. 1-b). Cette géométrie présente également l'intérêt de permettre l'observation de signaux sans largeur Doppler.

Phase préliminaire : contenu du présent travail

Avant d'affronter les difficultés liées à l'excitation pulsée de la transition interdite et à la détection de l'amplification transitoire du faisceau sonde, il nous a paru important de rechercher, dans une phase préliminaire, une bonne compréhension des processus purement électromagnétiques en jeu. C'est cette phase qui constitue le présent travail. Elle a consisté essentiellement à étudier le comportement de la vapeur de césium en présence de deux lasers continus, monomodes, résonnants l'un pour 6S-7S l'autre pour

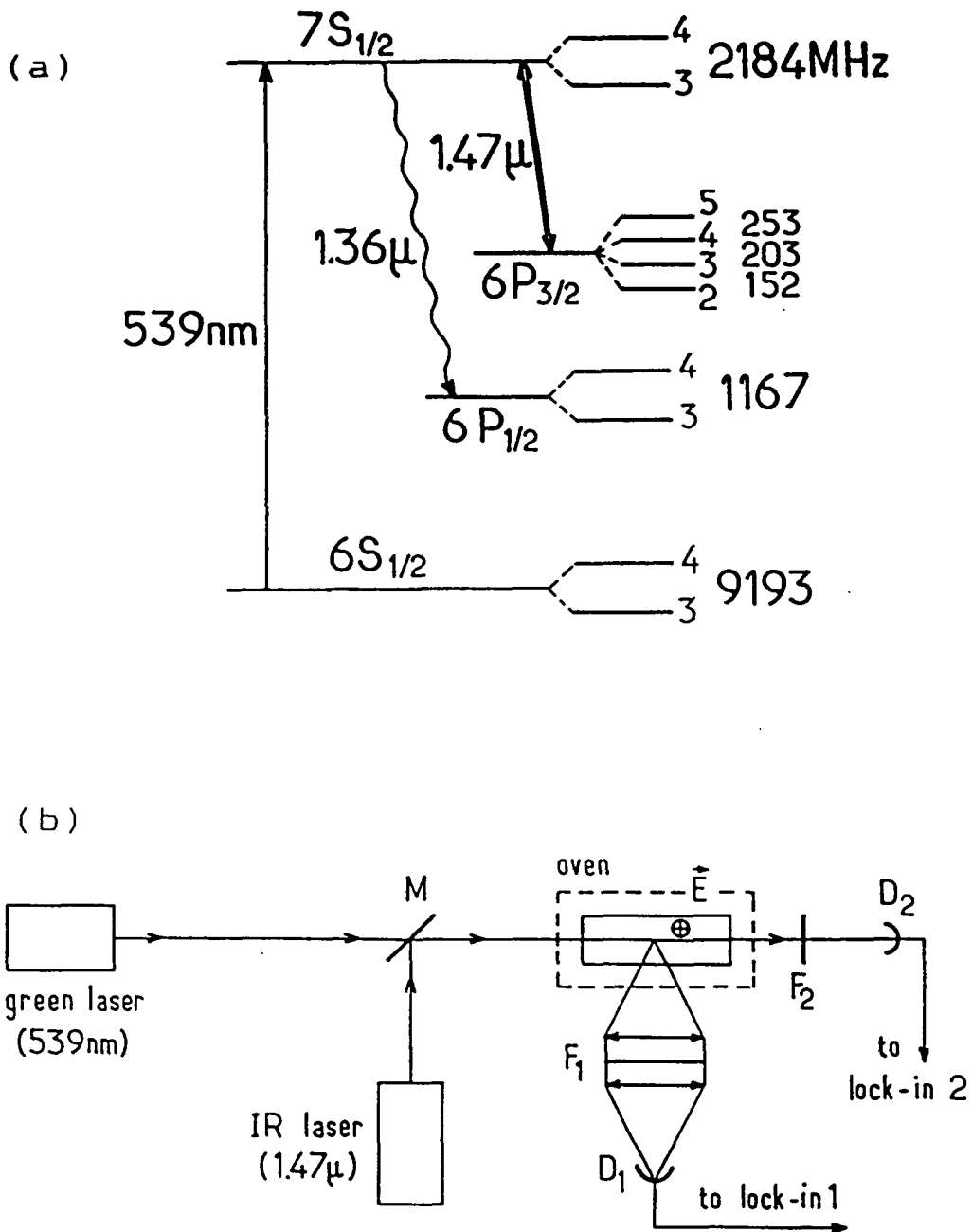


Fig. 1: (a) schéma des niveaux 6S, 7S et 6P de l'atome de césium

(b) schéma de principe des expériences dans lesquelles on excite la vapeur en présence du faisceau sonde. M: miroir dichroïque; F1: filtre transmettant la fluorescence 7S-6P $\frac{1}{2}$; F2: filtre transmettant le faisceau sonde à 1,47 μ m; D1: détecteur de fluorescence; D2: détecteur d'intensité du faisceau sonde transmis.

$7S-6P_{3/2}$.

L'objectif a été de parvenir à une compréhension aussi précise que possible du système $6S-7S-6P_{3/2}$, principalement dans le but de mieux aborder la future expérience de violation de parité (d'où un intérêt moindre pour les effets liés à une forte saturation de la transition sonde). Cette étude a permis d'établir quatre points essentiels pour la future expérience de parité:

i) nous avons observé que la présence du faisceau sonde donne effectivement lieu à une émission stimulée $7S-6P_{3/2}$: celle-ci se traduit par l'effet de "fluorescence inhibée", c'est-à-dire une diminution de la fluorescence $7S-6P_{3/2}$ sous la forme d'un signal sans effet Doppler;

ii) en modulant l'orientation des atomes du niveau $7S$ et l'hélicité du faisceau sonde, nous avons observé que la fluorescence $7S-6P_{3/2}$ est modulée comme le produit de ces deux quantités, ce qui montre que l'émission induite $7S-6P_{3/2}$ est sensible à l'état angulaire des atomes $7S$ et à la polarisation du faisceau sonde;

iii) nous nous sommes assurés que l'amortissement collisionnel de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ n'empêche pas de résoudre la structure hyperfine de la transition $7S-6P_{3/2}$ aux pressions de césium (10 à 30mtorr) envisagées pour la mesure de violation de parité. Cette mesure portera sur un alignement violant la parité dans le niveau $7S_{1/2}$, d'où la nécessité de résoudre la structure hyperfine relativement étroite de la transition $7S-6P_{3/2}$;

iv) enfin l'étude de l'intensité et de la polarisation du faisceau sonde transmis a permis de mettre en évidence l'amplification du faisceau sonde, ainsi qu'un dichroïsme circulaire et une rotation optique lorsque les atomes $7S$ sont orientés.

Les signaux enregistrés avec un faisceau sonde peu ou modérément saturant ont été interprétés à l'aide d'un modèle théorique prenant en compte la dégénérescence des niveaux et les processus de collisions. Au prix d'approximations justifiées dans les conditions de nos expériences, nous sommes arrivés à une expression analytique des signaux observés. L'accord entre les spectres théoriques et expérimentaux s'avère tout à fait satisfaisant.

Originalité du "système interdit à 3 niveaux"

En tant que système à trois niveaux couplés à 2 lasers, le système étudié ici se range à première vue dans une classe de systèmes abondamment étudiés dans les quinze dernières années [19]. Pourtant nous allons voir que le fait que l'un des lasers excite une transition interdite confère à ce "système interdit à trois niveaux" des propriétés inhabituelles.

En champ électrique nul, l'excitation $6S-7S$ ne fait intervenir qu'un

dipôle magnétique de transition et la force d'oscillateur n'est que de 10^{-15} . Dans les expériences considérées ici, un champ électrique statique induit un dipôle Stark; l'excitation 6S-7S est alors essentiellement décrite par un opérateur scalaire. Mais la force d'oscillateur n'est encore que de 10^{-10} : la transition reste donc très interdite.

Au contraire la transition $7S-6P_{3/2}$ est une transition permise, caractérisée par une grande force d'oscillateur ($\approx 0,44$ si l'on ne résoud pas la structure hyperfine). Les intensités nécessaires pour saturer cette transition sont par conséquent très modestes: typiquement une vingtaine de mW/cm^2 à une densité de césium de $1,5 \times 10^{14} \text{at}/\text{cm}^3$, pour laquelle l'amortissement collisionnel de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ domine l'amortissement radiatif. Cette propriété rend particulièrement intéressant le choix de la transition $7S-6P_{3/2}$ pour détecter, grâce au faisceau sonde transmis, les atomes 7S excités: le signal atomique risque moins d'être masqué par l'intensité du faisceau sonde.

Dans les cas de spectroscopie à trois niveaux les plus courants, le niveau intermédiaire est un niveau de résonance: sa population est donc très affectée par les collisions avec les atomes du niveau fondamental. Ceci défavorise les processus par échelons, qui portent des atomes depuis le fondamental d'abord dans le niveau intermédiaire, puis dans le niveau extrême [19]. Au contraire les processus à deux photons du type Raman qui portent les atomes directement du niveau fondamental vers l'autre niveau extrême, ne sont pas défavorisés car la cohérence entre les deux niveaux extrêmes n'est pratiquement pas amortie (les collisions étant inefficaces entre deux niveaux de même parité). Les effets à deux photons sont alors généralement dominants.

Dans notre système "interdit", la répartition inhabituelle des parités conduit à l'effet opposé: les collisions résonnantes amortissent fortement la cohérence entre les niveaux extrêmes 6S et 6P, mais n'affectent pas la population du niveau intermédiaire. Par suite les effets observés dans notre système à trois niveaux seront essentiellement des processus en échelons: le laser vert excite une très faible fraction des atomes vers le niveau 7S, puis le faisceau sonde, s'il est résonnant pour la classe de vitesse excitée par le laser vert, induit la transition vers le niveau $6P_{3/2}$.

Il faut remarquer que la sélection de vitesse n'est en rien associée à un effet de saturation: elle est liée au fait que les deux faisceaux monomodes sont superposés de façon colinéaire dans la cellule. Cette sélection de vitesse est conservée durant toute la durée de vie du niveau 7S, qui subit très peu de collisions avec changement de vitesse. Par contre dans le niveau extrême $6P_{3/2}$ les collisions résonnantes avec les atomes de l'état fondamental opèrent une

redistribution très efficace des vitesses. De là résultent des largeurs spectrales très différentes entre les deux processus inverses: émission stimulée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ quasi monochromatique et absorption $6P_{3/2} \rightarrow 7S$ de largeur Doppler. On voit qu'il est nécessaire que le faisceau sonde soit monomode: un faisceau sonde large bande n'aurait pas permis de distinguer les deux processus.

Méthodes expérimentales

Pour étudier le comportement du système interdit à trois niveaux, deux moyens d'investigation ont été utilisés:

i) dans la plupart des expériences, nous avons observé la fluorescence non polarisée partant du niveau $7S$: cette méthode, qui convient tout à fait au cas où le nombre d'atomes excités est faible, avait déjà été utilisée pour l'étude de systèmes à deux ou à trois niveaux [20]. La fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ est proportionnelle à la population $7S$; mais elle permet, en présence du faisceau sonde, de détecter également l'orientation du niveau $7S$ car l'émission induite $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ est fonction du produit de cette orientation par l'hélicité du faisceau sonde;

ii) par la suite nous avons observé le faisceau sonde transmis. La différence de populations entre $7S$ et $6P_{3/2}$ se manifeste sur l'intensité du faisceau sonde, et l'orientation du niveau $7S$ se traduit par un dichroïsme circulaire et un pouvoir rotatoire. Les effets observés sont ici encore des effets conservant la parité. On peut y voir une ressemblance avec la spectroscopie de polarisation [21,22] dans laquelle une anisotropie dans un certain état excité est induite par un premier laser et détectée par la modification qu'elle engendre sur la polarisation d'un faisceau sonde transmis. Mais dans notre cas l'originalité de la situation physique est intimement liée à sa motivation: la densité optique de la vapeur, très faible à la longueur d'onde de la transition interdite, exclut toute détection de la violation de parité sur le faisceau excitateur transmis. Or nous avons pu créer des conditions d'excitation où l'épaisseur optique sur la transition sonde, qui pourtant relie deux niveaux moins peuplés que le fondamental, est plus grande par un ou deux ordres de grandeur. Par suite la même asymétrie de violation de parité, dont les atomes $7S$ excités gardent la marque, doit donner lieu sur le faisceau sonde transmis à un signal plus grand, donc moins difficile à détecter. On comprend dès lors tout l'intérêt du projet, auquel ce travail nous prépare directement: grâce à la forte puissance lumineuse disponible sur le montage pulsé envisagé, une densité optique de l'ordre de l'unité sera possible. L'asymétrie de violation de parité sera, en transmission sur le faisceau sonde, au moins aussi

grande qu'en fluorescence, mais conduira à des rendements de détection supérieurs par un facteur 100 à 1000.

PLAN DU MEMOIRE

Ce mémoire est divisé en deux parties d'importances très inégales. Dans la première, nous décrivons, puis interprétons théoriquement, les expériences qui mettent en évidence l'émission stimulée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ et ses caractéristiques, par observation de la fluorescence totale $7S \rightarrow 6P_{1/2}$. Dans la deuxième partie, au contraire, c'est par le biais de l'amplification du faisceau sonde dans la vapeur de césium que nous mettrons en évidence l'émission stimulée et ses caractéristiques. Ces expériences étant plus difficiles (les épaisseurs optiques sont faibles), nous n'avons pas répété toutes les observations faites sur la lumière de fluorescence.

■ Le premier chapitre est consacré à l'étude du comportement de la population du niveau $7S$ en présence du faisceau excitateur et du faisceau sonde, considérés comme non polarisés. Dans un premier temps (§ I-1), nous dégageons les effets physiques qui interviennent dans l'effet de fluorescence inhibée. Puis (§ I-2) nous décrivons le montage expérimental. Au § I-3 nous présentons quelques spectres typiques de l'effet de fluorescence inhibée.

Le calcul théorique des spectres de fluorescence inhibée fait l'objet du § I-4: après avoir rappelé l'effet des collisions sur le système $6S-7S-6P_{3/2}$, nous écrirons les équations en omettant l'alignement induit par le faisceau sonde, et nous résolvons ces équations, d'abord à l'ordre le plus bas, puis de façon non perturbative. C'est au § I-5 qu'est étudiée l'influence des conditions expérimentales (pression de césium, section et intensité du faisceau sonde, champ magnétique) sur les spectres de fluorescence inhibée; nous donnons notamment l'évolution avec la densité de Cs des amortissements de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ et de la population totale du niveau $6P_{3/2}$. Les effets cohérents à 2 photons font l'objet du § I-6, où leur contribution aux spectres est étudiée quantitativement.

■ Le chapitre II est consacré à la présentation d'une méthode de détection de l'orientation du niveau $7S$ utilisant la modification de la fluorescence totale $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ liée à l'hélicité du faisceau sonde. Nous indiquons d'abord (§ II-1) les principes essentiels de cette méthode, et nous présentons un spectre typique du signal d'orientation. Puis (au § II-2) nous calculons le

signal attendu à l'ordre le plus bas. Remarquant que la saturation affecte plus fortement le signal d'orientation que le signal de population étudié au premier chapitre, nous développons au § II-3 un calcul inspiré de celui du § I-4, mais plus sophistiqué car prenant en compte la population, l'orientation, et l'alignement du niveau $7S$. Après avoir mentionné (au § II-4) les tests expérimentaux qui nous ont permis de confirmer la nature du signal détectée, nous utilisons (au § II-5) le modèle théorique pour exploiter quantitativement les spectres d'orientation enregistrés à basse saturation. Le comportement du signal à forte saturation fait l'objet d'une étude qualitative au § II-6. En conclusion, nous indiquons brièvement (au § II-7) les possibilités nouvelles qu'offre l'utilisation du faisceau sonde quant à la mesure, sur un montage continu, d'une quantité violant la parité dans le niveau $7S_{\frac{1}{2}}$ du césium.

■ L'étude du faisceau sonde transmis par la vapeur fait l'objet de la deuxième partie (chapitre III). On y rappelle l'intérêt de l'observation du faisceau sonde transmis (§ III-1). Puis on décrit le montage expérimental, et la façon dont est exploité le signal d'intensité du faisceau sonde transmis, avant de montrer quelques spectres (§ III-2). On calcule ensuite (§ III-3) le champ rayonné vers l'avant par la vapeur de césium: on déduit alors l'épaisseur optique ainsi que la modification de la polarisation du faisceau sonde. Les spectres théoriques sont ensuite comparés aux spectres expérimentaux (§ III-4). Enfin au § III-5 on envisage les possibilités nouvelles qu'offre l'observation du faisceau sonde transmis dans une expérience de violation de parité.

1^{ère} partie :

DETECTION DE LA FLUORESCENCE $7S-6P_{1/2}$
EN PRESENCE DU FAISCEAU SONDE

CHAPITRE I

EFFET DU FAISCEAU SONDE SUR LES POPULATIONS

DES NIVEAUX 7S ET 6P_{3/2}1) Présentation des effets physiques

Dans cette section nous allons voir, de façon qualitative, comment évolue une vapeur de césium en présence de deux faisceaux continus⁽¹⁾: l'un, "faisceau excitateur", excitant la transition interdite 6S-7S (539nm), l'autre, "faisceau sonde", résonnant avec la transition 7S-6P_{3/2} (1,47μm) (fig. 1). C'est surtout la population du niveau 7S, et sa modification sous l'effet du faisceau sonde, qui retiendront notre attention, car dans la plupart des expériences que nous décrirons par la suite, le signal observé sera la fluorescence émise sur la raie 7S-6P_{1/2} (1,36μm).

a) L'état de la vapeur en l'absence de faisceaux

Les densités atomiques n_{CS} sont de l'ordre de:

5×10^{12} at/cm³ à 83°C (la plus basse des températures étudiées)

10^{13} at/cm³ à 95°C

10^{14} at/cm³ à 135°C

6×10^{14} at/cm³ à 173°C (la plus élevée des températures étudiées)

A l'équilibre thermique, seul le niveau fondamental 6S_{1/2} est peuplé. Les facteurs de Boltzmann $\exp(-E/kT)$ à 150°C sont 10^{-27} , 10^{-17} et 10^{-16} respectivement pour les niveaux 7S_{1/2}, 6P_{3/2} et 6P_{1/2}. Les populations thermiques de ces niveaux sont tout à fait négligeables devant les populations apportées par l'excitation de la transition interdite.

b) Effet du faisceau excitateur

La présence du faisceau vert peut donner lieu à deux types d'excitations:

- en l'absence de champ électrique dans la cellule, on peut considérer qu'il n'y

(1) Bien sûr, le montage expérimental n'est pas à proprement parler continu puisque les intensités ou les polarisations des faisceaux sont modulées. Mais l'amortissement de la population du niveau 6P_{3/2}, qui est le plus lent de tous les phénomènes atomiques, reste beaucoup plus rapide que les modulations des faisceaux.

a pas d'atomes excités sur la transition 6S-7S car le dipôle magnétique M_1 est très faible [23] et son effet est ici complètement négligeable. L'excitation assistée par les collisions entre atomes de césium est elle aussi négligeable. Par contre, aux plus fortes pressions de césium, l'effet du faisceau vert sur les molécules Cs_2 contribue à peupler le niveau $6P_{3/2}$ car les molécules, après absorption d'un photon vert, se dissocient pour donner un atome 6S et un atome 6P;

▪ la présence du champ électrique statique \vec{E}_S transverse aux faisceaux induit un dipôle Stark $\propto \vec{E}_S$ (α étant la polarisabilité scalaire de l'atome de césium) qui rend la transition 6S-7S en partie permise. La force d'oscillateur reste cependant très faible: de l'ordre de 10^{-10} pour un champ électrique $|\vec{E}_S|$ de quelques centaines de volts/cm. A 140°C , et pour $|\vec{E}_S| = 300\text{V/cm}$, la densité d'atomes excités est de l'ordre de 10^6 atomes/cm³ lorsque le faisceau exciteur, d'une puissance de 200mW, a une section de $\sim 0,3\text{mm}^2$. Le nombre d'atomes excités vers le niveau 7S est proportionnel à $|\alpha \vec{E}_S \cdot \hat{e}_e|^2$, \hat{e}_e étant la polarisation du faisceau exciteur. Outre qu'elle est résonnante (de largeur Doppler), l'excitation de la transition 6S-7S présente donc deux caractéristiques importantes: elle est proportionnelle

- au carré du champ électrique \vec{E}_S ,
- au carré de la projection de \hat{e}_e suivant la direction de \vec{E}_S .

Cette dernière propriété est mise à profit en faisant tourner la polarisation \hat{e}_e à vitesse constante autour du faisceau. Bien que l'intensité du faisceau exciteur reste constante, le nombre d'atomes 7S est alors modulé, et une détection synchrone permet d'extraire le signal lié à l'excitation de la transition interdite. Nous ne sommes donc pas sensibles aux effets parasites tels que ceux liés aux molécules Cs_2 , qui sont indépendants de la polarisation \hat{e}_e . Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de l'effet dû aux molécules.

Le signal que nous détectons est la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ émise transversalement aux faisceaux. Il est à noter que si une seule des composantes hyperfines de la raie $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ était détectée, le signal observé serait sensible à l'alignement dans le niveau 7S. Mais l'optique de détection ne résoud pas la structure hyperfine, et n'utilise pas d'analyseur de polarisation; c'est donc, à un facteur près, la population totale du niveau 7S qui est détectée.

Le faisceau exciteur, issu d'un laser à colorant continu monomode (voir § I-2-a), est monochromatique; sa fréquence $\omega_e/2\pi$ est définie à mieux que la largeur naturelle de la raie d'excitation. Il porte donc vers le niveau 7S une

population $n_{7S}^0(v_z)$ monocinétique proportionnelle à la population du niveau fondamental $n_{6S}^0(v_e)$ dans la classe de vitesse longitudinale:

$$v_e \equiv \frac{(\omega_e - \omega_{7S-6S})}{\omega_e} c \simeq \left(\frac{\omega_e - \omega_{7S-6S}}{\omega_{7S-6S}} \right) c .$$

Les atomes excités dans le niveau 7S subissent essentiellement un amortissement radiatif, dû à la fluorescence vers les niveaux 6P. Même en présence de collisions Cs-Cs, l'amortissement de la population est la somme des amortissements radiatifs vers $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$:

$$\Gamma_{7S} = \Gamma_{1/2} + \Gamma_{3/2} , \text{ avec } \Gamma_{3/2} \simeq 2 \times \Gamma_{1/2} .$$

Des mesures d'effet Hanle ont permis de déterminer l'effet des collisions Cs-Cs sur la relaxation de la population et de la cohérence Zeeman dans $7S_{1/2}$ [24]. Il en ressort que les amortissements collisionnels de la population 7S, et de la cohérence Zeeman sont au maximum de l'ordre de quelques pourcents de leur valeur radiative, et on peut raisonnablement supposer qu'il en est de même pour la cohérence 6S-7S. La contribution des collisions à ces amortissements sera négligée.

Si les collisions Cs-Cs agissent peu lorsque les deux atomes sont dans des états de même parité (cas du niveau 7S et du fondamental 6S), elles sont au contraire très efficaces entre deux niveaux de parités opposées tels que le fondamental et le premier niveau de résonance [25]. Dans ces collisions, dites "collisions résonnantes", les deux atomes gardent leur vitesse initiale, mais échangent leurs excitations. Ces processus ne changent pas la population totale du niveau excité, mais modifient la répartition des vitesses qui tend vers la répartition thermique.

En régime continu, la population de $6P_{3/2}$ contient donc deux types d'atomes, très différents de par leur répartition en vitesses:

i) des atomes provenant directement du niveau 7S, n'ayant pas encore subi de thermalisation. Il s'agit donc d'une population monocinétique, dont la largeur en vitesse correspond à la largeur en fréquence de l'excitation 6S-7S;

ii) des atomes ayant été thermalisés par l'un ou l'autre des processus suivants:

- collisions résonnantes avec les atomes du fondamental;
- émission d'un photon de résonance $6P_{3/2}$ -6S, puis réabsorption de ce photon par un atome du fondamental,

processus que l'on appelle "collisions fortes" car ils font perdre à l'atome le souvenir de sa vitesse⁽¹⁾.

Le nombre d'atomes monocinétiques, rapporté à la population totale, est donné, à l'état stationnaire, par le rapport des durées de vie:

$$\frac{1/(\gamma^{\text{coll}} + \Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}})}{1/\Gamma_{6P_{3/2}}} = \frac{\Gamma_{6P_{3/2}}}{\gamma^{\text{coll}} + \Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}}}$$

γ^{coll} et $\Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}}$ étant respectivement les taux de collisions résonnantes et d'émission spontanée, $1/\Gamma_{6P_{3/2}}$ étant la durée de vie de la population totale du niveau $6P_{3/2}$.

Dans la limite où la densité de césium tend vers 0, seul subsiste l'amortissement radiatif ($\Gamma_{6P_{3/2}} \rightarrow \Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}}$) et les collisions disparaissent; la fraction d'atomes monocinétiques tend vers 1, ce qui correspond à l'absence de thermalisation.

Lorsque la densité de césium augmente, on s'attend à ce que cette fraction diminue car les collisions vont se manifester. Mais l'effet le plus important provient de la diminution de $\Gamma_{6P_{3/2}}$ due à la réabsorption de la lumière de fluorescence $6P_{3/2}$ -6S par les atomes du fondamental. Cet effet, connu sous le nom d'emprisonnement de la raie de résonance, augmente considérablement la durée de vie des niveaux de résonance; nous verrons plus loin (§ I-5-c) que, dans la vapeur, $\Gamma_{6P_{3/2}}$ chute par près d'un facteur 100 par rapport à $\Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}}$. Retenons que les collisions résonnantes, combinées à l'emprisonnement de la raie de résonance, ont pour effets:

- d'accroître considérablement la durée de vie de la population du niveau $6P_{3/2}$; celle-ci devient alors bien supérieure à celle de 7S,
- de thermaliser complètement cette population,

sauf aux plus basses pressions de césium où le comportement d'un atome doit tendre vers celui d'un atome isolé.

(1) Si l'on veut être rigoureux, on remarquera que l'émission puis la réabsorption d'un photon de résonance conserve la projection de la vitesse le long de la direction du photon émis. Si le photon intermédiaire est émis dans la direction des faisceaux, la vitesse longitudinale v_z est conservée. Mais le processus se reproduit un grand nombre de fois avant que l'atome quitte définitivement le niveau de résonance et la probabilité pour que le photon soit systématiquement émis dans la direction des faisceaux est négligeable.

c) Effet du faisceau sonde

Supposons maintenant qu'un faisceau sonde monochromatique, résonnant avec la transition $7S-6P_{3/2}$ soit superposé au faisceau excitateur vert, avec le même sens de propagation. La première remarque qui doit être faite, c'est que, compte tenu des faibles densités d'atomes excités, le faisceau sonde est très peu modifié lors de la traversée de la vapeur et il est légitime, pour étudier l'évolution de la vapeur, de négliger l'évolution du faisceau sonde (nous verrons, au chapitre III, que les épaisseurs optiques sont au maximum de quelques 10^{-3}).

Les seuls atomes sensibles à la présence du faisceau sonde sont ceux qui, de par leur vitesse longitudinale $\vec{v} \cdot \hat{k}$, seront résonnants avec le faisceau sonde de fréquence $\omega_d/2\pi$:

$$\vec{v} \cdot \hat{k} = c \left(\frac{\omega_d - \omega_{7S-6P_{3/2}}}{\omega_d} \right) \simeq c \left(\frac{\omega_d - \omega_{7S-6P_{3/2}}}{\omega_{7S-6P_{3/2}}} \right) \equiv v_d .$$

La fréquence de la transition $7S-6P_{3/2}$ n'est définie qu'à $\pm \gamma/2\pi$ près, γ étant le taux d'amortissement de la cohérence $7S-6P_{3/2}$. La vitesse v_d n'est donc définie qu'à $\pm \gamma c/\omega_{7S-6P_{3/2}}$, (c'est-à-dire \pm une à quelques dizaines de ms^{-1}). Noter que la classe de vitesse excitée par le laser vert est définie à $\pm \left(\frac{\Gamma_{7S}}{2} \right) c/\omega_{7S-6S}$; elle est donc beaucoup plus étroite que la classe de vitesse observée par le faisceau sonde car $\omega_{7S-6S} = 2,72 \times \omega_{7S-6P_{3/2}}$ et, même en l'absence de collisions, γ , alors égal à $\frac{\Gamma_{7S} + \Gamma_{6P_{3/2}}}{2}$, est supérieur à l'amortissement Γ_{7S} du niveau $7S_{1/2}$.

De façon générale, le faisceau sonde a pour effet de diminuer la différence de population entre $7S$ et $6P_{3/2}$. Nous allons envisager les deux cas suivants: i) le faisceau sonde n'est pas saturant: son effet est linéaire avec la puissance et ne se manifeste que dans la classe de vitesse résonnante; ii) le faisceau sonde est saturant: il tend alors à égaliser les populations totales des deux niveaux.

i) Faisceau sonde non saturant

Considérons d'abord le cas où l'intensité du faisceau sonde est suffisamment faible pour que son effet sur les populations puisse être calculé à l'ordre le plus bas non nul. Le nombre d'atomes réexcités de $6P_{3/2}$ vers $7S$ est alors proportionnel à l'intensité $I_{1,47}$ du faisceau sonde et à la différence de

population entre $6P_{3/2}$ et $7S$. Il en résulte un accroissement de l'intensité de fluorescence J_f de $7S$ vers $6P_{1/2}$:

$$\Delta J_f \propto I_{1,47} \times (n_{6P_{3/2}}(v_d) - n_{7S}(v_d)) \quad (I-1)$$

où $n_i(v_d)$ est la population du niveau i dans la classe de vitesse v_d .

$n_{7S}(v_d)$ atteint son maximum lorsque $v_d = v_e$, c'est-à-dire lorsque les deux lasers sont résonnants pour la même classe de vitesse. Tous les atomes excités sont alors résonnants avec le faisceau détecteur: $n_{7S}(v_d) = n_{7S}$. La largeur totale étant $2\gamma_c/\omega_{7S-6P_{3/2}}$, $n_{7S}(v_d)$ retombe à mi-hauteur lorsque $v_d = v_e \pm \gamma_c/\omega_{7S-6P_{3/2}}$.

La population de $6P_{3/2}$, thermalisée, a, en fonction de la vitesse, une répartition gaussienne bien connue:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi kT/M_{Cs}}} e^{-M_{Cs}v^2/2kT}$$

Les vitesses thermiques ($\approx 330\text{m/s}$) sont grandes devant la largeur de la classe de vitesse détectée (≈ 20 à 100m/s suivant la densité de césium). On peut donc estimer la population $6P_{3/2}$ dans la classe de vitesse détectée en multipliant la fonction de répartition par la largeur de la classe de vitesse:

$$n_{6P_{3/2}}(v_d) = n_{6P_{3/2}} \times \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi kT/M_{Cs}}} e^{-M_{Cs}v_d^2/2kT} \right) \times \left(\frac{2\gamma_c}{\omega_{7S-6P_{3/2}}} \right) \quad (I-2)$$

Enfin la population totale de $6P_{3/2}$ est due à la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$: par unité de temps, $\frac{2}{3}\Gamma_{7S} n_{7S}$ atomes du niveau $7S$ fluorescent vers $6P_{3/2}$ ⁽¹⁾. La population totale du niveau $6P_{3/2}$ est donc:

$$n_{6P_{3/2}} = \frac{2}{3} \Gamma_{7S} n_{7S} / \Gamma_{6P_{3/2}} \quad (I-3)$$

On peut alors rassembler (I-1), (I-2) et (I-3) pour obtenir l'accroissement de

(1) Le rapport de branchement entre $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ et $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ n'est pas rigoureusement 2. Les éléments de matrice et les longueurs d'onde, légèrement différents d'une transition à l'autre, font que le rapport de branchement serait plutôt 1,85; mais ce dernier n'a jamais été mesuré. Dans ce mémoire, nous approximerons les durées de vie partielles de $7S$ par $(2\Gamma_{7S}/3)^{-1}$ vers $6P_{3/2}$ et $(\Gamma_{7S}/3)^{-1}$ vers $6P_{1/2}$.

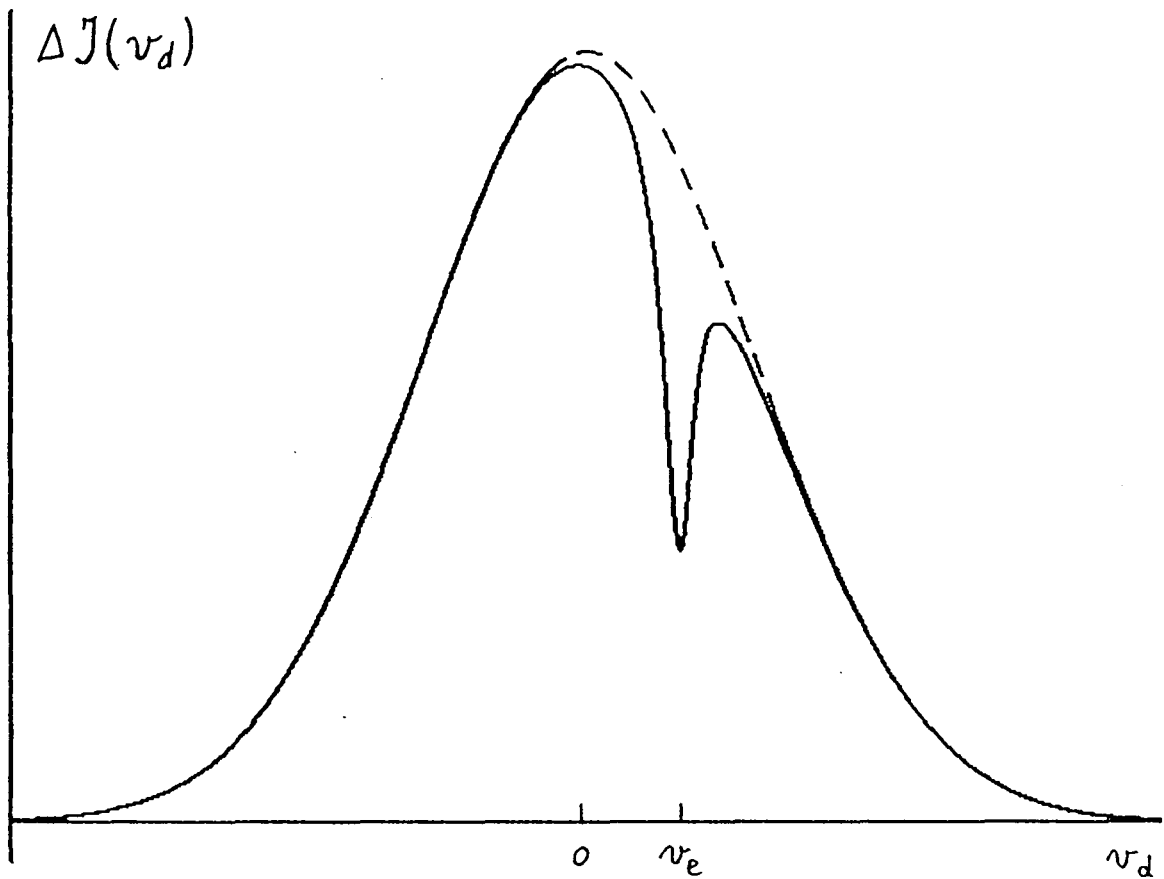


Fig.2 :Accroissement de fluorescence obtenu lorsqu'on explore, en faisant varier la fréquence du laser infrarouge, les classes de vitesse des atomes $6P_{3/2}$ et $7S$.
 En pointillés: accroissement de fluorescence correspondant à la réexcitation des atomes $6P_{3/2}$ en l'absence d'atomes $7S$.

la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$:

$$\Delta J_f(v_d) \propto I_{1,47} \times \left\{ -n_{7S}(v_d) + n_{7S} \times \frac{2\sqrt{2} \gamma \Gamma_{7S}}{3\Gamma_{6P_{3/2}} \omega_{7S-6P_{3/2}} \sqrt{\pi kT/M_{Cs} c^2}} e^{-M_{Cs} v_d^2 / 2kT} \right\} \quad (I-4)$$

La courbe $\Delta J_f(v_d)$ est la somme d'une gaussienne positive centrée sur 0, et d'une courbe fine, négative, et centrée en $v_d = v_e$ (figure 2). Elle traduit le fait que :

- lorsque le faisceau sonde n'est pas résonnant avec la population excitée dans $7S$ ($n_{7S}(v_d)$ est alors pratiquement nul), il ne peut que réexciter les atomes thermalisés de $6P_{3/2}$ et donc accroître la fluorescence au départ de $7S$;

- lorsque le faisceau sonde est résonnant avec la classe de vitesse excitée, l'émission induite $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ porte des atomes de $7S$ vers $6P_{3/2}$ et donc fait baisser la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$; nous parlerons, alors de "fluorescence inhibée".

La détermination expérimentale de la courbe $\Delta J_f(\omega_d)$ donne accès à trois paramètres: la largeur de la gaussienne, la largeur du creux de fluorescence inhibée, et le rapport entre la profondeur du creux de fluorescence inhibée et la hauteur de courbe gaussienne. Le premier de ces trois paramètres donne la vitesse thermique; sa connaissance n'apporte pas d'autre information que la température de la vapeur de césium. Le deuxième paramètre permet d'obtenir la valeur de l'amortissement γ de la cohérence $7S-6P_{3/2}$. La contribution des collisions à cet amortissement n'avait jamais été mesurée jusque là. Il était cependant raisonnable de la supposer du même ordre que l'amortissement collisionnel des raies de résonance, mesuré par GREGORY [26] puis CHEN et PHELPS [27]:

$$\gamma_{6S-6P_{3/2}}^{coll} / 2\pi \text{ (MHz)} = 7,5 \times 10^{-14} n_{Cs} \quad (I-5)$$

où n_{Cs} est le nombre d'atomes de césium par cm^3 . Nous verrons au § I-5-b que l'amortissement collisionnel des cohérences $7S-6P_{3/2}$ n'est pas très différent de celui des cohérences $6S-6P_{3/2}$. Les résultats obtenus indiquent en effet une croissance avec la densité de césium légèrement plus faible pour $\gamma_{7S-6P_{3/2}}^{coll}$ que pour $\gamma_{6S-6P_{3/2}}^{coll}$. Enfin le troisième paramètre donne accès à l'amortissement $\Gamma_{6P_{3/2}}$ de la population $6P_{3/2}$. En effet, d'après (I-4), nous voyons que le "contraste" de la courbe $J(v_d)$, c'est-à-dire le rapport entre la profondeur du

creux de fluorescence inhibée et la hauteur de la courbe gaussienne, est donné par:

$$\mathcal{C} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma_{6P_{3/2}}}{\gamma \Gamma_{7S}} \left(\omega_{7S-6P_{3/2}} \sqrt{kT/M_{Cs} c^2} \right) . \quad (I-6)$$

Puisque γ peut être déduit de la largeur du creux de fluorescence inhibée, la valeur du contraste permet de connaître l'amortissement $\Gamma_{6P_{3/2}}$ sachant que Γ_{7S} est très peu différent de sa valeur radiative. Le calcul détaillé présenté dans la suite (§ I-4) aboutira à une expression très voisine du contraste. Une légère différence résulte de la façon dont nous avons estimé le nombre d'atomes de $6P_{3/2}$ réexcités par le faisceau sonde : nous n'avons pris en compte que la largeur de la classe de vitesse. En fait la forme spectrale de la raie $7S-6P_{3/2}$ est lorentzienne, et l'aire d'une lorentzienne est $\frac{\pi}{2}$ fois le produit de sa hauteur par sa largeur à mi-hauteur; pour cette raison, les équations I-6 et I-36 diffèrent par un facteur $2/\pi$. Une autre différence provient de la prise en compte des dégénérescences des deux niveaux qui se traduit par l'apparition d'un facteur angulaire $32/(2F+1)$, F étant le moment hyperfin du niveau 7S excité par le laser vert.

ii) Faisceau sonde saturant

Si l'on augmente la puissance du faisceau sonde, la saturation va se manifester en priorité sur les creux de fluorescence inhibée: la profondeur des creux va cesser de croître linéairement avec la puissance dès que celle-ci sera suffisante pour que l'émission stimulée emporte vers $6P_{3/2}$ une fraction non négligeable de la population 7S.

La saturation se manifestera différemment sur la réexcitation $6P_{3/2} \rightarrow 7S$ car les collisions redistribuent en permanence les atomes $6P_{3/2}$ sur toutes les classes de vitesse et tendent à combler le creux créé par la faisceau sonde dans la classe de vitesse résonnante. Cette redistribution collisionnelle a deux conséquences:

- elle rend moins brutale l'apparition de la saturation, car le laser "creuse" plus lentement la classe de vitesse résonnante;

- toutes les classes de vitesse de $6P_{3/2}$ sont mises à contribution pour combler le creux dans la répartition thermique de $6P_{3/2}$ (noter que si l'on se contentait d'invoquer l'élargissement de saturation, proportionnel à $\sqrt{I_{1,47}}$, seules les classes de vitesse voisines de la classe de vitesse résonnante

seraient concernées).

Lorsque le faisceau sonde est saturant, ce sont donc les populations totales des niveaux $6P_{3/2}$ et $7S$ qui sont égalisées. La population $6P_{3/2}$ est réexcitée vers $7S$ bien avant d'avoir eu le temps de relaxer vers $6S$. La fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ devient pratiquement le seul moyen de quitter le système et l'accroissement de fluorescence $\Delta J_f / J_f$ est alors proche de sa valeur limite, c'est-à-dire proche du rapport de branchement $\Gamma_{-3/2} / \Gamma_{-1/2} \simeq 1,85$. Expérimentalement, nous avons observé des accroissements de fluorescence dépassant légèrement la valeur limite (2,1 au lieu de 1,85), ce qui suggèrerait que les collisions de transfert d'excitation de $6P_{1/2}$ vers $6P_{3/2}$ jouent alors un rôle non négligeable; voir § I-5-e- α .

Remarquons enfin que l'efficacité de la redistribution collisionnelle, proportionnelle au taux de collisions dans $6P_{3/2}$ varie linéairement avec la pression de césium. Il va donc être plus facile, à basse pression de césium, de creuser un trou significatif dans la population thermalisée de $6P_{3/2}$. La saturation se manifeste alors plus tôt, et l'accroissement de fluorescence se rapproche alors plus lentement de sa valeur limite $\Delta J_f / J_f \simeq 2$.

d) Particularités liées aux structures hyperfines des niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$

Le spin nucléaire de l'atome de ^{133}Cs est $I=7/2$. Les différents niveaux hyperfins sont donc $F=3$ et $F=4$ dans $7S_{1/2}$ et $F'=2,3,4$ et 5 dans $6P_{3/2}$ ⁽¹⁾ (voir le schéma de niveaux, figure 1). Les niveaux $7S$ sont distants de 2GHz, c'est-à-dire beaucoup plus que la largeur Doppler pour le faisceau exciteur; l'excitation ne peuple donc qu'un seul niveau hyperfin. Il n'en va pas de même pour $6P_{3/2}$: la structure hyperfine y est comparable à la largeur Doppler pour le faisceau sonde (200MHz) et résoudre la structure hyperfine ne serait pas possible avec une spectroscopie non sélective en vitesse.

Remarquons d'abord que les collisions résonnantes, de même que les cycles émission-réabsorption des photons de résonance, redistribuent non seulement la vitesse des atomes $6P_{3/2}$ mais aussi leur moment hyperfin (la durée d'une collision, calculée d'après le paramètre d'impact pour lequel la probabilité de collision est proche de 1, est très faible devant l'inverse de l'écart hyperfin [25]). C'est pourquoi tous les niveaux hyperfins $6P_{3/2}, F'$ sont peuplés proportionnellement à leur multiplicité $2F'+1$. Par exemple si le niveau excité

 (1) De façon systématique, nous réserverons le symbole F au moment hyperfin des niveaux $7S$ et $6S$, et le symbole F' au moment hyperfin des états $6P_{3/2}$ ou, à l'occasion, $6P_{1/2}$.

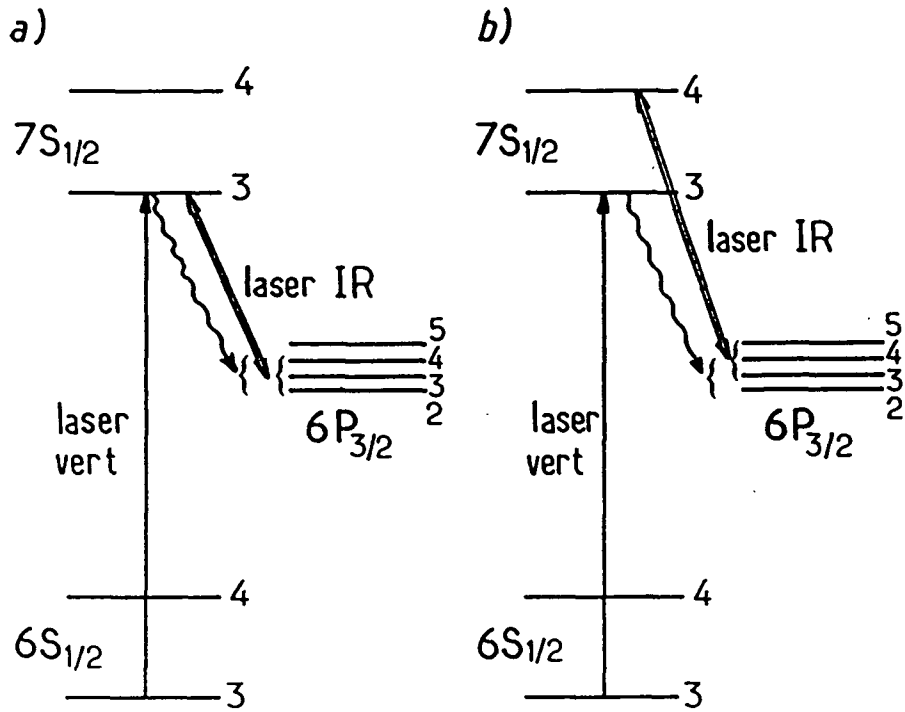


Fig. 3: Excitation et détection du niveau 7S

a) le faisceau excitateur et le faisceau sonde sont résonnants pour le même niveau $7S, F=3$

b) le faisceau excitateur peuple le niveau $7S, F=3$ et le faisceau sonde couple le niveau $7S, F=4$ aux niveaux $6P_{3/2}, F'=3, 4, 5$.

\longleftrightarrow symbolise le couplage dû au faisceau sonde
 \rightsquigarrow symbolise la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$.

par le laser vert est $7S, F=3$, la fluorescence ne peuplera que $6P_{3/2}, F'=2,3,4$; mais la relaxation dans $6P_{3/2}$ répartira les atomes dans tous les niveaux hyperfins y compris $F'=5$.

Ceci nous amène à distinguer deux situations:

α) Le faisceau sonde est résonnant pour les transitions entre les niveaux $6P_{3/2}, F'$ et le niveau $7S, F$ peuplé par le faisceau vert (fig.3-a). L'accroissement de fluorescence ΔJ en fonction de la fréquence du faisceau sonde est alors la somme de trois courbes de la forme (I-4), de hauteurs différentes suivant les composantes hyperfines, et décalées de quantités suffisantes pour que les creux de fluorescence inhibée soient séparés, mais insuffisantes pour que les trois gaussiennes soient résolues.

β) Le faisceau sonde est résonnant pour les transitions entre les niveaux $6P_{3/2}, F'$ et le niveau $7S, \tilde{F}$ ($\tilde{F} \equiv 2I - F$) qui n'est pas peuplé par le laser vert (fig.3-b). La population monocinétique du niveau $7S, F$ peuplé par le laser vert n'est alors pas sensible au faisceau sonde et l'effet de fluorescence inhibée n'a pas lieu. Cependant le faisceau sonde continue de réexciter des atomes thermalisés de $6P_{3/2}, F' = \tilde{F} - 1, \tilde{F}, \tilde{F} + 1$ vers $7S, \tilde{F}$. Par rapport au cas précédent, il ne subsiste donc que les trois gaussiennes de largeur Doppler non résolues. Nous avons toutefois indiqué que lorsque la densité de césium tend vers zéro, la fraction d'atomes restés monocinétiques dans $6P_{3/2}$ redevient appréciable. On s'attend donc, aux plus basses pressions de césium -à condition que la faible densité atomique ne rende pas le signal inobservable- à voir se superposer aux trois gaussiennes un spectre formé de signaux fins. Mais il faut noter deux différences essentielles avec les creux de fluorescence inhibée décrits en (α):

- ces signaux fins sont positifs car ils correspondent à la réexcitation d'une population monocinétique de $6P_{3/2}$;

- alors que les creux de fluorescence inhibée sont au nombre de trois, on n'observera que deux signaux fins car l'un des trois niveaux hyperfins couplés au faisceau sonde n'est pas peuplé par l'émission spontanée $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F - 1, F, F + 1$.

Nous venons de voir qualitativement que la présence du faisceau sonde balayant la transition $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ pouvait donner, suivant les conditions, trois types de comportements pour la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$. Ces trois types de spectres ont été effectivement observés; nous en donnons une première illustration au § I-3.

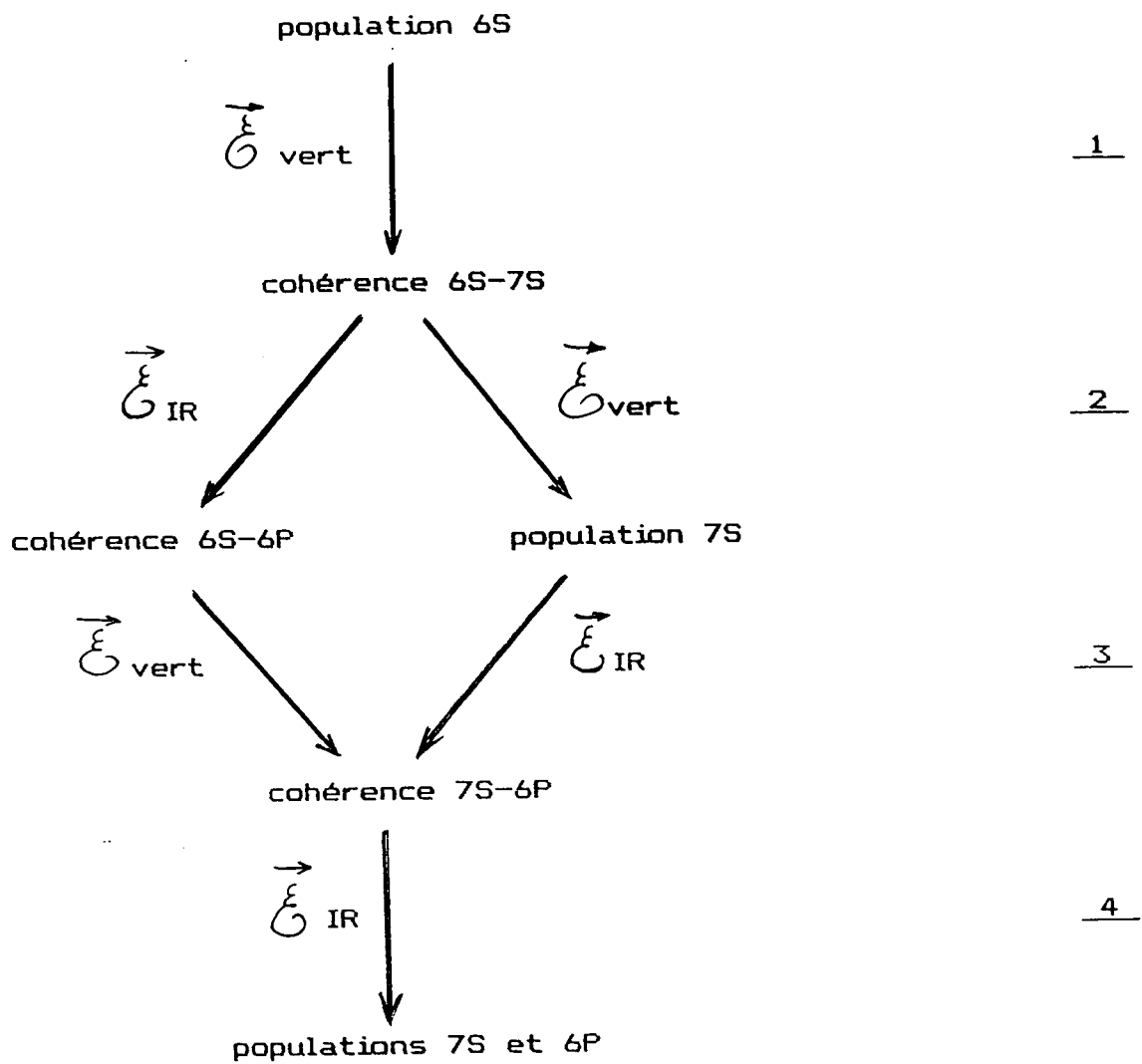


Fig.4 :Etapes du développement perturbatif faisant apparaître la succession d'effets à 1 photon (chemin de droite) et le processus à 2 photons (chemin de gauche).

e) Importance des effets cohérents à deux photons

Dans tous les raisonnements que nous avons faits jusqu'ici, nous avons supposé que les effets des deux faisceaux sont totalement découplés: le laser vert crée d'abord une population dans le niveau 7S, puis le laser sonde induit l'émission $7S-6P_{3/2}$. Nous n'avons donc pas tenu compte des processus cohérents à deux photons, comme celui qui consiste à absorber un photon vert et à émettre simultanément un photon infrarouge.

Dans un développement perturbatif, ce processus apparaît à l'ordre 2 dans l'amplitude du laser vert et dans l'amplitude du laser sonde, c'est-à-dire au même ordre que l'effet de fluorescence inhibée. Les deux effets sont de natures différentes -et correspondent à des termes différents du développement perturbatif (figure 4)-: l'effet à 2 photons contribue notamment à peupler le niveau $6P_{3/2}$, sans avoir créé de population intermédiaire dans le niveau 7S. La figure illustre la façon dont le processus à 2 photons est susceptible de modifier l'effet de fluorescence inhibée: à l'issue de l'étape 3, la succession d'effets à 1 photon (chemin de droite) et l'effet à 2 photons (chemin de gauche) créent chacun une cohérence $7S-6P_{3/2}$, et ces deux cohérences devront être sommées avant de calculer les populations 7S et $6P_{3/2}$. On peut toutefois s'attendre à voir les effets à 2 photons devenir rapidement négligeables lorsque la pression de césium augmente. En effet les processus à 2 photons nécessitent l'apparition de la cohérence $6S-6P_{3/2}$ et nous avons vu que celle-ci est fortement amortie par les collisions résonnantes (éq.I-5). A l'inverse, la population 7S, créée lors de la succession d'effets à 1 photon, n'est pratiquement pas amortie par les collisions. Les effets cohérents ne seront donc présents qu'à basse pression de césium. En fait, le calcul du § I-6 montrera que, même aux plus basses pressions de césium, les effets cohérents contribuent pour moins de 30% aux creux de fluorescence inhibée.

Or étant donné le but ultime de ces expériences, la situation la plus intéressante est celle où la pression de césium est élevée. C'est pourquoi le modèle que nous utiliserons pour exploiter quantitativement les spectres (§ I-4) ne tiendra pas compte des effets cohérents à 2 photons.

2) Montage expérimental

Le dispositif expérimental comprend essentiellement une cellule à vapeur de césium, un laser pour exciter la transition interdite $6S-7S$, un laser infrarouge résonnant avec la transition $7S-6P_{3/2}$, et un système optique permettant de détecter la fluorescence $7S-6P_{1/2}$. Nous allons décrire rapidement ces différents éléments, ainsi que le lambda-mètre permettant d'accorder les

lasers sur les transitions atomiques.

a) Le laser d'excitation

α) Caractéristiques requises

([12])

Pour la mesure de la violation de parité, il est prévu d'exciter la transition 6S-7S du césium à l'aide d'un faisceau pulsé (quelques mJ/impulsion) et d'observer, sur les propriétés (intensité, polarisation) du faisceau transmis par la vapeur, les manifestations transitoires de l'émission stimulée sur la transition 7S-6P_{3/2}. Le faisceau exciteur pulsé sera obtenu à partir d'un faisceau continu ayant les bonnes caractéristiques en fréquence, et amplifié dans des amplificateurs à colorant pompés par un laser à YAG pulsé. La puissance requise pour le faisceau injecté dans les amplificateurs n'est pas très élevée: 100mV. Mais dans tout ce travail nous avons utilisé directement la sortie du laser continu et la petitesse du signal étudié nous a parfois conduit à utiliser le laser d'excitation jusqu'à des puissances de 400 ou 500mW.

Le faisceau exciteur continu doit être monomode, asservi en fréquence et accordable sur les 4 composantes du spectre hyperfin de la transition 6S-7S du césium (11,4GHz séparent les deux composantes extrêmes; voir le schéma de niveaux, fig.1).

Si l'on veut que la largeur en fréquence du laser d'excitation ne contribue que de façon négligeable à la largeur des creux de fluorescence inhibée, il est souhaitable qu'elle soit nettement inférieure au produit de la largeur radiative de la transition 7S-6P_{3/2} (4,4MHz) par le rapport des fréquences du faisceau exciteur et du faisceau sonde ($\omega_e/\omega_d=2,72$). La condition ainsi obtenue ($\Delta\nu \ll 12\text{MHz}$) peut être atteinte sans problèmes majeurs à l'aide d'un laser à colorant en anneau asservi pompé par un laser à argon.

β) Description du laser (voir figure 5)

La cavité a été réalisée sur les plans de François BIRABEN. C'est une cavité en anneau non plane: le miroir M₂ est situé au-dessus du plan formé par les autres miroirs. Cette géométrie induit une rotation du plan de polarisation. Les miroirs M₁, M₂, M₃, suivis du verre Faraday, forment la "diode optique" qui donne à l'un des deux sens de propagation une polarisation légèrement en dehors du plan de la cavité. Il en résulte des pertes sur les nombreuses surfaces à incidence de Brewster, ce qui suffit à rendre le laser unidirectionnel. L'intensité obtenue est alors plus importante et plus stable et le laser peut être asservi. Le miroir de sortie a une transmission de 12%.

Les principaux éléments sélectifs sont: le filtre de Lyot (à 3 lames) qui permet d'accorder la longueur d'onde au voisinage de 5393Å, et un étalon

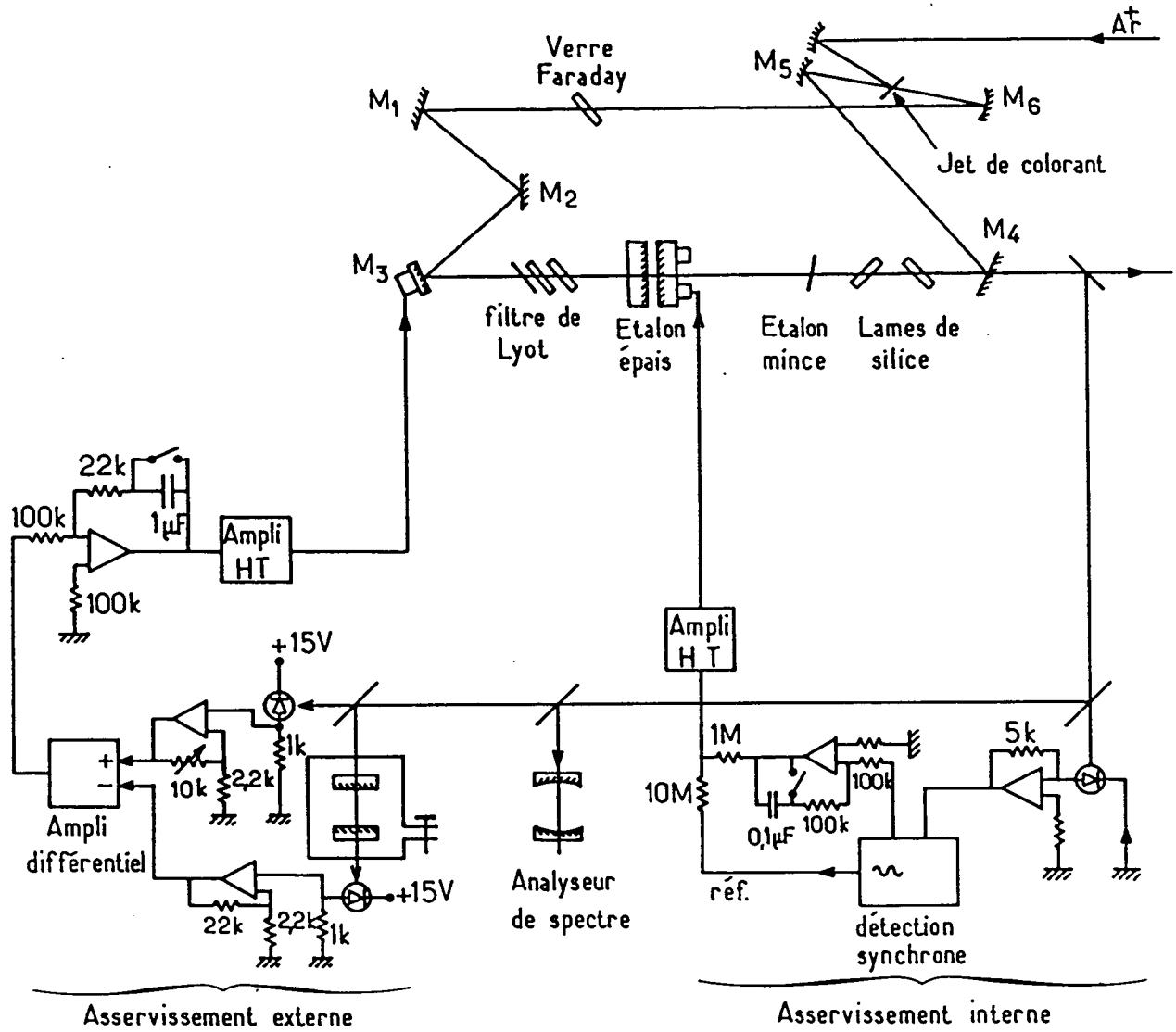


Fig.5 :Schéma du laser à colorant et de ses asservissements.

épais, utilisé pour rendre le laser monomode et l'asservir. Généralement, l'addition d'un étalon mince ne s'avère pas nécessaire.

Enfin la longueur de la cavité est ajustée à l'aide de deux lames de silice épaisses (réglage manuel) et du miroir M_3 , monté sur support piézoélectrique (pour asservissement).

Le colorant: il s'agit de Rhodamine 560 en solution dans de l'éthylèneglycol avec un peu de méthanol. Le pH est rendu voisin de 7 par addition de K_2CO_3 . Pour une puissance de pompe de 5W, la dégradation du colorant ne devient gênante qu'après une cinquantaine d'heures de fonctionnement.

Les asservissements du laser: ils sont au nombre de deux. L'asservissement dit "interne" a pour but d'accorder en permanence le mode de l'étalon intracavité avec le mode sur lequel fonction le laser. La méthode est classique. Elle consiste à: moduler l'épaisseur de l'étalon intracavité; extraire (par détection synchrone) l'amplitude de l'harmonique 1 de la modulation induite dans l'intensité du laser; et asservir ce signal d'erreur à zéro en agissant sur l'épaisseur moyenne de l'étalon. La boucle comprend: une photodiode (BPX61) non polarisée; un préampli courant-tension (10V pour 2mA); une détection synchrone (-6dB/octave; $\tau=330ms$); et un ampli intégrateur, à la sortie duquel la modulation et la tension de correction sont ajoutées avant d'être appliquées, via un amplificateur haute tension, à la céramique piézoélectrique pilotant l'étalon.

L'asservissement dit "externe" a pour mission de verrouiller la fréquence du laser sur une valeur de référence. La référence de fréquence utilisée ici est un étalon de Fabry-Pérot de finesse ≈ 30 utilisé sur le flanc d'un pic de transmission. On fait pour cela la différence entre l'intensité transmise par l'étalon et la moitié de l'intensité incidente, de telle sorte que si l'on asservit cette différence à zéro, la fréquence du laser reste à mi-hauteur du pic d'Airy. En modifiant la pression (et donc l'indice) de l'air entourant l'étalon, on déplace le pic de transmission et on accorde ainsi la fréquence du laser.

Les signaux, recueillis par deux photodiodes (BPX61) polarisées, sont préamplifiés, puis envoyés à l'ampli différentiel (gain 20dB). La sortie est reprise par un circuit intégrateur, avant d'être envoyée, via un amplificateur haute tension, à la céramique piézoélectrique du miroir M_3 .

L'asservissement ainsi réalisé ne permet pas de balayer continûment la totalité du spectre hyperfin de la transition 6S-7S; mais nous n'avons en fait eu besoin que d'une plage de balayage beaucoup plus réduite.

γ) Performances obtenues

Le laser à colorant peut délivrer plus de 1W pour une puissance de pompe de 8W (raie à 5145Å du laser à argon). Le seuil est inférieur à 1,5W. Le régime de fonctionnement habituel correspond à une puissance de pompe de 5W, qui engendre plus de 500mW à 5393Å. Le filtre de Lyot permet d'explorer les longueurs d'onde de 5305Å à 5492Å. Le signal d'erreur de l'asservissement externe révèle un jitter en fréquence inférieur à 4MHz crête-crête (en boucle fermée).

Les performances obtenues avec ce laser à colorant répondent tout à fait aux besoins de l'expérience.

b) Le laser de détection

α) Caractéristiques requises pour le faisceau sonde

Le faisceau sonde doit être continu et accordable sur les six composantes hyperfines de la transition $7S-6P_{3/2}$ (3GHz au total), avec un jitter en fréquence inférieur à la largeur naturelle: 4MHz. Pour les pressions de vapeur de césium envisagées, quelques mW suffisent à saturer la transition $7s-6P_{3/2}$ ⁽¹⁾.

Le laser utilisé est un laser à centres colorés (cristal de chlorure de potassium dopé au thallium)⁽²⁾ pompé par un laser à YAG continu (il s'agit d'un laser YAG Quantronix 114R qui délivre, à 1,06µm, un faisceau de plusieurs watts, monomode transverse et polarisé linéairement).

β) Description du laser (figure 6)

La cavité

Là encore, il s'agit d'un laser en anneau unidirectionnel, mais la cavité est plane: la diode optique est formée par un verre Faraday suivi d'un

(1) Toutefois, dans l'expérience pulsée, l'interprétation quantitative des signaux rendrait souhaitable la séparation dans le temps des périodes d'excitation et de détection de l'état 7S. Ceci suppose l'emploi d'un interrupteur optique, démasquant le faisceau sonde en moins d'une nanoseconde. Celui dont nous disposons ne transmet qu'environ 1/20 de l'intensité incidente.

(2) Ce paragraphe est pour nous l'occasion de remercier Bernard ETIENNE actuellement au laboratoire de Microélectronique et Microstructures du C.N.R.S. (Bagneux), qui nous a aidé dans la réalisation de ce laser et nous a enseigné les procédés de fabrication et de manipulation des cristaux.

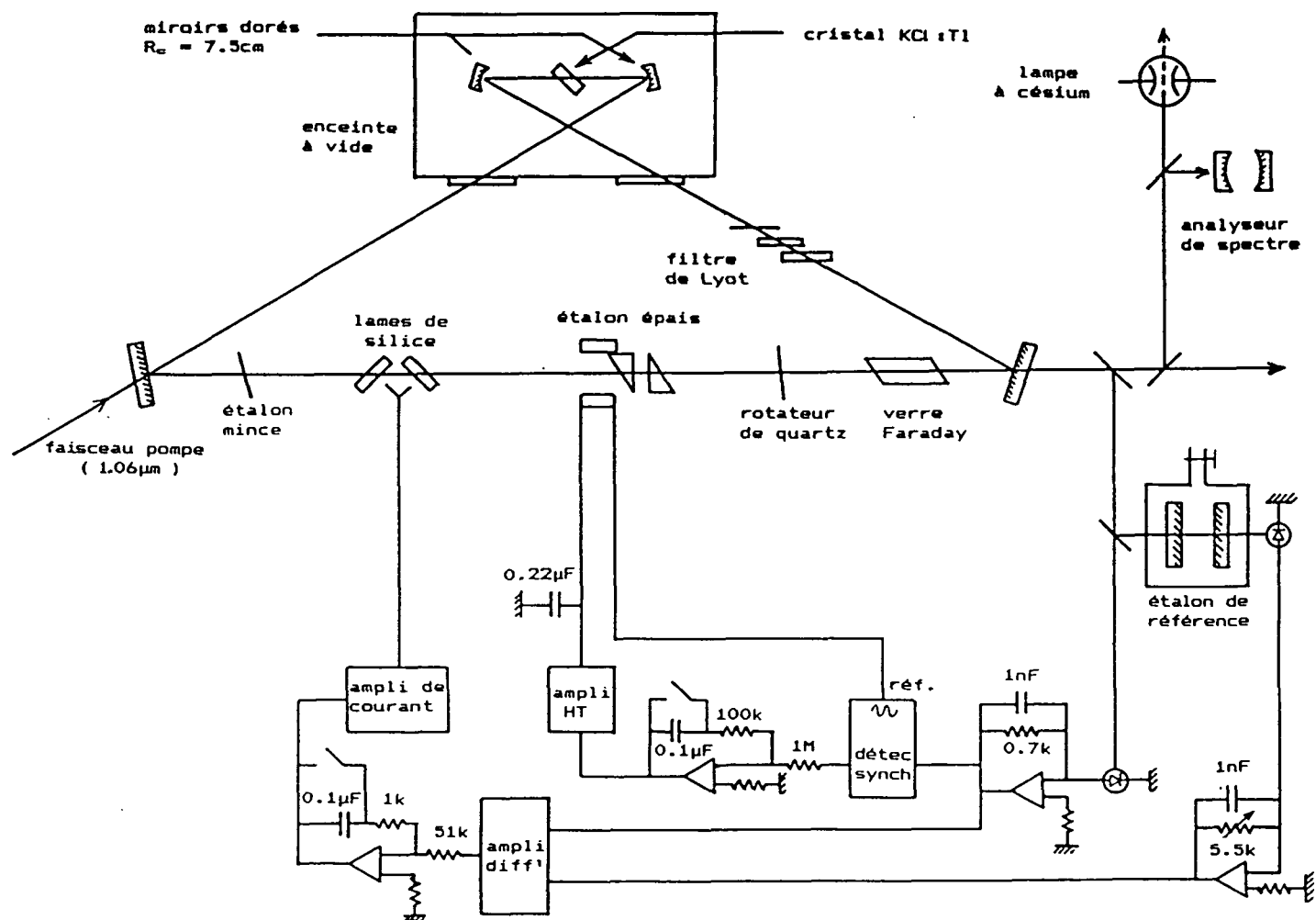


Fig. 6: Schéma du laser à centres colorés et de ses asservissements.

rotateur en quartz. Un filtre de Lyot et un étalon épais suffisent à rendre le laser monomode; mais l'addition d'un étalon mince est généralement nécessaire pour obtenir la longueur d'onde voulue. Deux lames de silice, montées sur des supports dont l'orientation est commandée par un courant, permettent de modifier la longueur de la cavité sans déplacer le faisceau. La transmission du miroir de sortie est de 15%.

Les cristaux

Ils sont obtenus par clivage à partir d'une carotte monocristalline de $KC\ell$ dopé au thallium. Ces cristaux sont ensuite irradiés par des électrons de 1,8MeV dans un accélérateur de Van de Graaf. Dès lors, ils doivent être conservés dans l'obscurité à la température de l'azote liquide, sauf pendant un traitement dont le but est d'augmenter l'absorption de $1,06\mu\text{m}$ (en éclairant en lumière blanche à -35°C) et de diminuer l'absorption à $1,5\mu\text{m}$ (le cristal est laissé à température ambiante pendant une dizaine d'heures). Des spectres d'absorption, enregistrés à chaque étape du traitement, permettent de contrôler l'évolution du cristal.

Le polissage de ces cristaux est délicat, car le chlorure de potassium est fragile et hygroscopique. Ces cristaux fonctionnent sans éclairage supplémentaire à l'UV, et peuvent être utilisés pendant plusieurs mois à condition d'être repolis de temps à autre.

Le cryostat

Les cristaux doivent être maintenus à la température de l'azote liquide, donc dans le vide (faute de quoi la condensation sur le cristal ruinerait le polissage).

Ces deux conditions sont satisfaites par un cryostat à azote liquide: un doigt froid évacue la puissance thermique apportée par le faisceau de pompe car le rendement du laser chuterait si la température du cristal augmentait. Le contact entre le cristal et le doigt froid est assuré par de l'indium, matériau malléable et bon conducteur de la chaleur. Des charbons actifs maintiennent le vide autour du cristal.

Les asservissements

Les détecteurs utilisés sont deux photodiodes au germanium (Judson J16-5-SP) non polarisées; une petite capacité en parallèle sur la résistance de contre-réaction évite au circuit d'osciller.

L'asservissement interne est très semblable à celui du laser à colorant (détection synchrone, ampli intégrateur, ampli haute tension), si ce n'est que la tension de correction et la modulation sont envoyées séparément aux deux bornes de la céramique piézoélectrique de l'étalon.

Comme celui du laser à colorant, l'asservissement de fréquence utilise un étalon externe de finesse ≈ 30 . Mais le signal d'erreur intégré est envoyé à un amplificateur de courant (gain 45mA/V) qui commande l'orientation des deux lames de silice.

En faisant varier la pression de l'air entourant l'étalon externe, on peut sans problème accorder le laser asservi sur la totalité du spectre hyperfin de la transition $7S-6P_{3/2}$.

γ) Performances obtenues

Cavité nue

Le seuil correspond à une puissance de pompe d'environ 100mW. Nous avons obtenu jusqu'à 340mW en sortie du laser pour une puissance de pompe de 3,5 watts sans observer d'effets thermiques ou d'effets de saturation. GELLERMAN, LÜTY et POLLOCK, qui avaient pour la première fois utilisé des cristaux de chlorure de potassium dopé au thallium, avaient indiqué un rendement légèrement inférieur à celui que nous avons observé, mais avec des effets thermiques importants pour des puissances de pompe supérieures à 1,8W [28]. Cela confirme l'importance de la qualité du contact thermique entre le cristal et le doigt froid. Noter que le rendement de 10% que nous indiquons est le meilleur que nous ayons obtenu; les rendements observés varient, parfois par un facteur 2, lorsqu'on passe d'un cristal à l'autre.

Avec éléments sélectifs

Le seuil est de l'ordre de 300mW, et on obtient une cinquantaine de mW en sortie du laser pour une puissance de pompe de 2W. La cavité en anneau est accordable entre 1,44 et 1,53 μm ⁽¹⁾. Là encore, ces valeurs sont susceptibles de dépendre du cristal utilisé. Le signal d'erreur de l'asservissement externe indique une largeur en fréquence inférieure à 2MHz.

L'optique se dérègle très peu d'un jour sur l'autre et le vieillissement des cristaux est lent: les performances ne commencent à se dégrader qu'après plusieurs mois d'utilisation. Le vieillissement des cristaux est d'ailleurs probablement accéléré par les repolissages et les diverses manipulations.

Signalons enfin qu'une lampe à décharge contenant de la vapeur de césium permet de savoir si le laser est, ou non, résonnant avec la transition $7S-6P_{3/2}$. La résonance se traduit, sur l'intensité du faisceau transmis par la vapeur, par une modulation liée à l'état de la décharge, elle-même synchrone avec la tension

 (1) Lorsque la cavité est disposée en X (cavité linéaire), le filtre de Lyot permet de couvrir une plage de longueur d'onde allant de 1,42 à 1,58 μm .

du secteur. Ce dispositif simple ne peut malheureusement pas être utilisé pour observer l'accord du laser à colorant sur la transition interdite (l'absorption est beaucoup trop faible): comme substitut, on dispose du procédé très sensible de détection de la fluorescence émise à partir du niveau 7S (cf. § I-2-d).

c) Le mesure de la longueur d'onde des lasers à l'aide du lambdamètre

Cet appareil, réalisé par les ateliers de mécanique et d'électronique du laboratoire, concrétise un travail de conception que l'on doit en grande partie à Bertrand GIRARD. Le lambdamètre s'est révélé pratiquement indispensable pour accorder les lasers sur les résonances atomiques.

Principe de l'appareil

La partie optique est constituée d'un interféromètre de type Michelson, dans lequel passent simultanément deux faisceaux: celui dont on veut mesurer la longueur d'onde λ , et un faisceau de référence, de longueur d'onde λ_R connue. Il suffit alors de modifier la longueur d'un des bras de l'interféromètre et d'observer le défilement des franges d'interférence: si le nombre de franges passées est N pour le faisceau à mesurer et N_R pour le faisceau de référence, le rapport N_R/N est égal au rapport λ/λ_R des longueurs d'onde.

Réalisation

Le laser de référence est un laser à hélium-néon stabilisé en température (6328,1646Å dans l'air). Un asservissement fait défiler les franges à fréquence constante. La détection des franges comprend une photodiode fixe (BPX61) pour le laser de référence, et deux photodiodes interchangeable pour le laser à mesurer (BPX61 pour le vert ou Judson J16-5-SP pour l'infrarouge). Le traitement de la séparatrice est large bande: ainsi le lambdamètre mesure la longueur d'onde du laser correspondant à la photodiode installée.

Une électronique met en forme les signaux et compte les franges. Elle comprend, sur la voie référence, un multiplicateur de fréquence par 100 qui permet d'interpoler au 100^{ème} de frange près.

Performances obtenues

Avant de disposer du lambdamètre, nous avons utilisé deux spectromètres à réseau pour trouver les transitions atomiques. Les résolutions disponibles étaient de 0,1Å dans le vert et 10Å pour l'infrarouge. Cette dernière est notoirement insuffisante car elle ne permet pas de détecter la présence de discontinuités dans le balayage de la fréquence dont l'origine n'a pas pu être éclaircie, et parfois la journée ne suffisait pas à obtenir la raie à 1,47µm. Au demeurant ces deux appareils doivent être réétalonnés fréquemment à l'aide de lampes spectrales.

Outre qu'il résout ces difficultés, la lambdamètre s'avère beaucoup plus pratique et plus efficace que les deux spectromètres. Ainsi cet appareil ne nécessite qu'un réalignement trimestriel; il affiche directement la longueur d'onde; et il est à la fois plus précis et moins encombrant que le meilleur de nos spectromètres.

Jusqu'ici, nous n'avons pas cherché à utiliser cet appareil aux limites de ses possibilités: la précision de 1/100e d'Angström que l'on obtient sans problème suffit pour trouver les deux transitions atomiques. Mais il est envisageable de l'utiliser pour stabiliser un des lasers pendant les mesures de violation de parité⁽¹⁾. Il faudra alors atteindre la précision et la stabilité ultime du lambdamètre, qui devraient être de l'ordre de quelques dizaines de MHz.

Enfin le lambdamètre s'est avéré peu exigeant sur la qualité géométrique des faisceaux dont on mesure la longueur d'onde: nous lui envoyons des faisceaux assez déformés par la traversée des fenêtres de la cellule à césium et par un long trajet (5m) dans de l'air rendu turbulent par le chauffage de la cellule à césium. La focalisation est elle aussi peu critique.

d) La cellule à césium et la détection de la fluorescence

La cellule doit contenir quelques grammes de césium, que l'on chauffe pour obtenir la tension de vapeur désirée. Elle doit également laisser entrer, et ressortir, le faisceau excitateur et le faisceau sonde, sans trop les déformer (pour permettre les mesures effectuées en transmission sur le faisceau sonde; voir la 2^{ème} partie de ce mémoire); les parois latérales doivent transmettre la fluorescence $7S-6P_{1/2}$ ($1,36\mu\text{m}$). Enfin la cellule doit comporter deux électrodes métalliques permettant d'établir un champ électrique statique \vec{E}_s ; ce champ électrique doit être transverse au faisceau excitateur pour que le nombre d'atomes excités soit aussi élevé que possible. (Lorsque le champ électrique est longitudinal, la polarisabilité scalaire ne contribue plus au dipôle de transition $6S-7S$ et le nombre d'atomes excités, alors lié à la polarisabilité vectorielle, est réduit par deux ordres de grandeur).

Deux cellules, en principe identiques ont été utilisées (voir le schéma, figure 7); les phénomènes observés ont été identiques avec les deux cellules. Le verre (Corning 1720) n'absorbe pas dans le visible, ni à $1,36$ et $1,47\mu\text{m}$, et ne

(1) Le second laser devra être stabilisé par rapport au premier grâce à un effet atomique sub-Doppler.

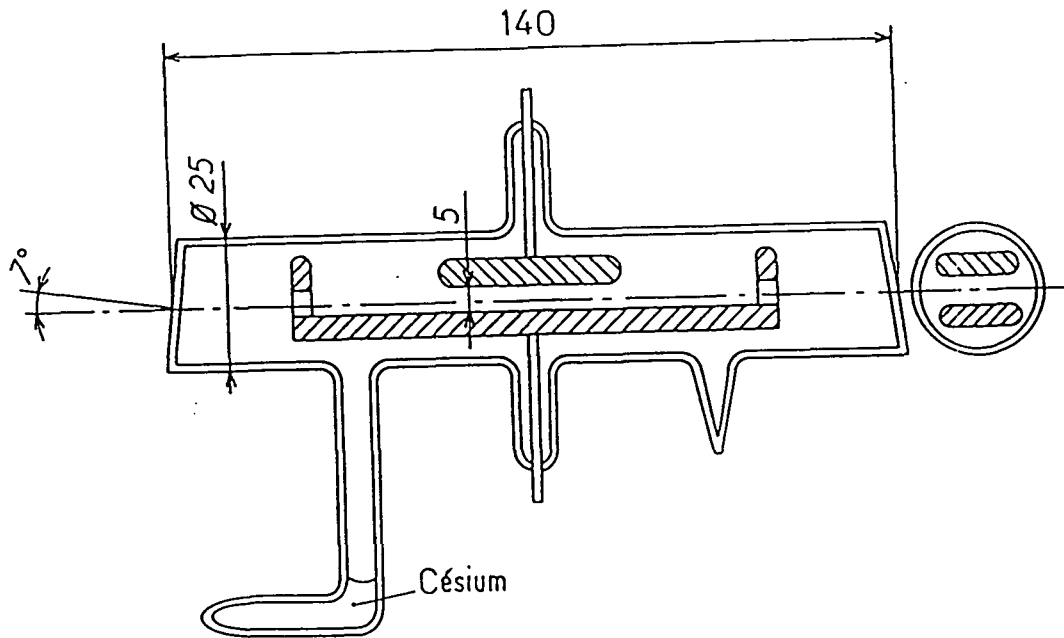


Fig.7 :Schéma de la cellule à césium utilisée pour les expériences.

jaunit pas au contact de la vapeur de césium, même au-delà de 200°C. Les deux électrodes métalliques, distantes de 5mm, ont une longueur de 30mm.

La fluorescence émise sur la raie $7S-6P_{1/2}$ est recueillie par un détecteur de grande sensibilité (Applied Detector Corporation). Il s'agit d'un détecteur au Germanium, refroidi à l'azote liquide, et muni d'un préamplificateur dont le rapport signal/bruit a été optimisé pour les fréquences de l'ordre de quelques centaines de Hertz; la surface sensible est rectangulaire ($9 \times 6 \text{mm}^2$). L'optique, de grande ouverture, qui concentre la lumière émise par la vapeur sur le détecteur, comprend un filtre interférentiel centré sur $1,36 \mu\text{m}$ (raie $7S-6P_{1/2}$). Cela permet de protéger le détecteur de fluorescence contre le rayonnement thermique du four et contre la lumière diffusée pouvant provenir des deux faisceaux.

L'électronique de traitement du signal

Lors des mesures de l'orientation des atomes 7S (voir le chapitre II), nous avons utilisé un dispositif électronique qui permet de réduire sensiblement le bruit sur ces mesures. Nous allons indiquer le principe de fonctionnement de ce boîtier "traitement du signal", qui avait préalablement prouvé son efficacité [29], mais qu'il a fallu réadapter aux nouvelles conditions rencontrées.

Dans ce type d'expérience, le signal délivré par le détecteur contient essentiellement deux modulations sinusoïdales d'origines différentes et des pics dont la durée correspond à la constante de temps $RC \approx 10^{-3} \text{s}$ du détecteur. La plus grande des deux modulations est liée à la polarisation linéaire du faisceau excitateur et traduit la population du niveau 7S. La deuxième modulation est liée aux hélicités du faisceau excitateur et du faisceau sonde et traduit l'orientation du niveau 7S. Elle se distingue de la première modulation par sa fréquence -ce qui permet de détecter les deux modulations sur deux détecteurs synchrones différentes- et par son amplitude; elle est ≈ 100 fois plus faible. Citons deux origines à cette différence d'ordres de grandeur: l'importance relative du couplage spin-orbite qui, au mieux, ne transfère aux atomes que 10% du moment cinétique des photons excitateurs absorbés, et la réponse du détecteur, plus faible à la fréquence plus élevée de la 2^{ème} modulation (461Hz). Enfin les pics brefs et isolés sont dus aux rayonnements ionisants, d'une part la radioactivité ambiante (renforcée par la présence d'une table d'optique en granite) et d'autre part les rayonnements cosmiques. Ces pics sont la source d'un bruit important sur le signal d'orientation, notamment lorsqu'ils sont d'une amplitude suffisante pour saturer les étages amplificateurs de la détection synchrone (EG&G 5206). Un blindage de plomb a permis d'atténuer en grande partie l'effet de la radioactivité ambiante, mais est inefficace contre

les muons cosmiques.

Le boîtier Traitement du Signal est placé à l'entrée de la détection synchrone recueillant la petite modulation. Il contient essentiellement un premier étage qui rejette sélectivement la grande modulation⁽¹⁾, et d'un second étage dont le rôle est de rejeter les grands pics. Ce deuxième étage est en fait un écrêteur, dont le seuil est choisi égal au double du bruit quadratique moyen sur le signal (dont on a soustrait la grande modulation) mesuré pendant la seconde passée. Lorsque survient un pic d'amplitude supérieure au seuil, le signal est remplacé par la valeur seuil, jusqu'à ce qu'il reprenne une valeur inférieure au seuil.

Le dispositif ainsi réalisé diminue par un facteur de l'ordre de 6 le bruit, dû à la radioactivité, en sortie d'une détection synchrone (constante de temps: 3 secondes). Pour l'ensemble du système (détecteur + boîtier Traitement du Signal), le signal équivalent au bruit (NEP) est de quelques 10^{-15} Watt pour une bande passante de 1Hz, ce qui correspond à quelques 10^4 photons à $1,36\mu\text{m}$ par seconde.

3) Présentation de quelques spectres expérimentaux

a) Méthodes utilisées pour les enregistrements

Dans tous les spectres que nous allons présenter, la quantité représentée est l'accroissement de la fluorescence $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ détectée en fonction de la fréquence du faisceau sonde. Le balayage en fréquence du faisceau sonde (typiquement 100MHz/mn) est obtenu à l'aide d'une microfuite dans la cavité entourant l'étalon de référence; des marqueurs de fréquence indiquent des intervalles de $\approx 140\text{MHz}$.

Dans tous ces enregistrements, la fluorescence est modulée, et ce qui est porté sur les spectres est la sortie d'une détection synchrone. La fréquence de modulation (273Hz) a été choisie en évitant la proximité des harmoniques de la fréquence du secteur (des harmoniques élevées sont engendrées dans l'intensité du faisceau sonde par le laser à YAG continu qui pompe le laser à centres colorés). Deux méthodes de modulation distinctes ont été mises en oeuvre.

i) Modulation de la direction de la polarisation $\hat{\epsilon}_e$ du faisceau excita-
teur: à l'aide d'une lame demi-onde tournante, on fait tourner la polarisation

(1) *Utiliser un amplificateur sélectif à la fréquence de la petite modulation pourrait conduire, en cas de dérive de fréquence, à une dérive de la phase. Atténuer sélectivement la grande modulation ne présente pas cet inconvénient.*

$\hat{\epsilon}_e$ autour de l'axe des faisceaux. Le dipôle Stark de transition étant proportionnel au champ électrique statique \vec{E}_s transverse aux faisceaux, le nombre d'atomes excités sur la transition interdite, proportionnel à $|\hat{\epsilon}_e \cdot \vec{E}_s|^2$, est modulé.

ii) Modulation de la puissance du faisceau sonde: à l'aide d'une lame demi-onde tournante suivie d'un polariseur, on module l'intensité sonde. C'est alors uniquement l'accroissement de fluorescence lié au faisceau sonde qui est détecté.

Chacune de ces deux méthodes a ses inconvénients spécifiques. Par la première méthode, c'est la totalité de la fluorescence liée à l'excitation de la transition interdite qui est enregistrée. Pour en déduire l'accroissement de fluorescence $\Delta J_f \equiv J_f - J_f^{(0)}$, il faut retrancher la valeur $J_f^{(0)}$ du signal en l'absence du faisceau sonde, notée avant ou après l'enregistrement du faisceau (mais inconnue pendant). Or $J_f^{(0)}$ est susceptible d'évoluer entre le début et la fin d'un enregistrement (dérive de la puissance du laser vert, de la densité de césium...); il en résultera une variation parasite de $J_f - J_f^{(0)}$ qui risque d'être interprétée à tort comme due au faisceau sonde.

Avec la deuxième méthode, ce défaut n'apparaît pas puisque seul le signal lié à la présence du faisceau sonde est enregistré. Cependant la détection synchrone a pour rôle de délivrer une tension proportionnelle à l'amplitude de modulation à la fréquence fondamentale. Lorsque la puissance du faisceau sonde (et donc la saturation) est modulée sinusoïdalement, la non-linéarité de ΔJ_f en fonction de la saturation peut, à saturation élevée, donner lieu à des écarts considérables par rapport à un spectre enregistré suivant la première méthode dont l'interprétation est plus directe. De plus, cette méthode ne convient pas du tout aux fortes densités de césium car le laser vert dissocie les molécules Cs₂ et apporte dans le niveau $6P_{3/2}$ une population parasite qui croît quadratiquement avec la densité de césium (comme nous l'avons expliqué au § I-1-b, ces molécules ne contribuent pas au signal détecté par la première méthode).

Des spectres enregistrés suivant la deuxième méthode à très forte saturation seront montrés au paragraphe I-5-e-β et leur interprétation sera alors discutée. Dans tout le reste de ce mémoire les spectres expérimentaux présentés ont été enregistrés soit par la première méthode (c'est le cas des spectres des figures 8 et 9, et de tous les spectres qui ont été exploités quantitativement pour obtenir les valeurs de l'amortissement de la cohérence

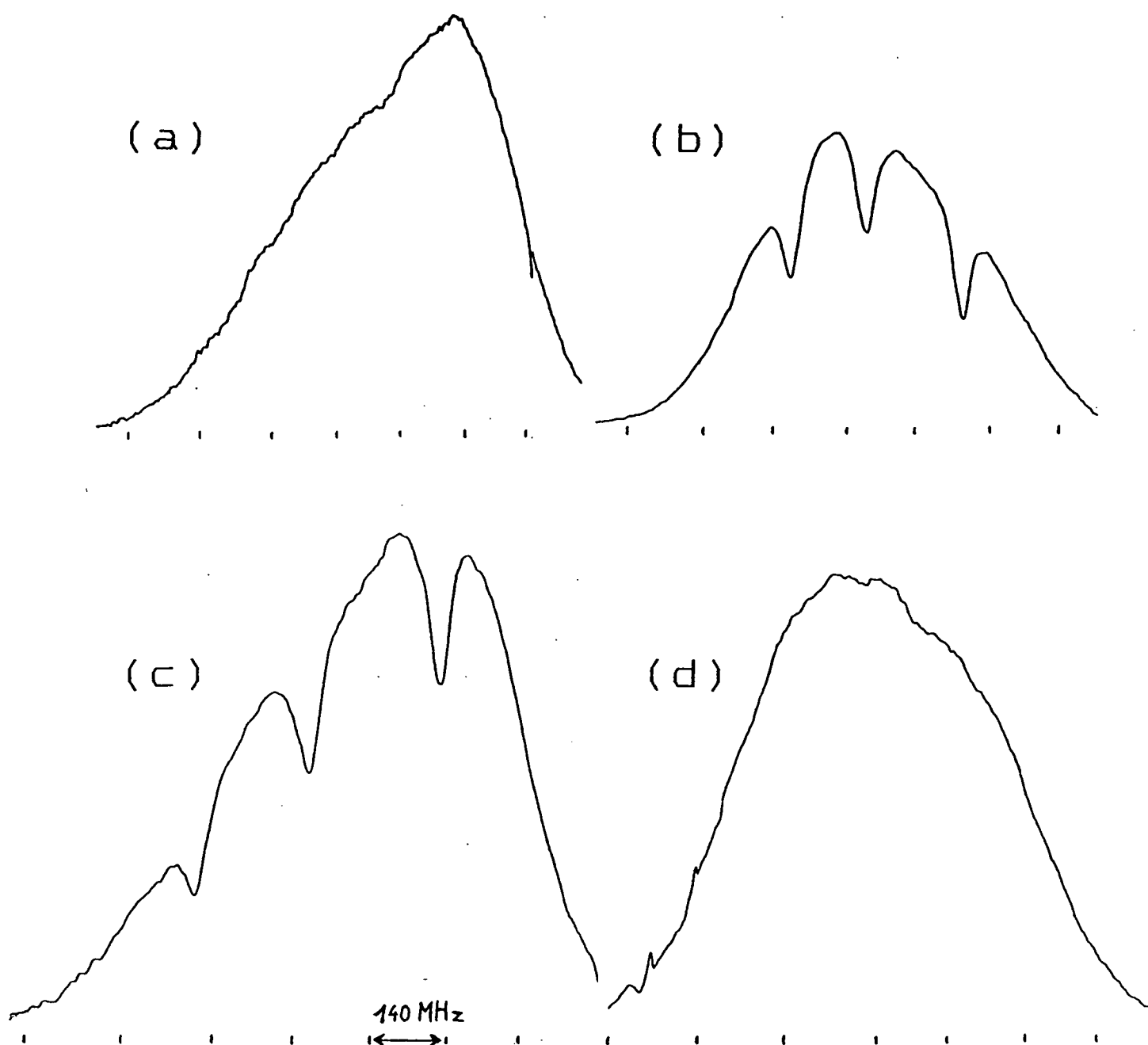


Fig.8 : Accroissement de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ en fonction de la fréquence du faisceau sonde.

Spectres obtenus à 150°C , avec un champ électrique statique de 640 V/cm et une intensité du faisceau sonde de 50 mW/cm^2 . Le laser vert excite à résonance (a) & (b) la transition $6S, F=3 \rightarrow 7S, F=3$; (c) & (d) la transition $6S, F=4 \rightarrow 7S, F=4$. Le laser IR balaye (a) & (c) les transitions $7S, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=3, 4, 5$; (b) & (d) les transitions $7S, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=2, 3, 4$.

7S-6P_{3/2} et de la population totale du niveau 6P_{3/2}), soit par la deuxième méthode, mais à très faible pression de césium (donc en l'absence de molécules Cs₂ et avec une saturation suffisamment faible pour que ΔJ_f puisse être considéré comme linéaire avec la saturation (c'est le cas de la figure 10, et des spectres du § I-5-f, enregistrés en présence d'un champ magnétique.

b) Les quatre composantes du spectre enregistrées à faible saturation

Les quatre enregistrements de la figure 8 montrent l'allure typique des spectres de fluorescence inhibée pour une densité de césium au centre du domaine exploré. Pour les cas (a) et (d), où le laser d'excitation et le laser de détection ne sont pas résonnants pour le même niveau hyperfin du niveau 7S (cf. § I-1-d-β), on constate que

- les trois gaussiennes de largeur Doppler, correspondant à la réexcitation des atomes 6P_{3/2} thermalisés, ne sont pas résolues,
- les deux pics fins, dus à la présence dans 6P_{3/2} d'atomes n'ayant pas encore été thermalisés, sont à cette densité de césium, trop petits pour être visibles.

Les deux autres spectres montrent l'accroissement de fluorescence $\Delta J_f(\omega_d)$ lorsque les deux lasers sont résonnants pour le même niveau hyperfin 7S,F. On voit nettement, sur l'enveloppe de largeur Doppler, se retrancher les trois creux de fluorescence inhibée, très bien résolus.

c) Spectre enregistré à forte saturation

La figure 9 montre un spectre de fluorescence inhibée enregistré alors que le faisceau sonde est très saturant. Par rapport au spectre 8-(c), pour lequel la puissance du faisceau sonde est 100 fois plus faible, on constate que

- la hauteur de l'enveloppe de largeur Doppler n'a pas augmenté par un facteur 100 mais s'est rapprochée de la valeur 2 (§ I-4-c-ii),
- les creux de fluorescence inhibée se sont élargis et apparaissent moins profonds (nous verrons au § I-5-e-β que ce n'est pas dû uniquement au recouvrement des lorentziennes élargies, mais que leur profondeur est effectivement plus faible).

Le spectre de fluorescence apparaît nettement moins "contrasté" à forte saturation. Déterminer le contraste du spectre et la largeur des creux est donc plus difficile à forte saturation et, de surcroît, requiert un modèle théorique quantitativement valable pour toutes les saturations, ce qui complique considérablement le problème. En pratique, seuls les spectres enregistrés à faible saturation seront exploités quantitativement.

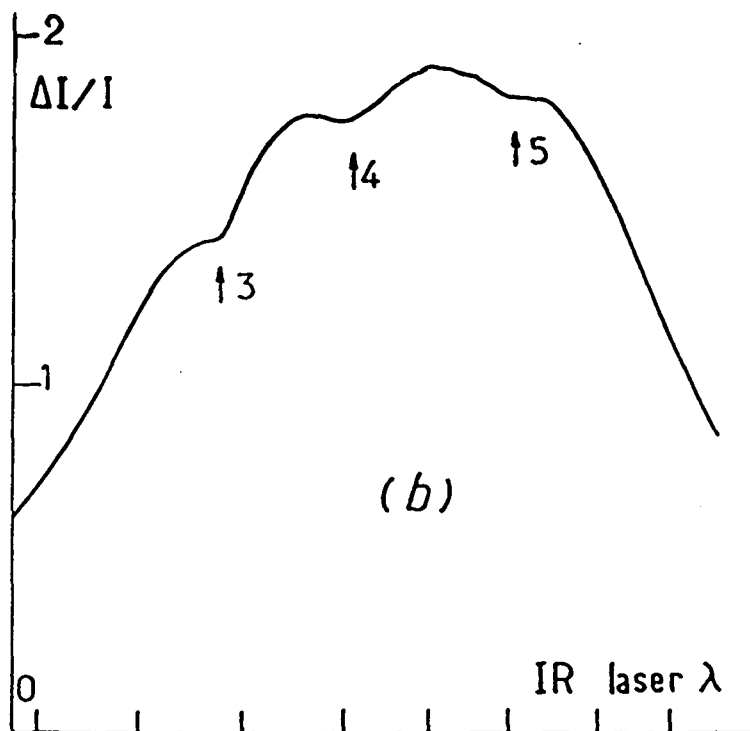


Fig.9 : Mêmes conditions que pour la fig.8c mais avec une intensité du faisceau IR 100 fois plus grande.

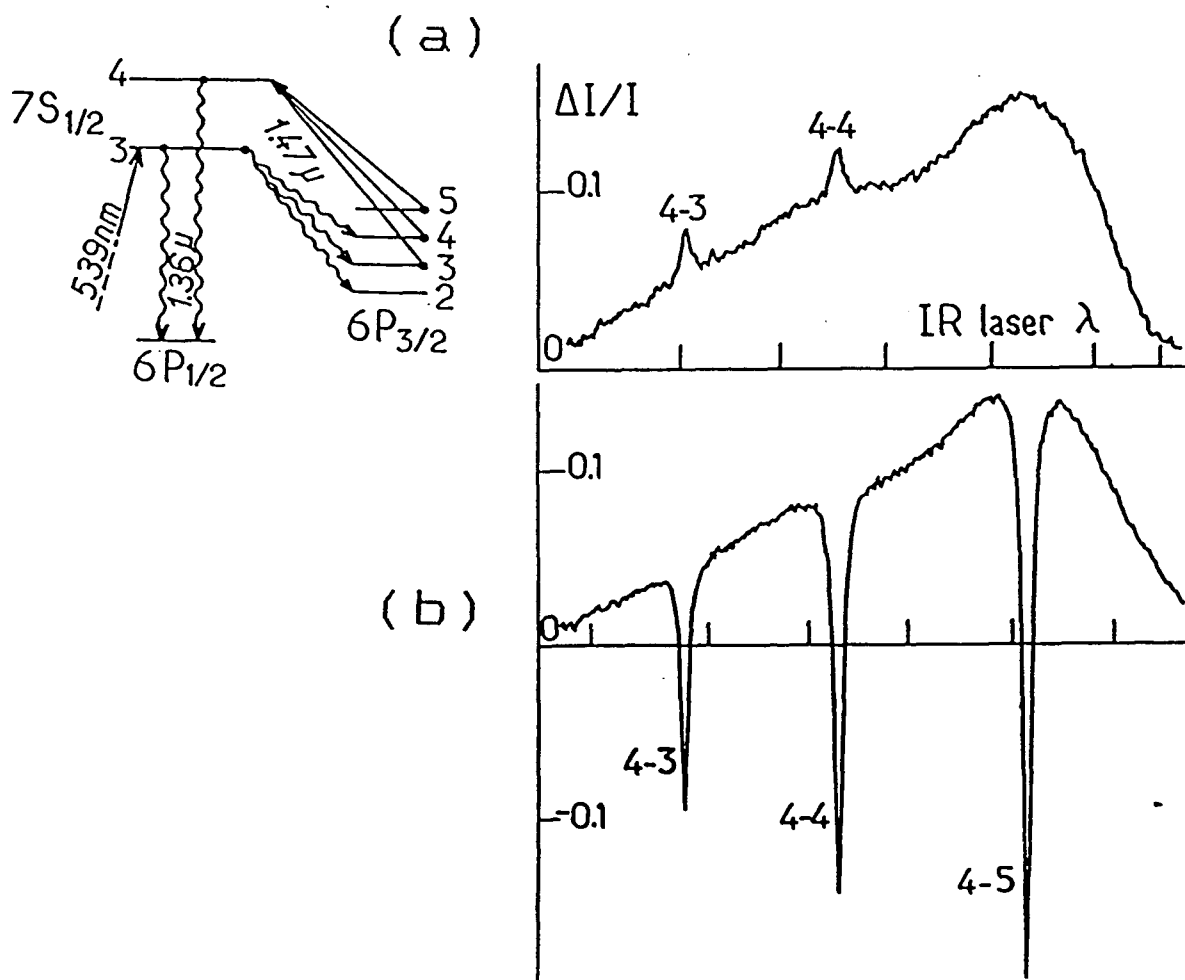


Fig.10 : (a) et (b) spectres enregistrés dans les mêmes conditions que les spectres (a) et (c) de la fig.8, mais à une densité de césium beaucoup plus faible (5×10^{12} at/cm³ à 83°C).

d) Mise en évidence, à faible densité de césium, d'une population monocinétique dans le niveau $6P_{3/2}$

Les atomes monocinétiques du niveau $7S, F$ peuplé par le laser vert apportent, par émission spontanée, une population monocinétique dans les niveaux $6P_{3/2}, F'=F, F\pm 1$. Cette population, trop amortie par les collisions résonnantes, n'apparaît pas sur les spectres (a) et (d) de la figure 8. Pour la mettre en évidence, nous avons baissé la densité de césium jusqu'à 5×10^{12} atomes/cm³. L'amortissement par collisions résonnantes est alors pratiquement négligeable et de plus les atomes restent moins longtemps emprisonnés dans le niveau $6P_{3/2}$, ce qui donne à l'enveloppe de largeur Doppler une hauteur plus faible.

La figure 10-(a) montre la fluorescence liée à la réexcitation vers $7S, F=4$ des atomes $6P_{3/2}, F'=3, 4, 5$ alors que le faisceau vert excite le niveau $7S, F=3$. On y distingue nettement les deux pics indiquant la présence dans les niveaux $6P_{3/2}, F'=3$ et 4 d'une population monocinétique. Sur la figure 10-(b), les deux lasers sont résonnants pour le même niveau hyperfin $7S, F=4$. On voit que lorsque les deux lasers sont accordés sur la même classe de vitesse, c'est-à-dire au fond d'un creux de fluorescence inhibée, l'émission stimulée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ l'emporte sur la réabsorption $6P_{3/2} \rightarrow 7S$. La fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ est alors plus faible qu'en l'absence de faisceau sonde. Au paragraphe I-4-f, nous utiliserons la forme spectrale théorique pour comparer la hauteur des pics et la profondeur des creux et en tirer la durée de vie d'une classe de vitesse de $6P_{3/2}$.

4) Modèle théorique pour les spectres de fluorescence inhibée

a) Prise en compte de l'effet des collisions

Nous allons voir de quelle façon les collisions interviennent dans la dynamique du système à trois niveaux $6S-7S-6P_{3/2}$ couplés par les deux lasers. Indiquons d'emblée que nous négligerons l'effet des collisions césium-césium⁽¹⁾ sur le niveau $7S$, où la relaxation est essentiellement radiative (voir p. 16).

Les collisions avec les atomes $6S$ interviennent de trois façons différentes dans la dynamique des atomes $6P_{3/2}$:

i) Elles thermalisent la répartition en vitesses: lors d'une collision résonnante, on peut ici considérer que l'atome initialement dans le niveau $6S$ garde sa vitesse mais acquiert l'excitation de l'atome initialement dans le niveau $6P$. A l'issue de la collision, l'atome $6P$ a donc statistiquement la même répartition en vitesses que les atomes $6S$, c'est-à-dire une répartition

(1) Noter que les cellules à césium utilisées ne contiennent aucun gaz tampon.

thermalisée.

ii) Elles répartissent les atomes sur tous les niveaux hyperfins, car pendant la durée d'une collision ($\approx 5 \times 10^{-11}$ s), le moment cinétique électronique \vec{J} et le spin nucléaire \vec{I} évoluent de façon totalement découplée [25].

iii) Elles amortissent toutes les cohérences partant de $6P_{3/2}$, soit parce qu'elles modifient la phase de l'évolution atomique, soit parce qu'elles modifient la vitesse de l'atome; l'amortissement d'une cohérence partant de $6P_{3/2}$ peut donc être plus élevé que l'amortissement de la population d'une classe de vitesse.
la moitié de

Enfin les collisions au sein de la vapeur peuvent être responsables d'un transfert de populations entre les niveaux $6P_{3/2}$ et $6P_{1/2}$. Ce transfert est très faible et, de plus, son effet n'est appréciable que lorsque la niveau $6P_{3/2}$ est fortement dépeuplé, c'est-à-dire lorsque le faisceau sonde est très saturant. Or nous n'utiliserons quantitativement le modèle que pour exploiter des spectres enregistrés à basse saturation. Nous ne chercherons donc pas à prendre en compte de manière quantitative les transferts collisionnels $6P_{3/2} \leftarrow 6P_{1/2}$; cet effet fera seulement l'objet d'une discussion rapide au § I-5-e- α .

b) Mise en équations du problème

Nous utiliserons un formalisme semi-classique, analogue aux équations de Bloch optiques.

α) Les lasers

Les lasers seront décrits par des champs classiques:

$$\vec{\mathcal{E}}_e(z, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_e \hat{\epsilon}_e e^{-i\omega_e(t-z/c)} + cc$$

pour le faisceau excitateur, et

$$\vec{\mathcal{E}}_d(z, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_d \hat{\epsilon}_d e^{-i\omega_d(t-z/c)} + cc$$

pour le faisceau détecteur. La structure gaussienne et la divergence des faisceaux seront ignorées; notamment le faisceau infrarouge sera considéré comme éclairant de façon uniforme une région de l'espace englobant le faisceau excitateur (ces points seront repris plus en détail au § I-5-d). Les épaisseurs

optiques étant très faibles, $\mathcal{E}_e, \hat{\epsilon}_e, \omega_e, \mathcal{E}_d, \hat{\epsilon}_d, \omega_d$ seront considérés comme indépendants de l'abscisse z .

Les fréquences des faisceaux vus dans un référentiel de vitesse $\vec{v}, \hat{k} \equiv v_z$ seront modifiées pour tenir compte de l'effet Doppler longitudinal:

$$\omega_i \rightarrow \omega_i - \frac{\omega_i v_z}{c}, \quad i = e \text{ ou } d .$$

Nous allons introduire la grandeur ν :

$$\nu \equiv v_z \frac{\omega_d}{c} ; \quad (\text{I-7})$$

correspondant à l'effet Doppler sur le laser de détection. Nous réserverons maintenant le terme de "vitesse" à la grandeur ν . Les atomes de vitesse ν voient donc un faisceau sonde de pulsation $\omega_d - \nu$, et un faisceau excitateur de pulsation $\omega_e - 2,72\nu$ ($2,72=1469/539$ est le rapport des fréquences du laser excitateur et du laser sonde). Nous écrirons donc les champs des lasers

$$\vec{\mathcal{E}}_e(t, \nu) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_e \hat{\epsilon}_e \exp\{-i(\omega_e - 2,72\nu)t\} + \text{c.c.} \quad (\text{I-8-a})$$

$$\vec{\mathcal{E}}_d(t, \nu) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_d \hat{\epsilon}_d \exp\{-i(\omega_d - \nu)t\} + \text{c.c.} \quad (\text{I-8-b})$$

β) La vapeur de césium

Au sein de la vapeur, chaque classe de vitesse ν est décrite à l'aide d'une matrice densité que nous noterons simplement $\rho(\nu)$, bien que par la suite les calculs seront développés en représentation d'interaction. $\text{tr}\{\rho(\nu)\}d\nu$ est le nombre d'atomes de césium, dont la vitesse est comprise entre ν et $\nu+d\nu$, par unité de volume. La matrice densité sera développée sur les niveaux $6S_{1/2}, F$, $7S_{1/2}, F$, et $6P_{3/2}, F'$. La fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ étant proportionnelle à la population $7S$, le niveau $6P_{1/2}$ n'apparaîtra pas explicitement, et le calcul aura pour but d'obtenir l'expression de la population totale du niveau $7S$.

Les populations et leur relaxation

Nous utiliserons les notations

$$\begin{aligned} \rho_{6F}(\nu) &\equiv \mathbb{P}(6S_{1/2}, F) \rho(\nu) \mathbb{P}(6S_{1/2}, F) \\ \rho_{7F}(\nu) &\equiv \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \rho(\nu) \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \\ \rho_{PF}(\nu) &\equiv \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \rho(\nu) \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \end{aligned}$$

qui désignent les restrictions de $\rho(\nu)$ aux niveaux $6S_{1/2},F$, $7S_{1/2},F$, et $6P_{3/2},F'$ (1)

($P(\alpha,F) \equiv \sum_m |\alpha,Fm\rangle \langle \alpha,Fm|$ est le projecteur sur la multiplicité F du niveau α).

Par la suite nous serons amenés à ne prendre en compte que les populations de ces niveaux:

$$\begin{aligned} n_{6F}(\nu) &\equiv \text{tr}\{\rho_{6F}(\nu)\} \\ n_{7F}(\nu) &\equiv \text{tr}\{\rho_{7F}(\nu)\} \\ n_{PF'}(\nu) &\equiv \text{tr}\{\rho_{PF'}(\nu)\} . \end{aligned}$$

La proportion d'atomes excités par le laser vert est très faible; même en présence des lasers, la matrice densité dans le niveau fondamental reste pratiquement identique à la répartition thermique:

$$\rho_{6F}(\nu) = \frac{P(6S_{1/2},F)}{2(2I+1)} f(\nu) n_{Cs}$$

où I est le spin du noyau de ^{133}Cs , n_{Cs} la densité de césium, et

$$f(\nu) = \frac{1}{\Omega_D \sqrt{2\pi}} \exp\{-\nu^2/(2\Omega_D^2)\} \quad (\text{I-9})$$

est la répartition boltzmannienne des vitesses, normalisée à 1:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) d\nu = 1 . \quad (\text{I-10})$$

$$\Omega_D \equiv \omega_{7S-6P3/2} \sqrt{\frac{kT}{M_{Cs} c^2}} \quad (\text{I-11})$$

est la demi-largeur Doppler à $1/\sqrt{e}$.

La population du niveau $6S,F$ est donc

$$n_{6F}(\nu) = \frac{2F+1}{2(2I+1)} f(\nu) n_{Cs} . \quad (\text{I-12})$$

(1) Rappelons que le symbole F désigne le moment hyperfin dans les niveaux $6S$ et $7S$, et que F' est réservé au moment hyperfin dans le niveau $6P_{3/2}$.

La matrice densité dans les niveaux 7S ne subit qu'un amortissement radiatif:

$$\left. \frac{d}{dt} \rho_{7F}(\nu) \right|_{\text{relaxation}} = - \Gamma_{7S} \rho_{7F}(\nu) .$$

Il en est donc de même pour la population 7S:

$$\left. \frac{d}{dt} n_{7F}(\nu) \right|_{\text{relaxation}} = - \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) , \quad (\text{I-13})$$

avec $1/\Gamma_{7S} = 1/\Gamma_{7S}^{\text{rad}} = 48\text{ns}$, durée de vie radiative du niveau 7S.

Dans $6P_{3/2}$, il faut décrire simultanément trois effets:

i) L'émission spontanée $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}$. Globalement, elle se produit avec un taux $\frac{2}{3} \Gamma_{7S}$; mais elle répartit les atomes sur les niveaux $6P_{3/2}, F'=F, F\pm 1$. L'effet sur les populations $6P_{3/2}$, de vitesse ν s'écrit

$$\left. \frac{d}{dt} n_{PF'}(\nu) \right|_{\substack{\text{émission spontanée} \\ 7S \rightarrow 6P_{3/2}}} = \sum_F \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F n_{7F}(\nu) \quad (\text{I-14})$$

où nous avons introduit des coefficients angulaires C_F^F , (forces d'oscillateur relatives) qui seront calculés explicitement page 59.

ii) La thermalisation des vitesses et des moments hyperfins, que l'on écrira⁽¹⁾

$$\left. \frac{d}{dt} \rho_{PF'}(\nu) \right|_{\text{collisions fortes}} = - \Gamma^{\text{coll}} \rho_{PF'}(\nu) + \Gamma^{\text{coll}} f(\nu) \times$$

$$\times \left\{ \sum_{F''} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{PF''}(\nu') d\nu' \right\} \frac{P(6P_{3/2}, F')}{\sum_{F''} (2F''+1)}$$

(1) Les expressions \sum_F ou $\sum_{F'}$ désignent une somme sur toutes les valeurs de F ($F=3$ et 4) ou de $F'=2$ à 5 .

où Γ^{c011} est le taux de collisions fortes (collision résonnante ou émission-réabsorption d'un photon de résonance). Dans cette équation, le premier terme du membre de droite exprime le fait que les collisions avec les atomes de vitesse ν tendent à dépeupler la classe de vitesse ν , tandis que le deuxième terme traduit l'effet des collisions avec les atomes de toutes les autres classes de vitesses (et tous les autres moments hyperfins), qui tendent à repeupler la classe de vitesse ν proportionnellement à la population d'atomes $6S$ collisionneurs dans cette classe de vitesse (nous avons supposé que tous les sous-niveaux Zeeman de tous les niveaux hyperfins ont la même probabilité d'être peuplés par une collision). En prenant la trace de cette équation, on obtient l'effet sur la population de la classe de vitesse ν :

$$\left. \frac{d}{dt} n_{PF'}(\nu) \right|_{\text{collisions fortes}} = - \Gamma^{c011} n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{c011} f(\nu) \tau_{F'} \left\{ \sum_{F''} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{PF''}(\nu') d\nu' \right\} \quad (I-15)$$

où $\tau_{F'}$ est en valeur relative, la dégénérescence du niveau $6P_{3/2}, F'$:

$$\tau_{F'} \equiv (2F'+1) / \sum_{F''} (2F''+1) = (2F'+1)/32 \quad (I-16)$$

L'équation I-15 a pour solution stationnaire la répartition thermique $n_{PF'}(\nu) \propto \tau_{F'} f(\nu)$. Elle ne donne lieu à aucun amortissement de la population totale $6P_{3/2}$:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \sum_{F'} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{PF'}(\nu) d\nu \right\} = 0$$

Noter que si les collisions redistribuent la population sans l'amortir globalement, les grandeurs angulaires telles que l'orientation ou l'alignement sont réellement amorties en un temps $1/\Gamma^{c011}$.

iii) L'amortissement global de la population $6P_{3/2}$:

$$\left. \frac{d}{dt} n_{PF'}(\nu) \right|_{\text{désexcitation}} = - \Gamma_P n_{PF'}(\nu)$$

La durée de vie $1/\Gamma_p$ de la population totale $6P_{3/2}$ est beaucoup plus longue, du fait de l'emprisonnement de la raie de résonance, que la durée de vie radiative, et Γ_p sera, en pratique, toujours négligeable devant tous les autres amortissements⁽¹⁾.

L'équation décrivant l'effet de la relaxation sur la population $6P_{3/2}$ s'écrira donc

$$\left. \frac{d}{dt} n_{PF'}(\nu) \right|_{\text{relaxation}} = - (\Gamma_p + \Gamma^{\text{coll}}) n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{\text{coll}} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_p + \sum_F \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F n_{7F}(\nu) \quad (\text{I-17})$$

où \bar{n}_p est la population totale du niveau $6P_{3/2}$:

$$\bar{n}_p \equiv \sum_{F'} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} n_{PF'}(\nu) d\nu \right\}. \quad (\text{I-18})$$

Les cohérences et leur relaxation

Nous nous limiterons aux cohérences optiques; les cohérences Zeeman ou hyperfines n'apparaîtront pas dans le calcul.

Nous supposons que les cohérences 6S-7S

$$\rho_{6SF_1-7SF}(\nu) \equiv P(6S, F_1) \rho(\nu) P(7S, F)$$

ne subissent pas d'amortissement autre que radiatif:

$$\left. \frac{d}{dt} \rho_{6SF_1-7SF}(\nu) \right|_{\text{relaxation}} = - \frac{\Gamma_{7S}}{2} \rho_{6SF_1-7SF}(\nu).$$

Les cohérences 7S- $6P_{3/2}$

(1) Aux plus basses pressions de césium auxquelles nous avons travaillé, Γ_p reste négligeable devant Γ^{coll} . car, même si le taux de collisions résonnantes est pratiquement nul, Γ^{coll} reste voisin de $\Gamma_{6P_{3/2}}^{\text{rad}}$ puisque un photon de résonance émis sera presque systématiquement réabsorbé avant de sortir de la zone d'interaction.

$$\rho_{FF'}(\nu) \equiv \mathbb{P}(7S, F) \rho(\nu) \mathbb{P}(6P_{3/2}, F')$$

sont amorties par l'émission spontanée partant des niveaux 7S et 6P_{3/2}, et par les collisions. Nous noterons γ l'amortissement résultant:

$$\left. \frac{d}{dt} \rho_{FF'}(\nu) \right|_{\text{relaxation}} = -\gamma \rho_{FF'}(\nu)$$

γ) L'évolution atomique en présence des lasers

Nous nous placerons en représentation d'interaction. L'évolution de la matrice densité s'écrit

$$\frac{d}{dt} \rho(\nu) = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_I(t, \nu), \rho(\nu)] + \left. \frac{d}{dt} \rho(\nu) \right|_{\text{relaxation}}$$

où $\mathcal{H}_I(t, \nu)$ est l'hamiltonien de couplage, entre un atome de vitesse ν et les lasers

$$\mathcal{H}_I(t, \nu) = - \left\{ e^{i\mathcal{H}_0 t/\hbar} \vec{\mathcal{D}} e^{-i\mathcal{H}_0 t/\hbar} \right\} \cdot \left\{ \vec{\mathcal{E}}_e(t, \nu) + \vec{\mathcal{E}}_d(t, \nu) \right\}$$

($\vec{\mathcal{D}}$ est l'opérateur dipolaire électrique, \mathcal{H}_0 l'hamiltonien d'un atome isolé). Dans le calcul de l'élément de matrice $\langle i | \mathcal{H}_I | j \rangle$, la première parenthèse fera apparaître une expression du type

$$\sum_{i, j} e^{i(E_i - E_j)t/\hbar} \langle i | \vec{\mathcal{D}} | j \rangle$$

avec des facteurs de phase $e^{i\omega_{ij}t}$. La deuxième parenthèse conduit à des facteurs $e^{i\omega_{laser}t}$. $\mathcal{H}_I(t, \nu)$ contient donc des termes en $e^{i(\omega_{ij} - \omega_{laser})t}$ et, parmi ces termes, seuls ceux qui oscillent le plus lentement contribueront à la dynamique du système. Nous allons dès maintenant négliger tous les termes non résonnants, c'est-à-dire tous ceux qui oscillent à une fréquence grande devant les largeurs Doppler (toutes les autres largeurs sont petites devant Ω_D). Avec cette approximation, $\mathcal{H}_I(t, \nu)$ s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I(t, \nu) = & \frac{-1}{2} \mathcal{E}_e \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_e \mathbb{P}(6S_{1/2}, F) e^{i2,72(\nu - \nu_e)t} + \text{h.c.} \\ & - \frac{1}{2} \mathcal{E}_d \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d \sum_{F'} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') e^{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (\text{I-19})$$

$$\text{où on a noté:} \quad \nu_e \equiv (\omega_e - \omega_{7S, F-6S, F})/2,72, \quad (\text{I-20})$$

pour désigner la classe de vitesse excitée par le laser vert,

$$\omega_{FF'} \equiv \omega_{7S, F-6P_{3/2}, F'},$$

et où F est le moment hyperfin des niveaux $6S$ et $7S$ couplés par le laser vert. Noter qu'on a implicitement supposé que: i) le laser vert excite une transition $\Delta F=0$ (pour une excitation $\Delta F=\pm 1$, le nombre d'atomes excités est plus faible par deux ordres de grandeur, mais les effets physiques sont identiques); ii) le faisceau sonde est résonnant avec le niveau $7S, F$ peuplé par l'excitation; ce n'est qu'au § I-4-f que l'on considèrera le cas d'un faisceau sonde résonnant avec l'autre niveau hyperfin, $7S, 2I-F$.

Comme nous l'avons indiqué (§ I-1-e), nous dissociérons totalement le rôle des deux lasers: nous écrirons les équations d'évolution des cohérences et des populations $7S$ et $6P_{3/2}$ sous l'effet du faisceau sonde, l'excitation par le laser vert étant prise en compte par un terme source de population pour le niveau $7S, F$ (les conditions de validité de cette approximation seront examinées en détail au § I-6). Ce terme source s'écrit:

$$\begin{aligned} \Lambda_F(\nu) = & \left\{ n_{Cs} \frac{1}{\Omega_D \sqrt{2\pi}} \frac{2F+1}{2(2I+1)} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2\Omega_D^2}\right) \right\} \times \\ & \left\{ 2 \left(\frac{d_{6-7} \mathcal{E}_e}{2\hbar} \right)^2 \times \left(\frac{2}{\Gamma_{7S}} \right) \right\} \times 1 / \left\{ 1 + \left(\frac{2,72(\nu - \nu_e)}{\Gamma_{7S}/2} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{I-21})$$

où $d_{6-7} \equiv \langle 6S_{1/2}, Fm | \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_e | 7S_{1/2}, Fm \rangle^{(1)}$ indépendant de m .

(1) Les notations simplifiées $|6S_{1/2}, Fm\rangle$ et $|7S_{1/2}, Fm\rangle$ désignent les états perturbés par le champ électrique statique dans la cellule; en l'absence de champ électrique, il n'y a pas de dipôle électrique de transition.

Nous ne détaillerons pas le calcul qui mène à ce résultat (il est très similaire au calcul qui mène à la deuxième ligne de I-26-a). Ce résultat s'interprète très simplement: le premier facteur est la population du niveau fondamental dans la classe de vitesse résonnante avec le laser vert, le deuxième est le taux d'excitation, compte tenu de l'amortissement $\frac{\Gamma_{7S}}{2}$ de la cohérence 6S-7S, le troisième est la forme de raie lorentzienne. Cette lorentzienne étant beaucoup plus étroite que la gaussienne du premier facteur, la forme de $\Lambda_F(\nu)$ est pratiquement lorentzienne et nous pourrions, à une très bonne approximation, remplacer ν par ν_e dans le premier facteur.

L'équation d'évolution de la matrice densité, restreinte aux niveaux 7S et $6P_{3/2}$, s'écrit alors

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho(\nu) = & \left. \frac{d}{dt} \rho(\nu) \right|_{\text{relaxation}} + \Lambda_F(\nu) \frac{P(7S,F)}{2F+1} - \\ & - \frac{i}{\hbar} \sum_{F'} \left[-\frac{1}{2} \mathcal{E}_d \mathcal{D}_{FF'} e^{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t} + \text{h.c.} \right], \rho(\nu) \end{aligned} \quad (\text{I-22})$$

où l'on a posé $\mathcal{D}_{FF'} \equiv P(7S,F) \hat{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d P(6P_{3/2},F')$. Les cohérences $\rho_{FF'}(\nu) \equiv P(7S,F) \rho(\nu) P(6P_{3/2},F')$ obéissent donc à l'équation

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{FF'}(\nu) = & -\gamma \rho_{FF'}(\nu) + \\ & + \frac{i\mathcal{E}_d}{2\hbar} e^{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t} \{ \mathcal{D}_{FF'} \rho_{FF'}(\nu) - \rho_{7F}(\nu) \mathcal{D}_{FF'} \}. \end{aligned} \quad (\text{I-23})$$

Dans 7S, la population $n_{7F}(\nu) = \text{tr}\{P(7S,F) \rho(\nu)\}$ obéit à

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_{7F}(\nu) = & -\Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + \Lambda_F(\nu) \\ & + \sum_{F'} \left\{ \frac{i\mathcal{E}_d}{2\hbar} e^{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t} \text{tr} \left[\mathcal{D}_{FF'} (\rho_{FF'}(\nu))^\dagger \right] + \text{c.c.} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{I-24-a})$$

Quant à la population $6P_{3/2},F'$ $n_{PF'} = \text{tr}\{P(6P_{3/2},F') \rho(\nu)\}$, elle évolue suivant

l'équation

$$\frac{d}{dt} n_{PF'}(\nu) = - (\Gamma_P + \Gamma^{coll}) n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{coll} \tau_F f(\nu) \bar{n}_P + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F n_{7F}(\nu) + \left\{ \frac{i \mathcal{E}_d^*}{2\hbar} e^{-i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t} \text{tr} [\mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{FF'}(\nu)] + \text{c.c.} \right\} \quad (\text{I-24-b})$$

Ce que nous cherchons n'est pas l'évolution transitoire de la vapeur mais le régime stationnaire, c'est-à-dire l'état caractérisé par des populations indépendantes du temps et des cohérences $\rho_{FF'}(\nu)$ oscillant à la fréquence $\omega_{FF'} - \omega_d + \nu$ sous l'effet du faisceau sonde (si $\rho_{FF'}(\nu)$ oscille à une autre fréquence il apparaîtra dans I-24 des termes oscillants et les populations ne seront pas stationnaires). Reportant

$$\frac{d}{dt} \rho_{FF'}(\nu) = i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) \rho_{FF'}(\nu)$$

dans l'équation I-23, nous obtenons les cohérences:

$$\rho_{FF'}(\nu) = \frac{i \mathcal{E}_d}{2\hbar} \frac{e^{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)t}}{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) + \gamma} \{ \mathcal{D}_{FF'} \rho_{PF'}(\nu) - \rho_{7F}(\nu) \mathcal{D}_{FF'} \} . \quad (\text{I-25})$$

Nous pouvons alors récrire I-24-a en utilisant l'expression trouvée pour $\rho_{FF'}(\nu)$ et $\frac{d}{dt} n_{7F}(\nu) = 0$; nous obtenons

$$0 = - \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + \Lambda_F(\nu) + \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2 \sum_{F'} \left\{ \frac{\text{tr} [\mathcal{D}_{FF'} \rho_{PF'}(\nu) \mathcal{D}_{FF'}^\dagger - \mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{7F}(\nu)]}{-i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) + \gamma} + \text{c.c.} \right\} .$$

On peut alors remarquer que la trace est réelle car les deux produits d'opérateurs sont hermitiques; il vient

$$0 = - \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + \Lambda_F(\nu) + \sum_{F'} \frac{2\gamma \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} \text{tr} \left\{ \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \mathcal{D}_{FF'} \rho_{PF'}(\nu) - \mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{7F}(\nu) \right\} . \quad (\text{I-26-a})$$

Partant de I-24-b, le même raisonnement conduit à

$$0 = - (\Gamma_P + \Gamma^{011}) n_{PF}(\nu) + \Gamma^{011} \tau_F f(\nu) \bar{n}_P + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F n_{7F}(\nu) + \frac{2\gamma \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} \text{tr} \left\{ \mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{7F}(\nu) - \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \mathcal{D}_{FF'} \rho_{PF}(\nu) \right\} \quad (\text{I-26-b})$$

Après avoir éliminé les cohérences $\rho_{FF'}$, des équations d'évolution, il apparaît que les populations $n_{7,F}$ et $n_{P,F}$, ne sont pas seulement couplées entre elles: leur évolution fait intervenir les matrices densités ρ_{7F} et ρ_{PF} . Pour savoir comment interviennent les différentes grandeurs tensorielles (population, orientation, alignement...), nous allons expliciter les opérateurs

$$\mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^\dagger = \mathbb{P}(7S, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d^* \mathbb{P}(7S, F)$$

$$\mathcal{D}_{FF'}^\dagger \mathcal{D}_{FF'} = \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d^* \mathbb{P}(7S, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_d \mathbb{P}(6P_{3/2}, F')$$

c) Les effets liés à la polarisation du faisceau sonde

Plus généralement, nous aurons à considérer les opérateurs tensoriels $\vec{\mathcal{J}}_{\downarrow F'}^F$, et $\vec{\mathcal{J}}_{\uparrow F'}^F$, définis par (\hat{u} et \hat{v} quelconques)

$$\hat{u} \cdot \vec{\mathcal{J}}_{\downarrow F'}^F \cdot \hat{v} = \mathbb{P}(7S, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{u} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{v} \mathbb{P}(7S, F)$$

$$\hat{u} \cdot \vec{\mathcal{J}}_{\uparrow F'}^F \cdot \hat{v} = \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{u} \mathbb{P}(7S, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{v} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') .$$

L'appendice A est consacré aux décompositions de ces opérateurs sur la base des opérateurs tensoriels irréductibles $\vec{F}^{(0)}$, $\vec{F}^{(1)}$ et $\vec{F}^{(2)}$, de rangs 0, 1 et 2, tels que

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(0)} \cdot \hat{v} = \frac{\vec{F}^2}{3} (\hat{u} \cdot \hat{v}) \quad (\text{I-27-a})$$

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(1)} \cdot \hat{v} = \frac{1}{2} \vec{F} \cdot (\hat{u} \wedge \hat{v}) \quad (\text{I-27-b})$$

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{v} = \frac{1}{2} [(\vec{F} \cdot \hat{u})(\vec{F} \cdot \hat{v}) + (\vec{F} \cdot \hat{v})(\vec{F} \cdot \hat{u})] - \frac{\vec{F}^2}{3} (\hat{u} \cdot \hat{v}) . \quad (\text{I-27-c})$$

Les décompositions de $\vec{\mathcal{F}}$ et $\vec{\mathcal{F}}'$ s'écrivent⁽¹⁾

$$\vec{\mathcal{F}}_{F'}^F = \mathcal{A}_{F'}^F \cdot | \langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle |^2 \frac{\mathbb{P}(7S, F)}{F(F+1)(2F+1)} \left\{ \vec{F}^{(0)} + i a_{F'}^{\downarrow F} \vec{F}^{(1)} + b_{F'}^{\downarrow F} \vec{F}^{(2)} \right\}$$

$$\vec{\mathcal{F}}'_{F'}^F = \mathcal{A}_{F'}^F \cdot | \langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle |^2 \frac{\mathbb{P}(6P_{3/2}, F')}{F'(F'+1)(2F'+1)} \left\{ \vec{F}^{(0)} + i a_{F'}^{\uparrow F'} \vec{F}^{(1)} + b_{F'}^{\uparrow F'} \vec{F}^{(2)} \right\},$$

où les expressions des coefficients \mathcal{A} , a , b , a' et b' sont données par les formules A-10, A-31, A-38 et A-39 (leurs valeurs numériques sont rassemblées dans le tableau récapitulatif, page 185.

Nous pouvons alors calculer l'opérateur $\mathcal{D}_{FF'}$, $\mathcal{D}_{FF'}^{\dagger}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^{\dagger} &= \hat{\varepsilon}_d \cdot \vec{\mathcal{F}}_{F'}^F \cdot \hat{\varepsilon}_d^* \\ &= \mathcal{A}_{F'}^F \cdot | \langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle |^2 \frac{\mathbb{P}(7S, F)}{F(F+1)(2F+1)} \times \\ &\quad \times \left\{ \frac{\vec{F}^2}{3} + \frac{i}{2} a_{F'}^{\downarrow F} \vec{F} \cdot (\hat{\varepsilon}_d \wedge \hat{\varepsilon}_d^*) + b_{F'}^{\downarrow F} \hat{\varepsilon}_d \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{\varepsilon}_d^* \right\}. \end{aligned}$$

Les populations sont donc couplées, sous l'effet du faisceau sonde, à des termes tels que

$$\begin{aligned} \text{tr} \left\{ \mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^{\dagger} \rho_{7F}(\nu) \right\} &= \mathcal{A}_{F'}^F \cdot \frac{| \langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle |^2}{F(F+1)(2F+1)} \left\{ \text{tr} \left[\frac{F(F+1)}{3} \rho_{7F}(\nu) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{i}{2} a_{F'}^{\downarrow F} \text{tr} \left[(\hat{\varepsilon}_d \wedge \hat{\varepsilon}_d^*) \cdot \vec{F} \rho_{7F}(\nu) \right] + b_{F'}^{\downarrow F} \text{tr} \left[\hat{\varepsilon}_d \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{\varepsilon}_d^* \rho_{7F}(\nu) \right] \right\} \quad (\text{I-28}) \end{aligned}$$

Le premier terme de la parenthèse, $\frac{F(F+1)}{3} \text{tr} \rho_{7F}(\nu) = \frac{F(F+1)}{3} n_{7F}(\nu)$, fait intervenir la population 7S,F.

Le deuxième terme est proportionnel d'une part à $\text{tr}[\vec{F} \rho_{7F}(\nu)]$, c'est-à-dire à

(1) Nous utilisons, pour l'élément de matrice réduit $\langle r_j \parallel T^{(K)} \parallel r'_{j'} \rangle$ d'un opérateur tensoriel irréductible $T^{(K)}$, la définition habituelle, donnée par exemple dans l'appendice C (formule 84) du livre de Messiah [30]. Les valeurs des éléments de matrice réduits de $\vec{\mathcal{D}}$ sont données dans notre appendice C.

l'orientation dans le niveau $7S,F$, et d'autre part à $(\hat{\epsilon}_d \wedge \hat{\epsilon}_d^*)$, c'est-à-dire à l'hélicité du faisceau sonde. Ce n'est qu'au chapitre II que nous considérerons le cas où le niveau $7S,F$ est orienté, et où le faisceau sonde est polarisé elliptiquement. Pour les enregistrements des spectres de fluorescence inhibée, le faisceau excitateur et le faisceau sonde sont polarisés linéairement ($\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}^*$) et aucune hélicité n'apparaît dans le système. Ce deuxième terme est donc nul. Le troisième terme est proportionnel à l'alignement, suivant $\hat{\epsilon}_d$, dans le niveau $7S$, et les coefficients b , s'ils n'excèdent jamais 1, ne sont jamais très petits. Le faisceau sonde, lorsqu'il est très saturant, est susceptible de créer un alignement significatif dans les niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$. Cet alignement va donc se répercuter sur les taux d'émission induite.

La prise en compte de l'alignement complique considérablement le problème car l'alignement est lui-même couplé au tenseur de rang $k=4$ et, finalement le calcul rigoureux des populations fait intervenir tous les tenseurs de rang pair, dans chacun des niveaux concernés.

Pour que le calcul puisse aboutir à une solution analytique, nous ferons l'hypothèse que les alignements sont négligeables dans tous les niveaux. Cette hypothèse est certainement valable à basse saturation car

i) le laser d'excitation ne crée pas d'alignement dans le niveau $7S$ (plus précisément, cet effet est négligeable ici car il est proportionnel au rapport β^2/α^2 des carrés des polarisabilités scalaire et vectorielle; cf. § II-1-a);

ii) le faisceau sonde crée, à l'ordre le plus bas (l'ordre 1 dans l'intensité), un alignement dans les niveaux $7S,F$ et $6P_{3/2},F'$, mais ce n'est qu'à l'ordre suivant que ces alignements modifieront les taux de transition $7S,F-6P_{3/2},F$ et donc la fluorescence $7S-6P_{3/2}$.

Or, étant donné que la saturation tend à faire disparaître les creux de fluorescence inhibée (voir § I-3-c), nous n'exploiterons quantitativement (pour en tirer γ et Γ_p que des spectres de fluorescence inhibée enregistrés à faible saturation. La solution que nous obtiendrons en négligeant l'alignement sera donc utilisable pour exploiter ces spectres⁽¹⁾.

(1) Le problème a été aussi résolu en incluant l'alignement induit par laser, mais en omettant les termes tensoriels de rang plus élevé qui n'apportent que des corrections d'ordre supérieur à 3 dans l'intensité. Sur la composante hyperfine la plus affectée, la correction atteint $\sim 10\%$ pour la saturation typique des spectres enregistrés (voir § II-3-e et fig. 26).

Par contre, elle est a priori moins fiable lorsque les saturations sont élevées; mais nous verrons au § I-5-e-β qu'elle décrit qualitativement assez bien les phénomènes observés à forte saturation.

Ayant négligé la contribution de l'alignement dans I-28, nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} \text{tr}\left\{\mathcal{D}_{FF'} \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{7F}(\nu)\right\} &= \frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{3(2F+1)} |\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2 n_{7F}(\nu) \\ &= C_{F'}^F \frac{|\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2}{6} n_{7F}(\nu) \end{aligned}$$

et, partant de $\mathcal{D}_{FF'}^\dagger \mathcal{D}_{FF'} = \hat{\varepsilon}_d^* \cdot \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\varepsilon}_d$, un raisonnement analogue permet d'obtenir

$$\begin{aligned} \text{tr}\left\{\mathcal{D}_{FF'}^\dagger \mathcal{D}_{FF'} \rho_{7F}(\nu)\right\} &= \frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{3(2F'+1)} |\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2 n_{PF'}(\nu) \\ &= \frac{2F+1}{2F'+1} C_{F'}^F \frac{|\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2}{6} n_{PF'}(\nu) \end{aligned}$$

Nous avons introduit les coefficients $C_{F'}^F$:

$$C_{F'}^F \equiv \frac{2}{2F'+1} \mathcal{A}_{F'}^F$$

$C_{F'}^F$	$F' = F+1$	$F' = F$	$F' = F-1$
$F = 3$	$\frac{15}{56}$	$\frac{21}{56}$	$\frac{20}{56}$
$F = 4$	$\frac{44}{72}$	$\frac{21}{72}$	$\frac{7}{72}$

Nous poserons en outre $C_5^3 = C_2^4 = 0$.

Les coefficients $C_{F'}^F$ bénéficient de règles de somme plus simples que celles des $\mathcal{A}_{F'}^F$:

$$\sum_{F'} C_{F'}^F = 1 \quad (\text{I-29})$$

Remarque sur les forces d'oscillateur relatives des composantes

7S,F-6P_{3/2},F'.

Nous pouvons maintenant justifier la présence des coefficients C_F^F , dans l'équation I-14 donnant les taux d'émission spontanée 7S,F-6P_{3/2},F'. Les taux d'émission spontanée sont proportionnels à

$$\text{tr} \left\{ \left[\hat{x} \cdot \vec{\mathcal{J}}_{F'}^F \cdot \hat{x} + \hat{y} \cdot \vec{\mathcal{J}}_{F'}^F \cdot \hat{y} + \hat{z} \cdot \vec{\mathcal{J}}_{F'}^F \cdot \hat{z} \right] \rho_{7F}(\nu) \right\}$$

car l'émission spontanée a lieu dans toutes les directions de l'espace, avec toutes les polarisations. Introduisons la décomposition de l'opérateur $\vec{\mathcal{J}}_{F'}^F$.

D'après I-27-b, le terme en $\vec{F}^{(1)}$ n'intervient pas car $\hat{x}\wedge\hat{x} = \hat{y}\wedge\hat{y} = \hat{z}\wedge\hat{z} = 0$. Le terme en $\vec{F}^{(2)}$ lui aussi disparaît car, d'après I-27-c,

$$\hat{x} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{x} + \hat{y} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{y} + \hat{z} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{z} = F_x^2 + F_y^2 + F_z^2 - (\vec{F}^2) = 0 .$$

Il reste donc

$$A_F^F \cdot \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1) (2F+1)} \text{tr} \{ (\vec{F}^2) \rho_{7F}(\nu) \} = C_F^F \cdot \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{2} n_{7F}(\nu) ,$$

ce qui montre que les coefficients apparaissant dans I-14 sont bien proportionnels aux coefficients C_F^F . Comme, de plus, ils doivent vérifier la même règle de somme I-29 (faute de quoi les rapports de branchement vers $6P_{3/2}$ et $6P_{1/2}$ ne seraient pas 2/3 et 1/3), ils leurs sont nécessairement identiques.

d) Equations satisfaites par les populations stationnaires des niveaux
7S,F et 6P_{3/2},F

Nous pouvons maintenant récrire les équations I-26-a et b:

$$\sum_{F'} \frac{2\gamma \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2 \frac{|\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2}{6}}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} C_{F'}^F \left\{ \frac{2F+1}{2F'+1} n_{PF'}(\nu) - n_{7F}(\nu) \right\} -$$

$$- \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + \Lambda_F(\nu) = 0$$

$$\frac{2\gamma \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2 \frac{|\langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2}{6}}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} C_{F'}^F \left\{ n_{7F}(\nu) - \frac{2F+1}{2F'+1} n_{PF'}(\nu) \right\} -$$

$$- (\Gamma_P + \Gamma^{c011}) n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{c011} \tau_{F,f}(\nu) \bar{n}_P + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F n_{7F}(\nu) = 0 .$$

Les populations stationnaires du niveau $7S, F$ et des quatre niveaux $6P_{3/2}, F'$ obéissent donc aux équations

$$\sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \{ \mu_{F'}^F n_{PF'}(\nu) - n_{7F}(\nu) \} - \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + \Lambda_F(\nu) = 0 \quad (\text{I-30-a})$$

$$R_{F'}^F(\nu) \{ n_{7F}(\nu) - \mu_{F'}^F n_{PF'}(\nu) \} + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F n_{7F}(\nu) - (\Gamma_P + \Gamma^{c011}) n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{c011} \tau_{F,f}(\nu) \bar{n}_P = 0 \quad (\text{I-30-b})$$

où nous avons posé

$$\mu_{F'}^F = \frac{2F+1}{2F'+1}$$

et

$$R_{F'}^F(\nu) \equiv C_{F'}^F \frac{\gamma/2}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} \left| \frac{\mathcal{E}_d \langle 7S_{1/2} \parallel \vec{\mathcal{D}} \parallel 6P_{3/2} \rangle}{\hbar} \right|^2 / 6$$

ou encore

$$R_{F'}^F(\nu) = C_{F'}^F \frac{\Omega_R^2}{2\gamma} / \left[1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (\text{I-31})$$

avec⁽¹⁾

$$\Omega_R = \left| \frac{\mathcal{E}_d \langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle}{\hbar \sqrt{6}} \right|. \quad (\text{I-32})$$

L'équation I-30-a traduit l'équilibre, dans le niveau 7S, entre les nombres d'atomes

- qui y sont apportés par l'excitation de la transition interdite
- qui en partent par émission spontanée
- qui sont transférés entre 7S,F et les niveaux $6P_{3/2}, F'$ sous l'effet du faisceau sonde.

Les quatre équations I-30-b (une pour chaque niveau hyperfin $6P_{3/2}, F'$) traduisent l'équilibre, dans le niveau $6P_{3/2}, F'$, entre les nombres d'atomes

- qui y sont apportés par l'émission spontanée 7S,F- $6P_{3/2}, F'$
- qui en partent ou qui y arrivent à la suite d'une collision résonnante ou de l'émission d'un photon de résonance (suivie de réabsorption)
- qui sont transférés entre $6P_{3/2}, F'$ et 7S,F sous l'effet du faisceau sonde.

Nous noterons que ce qui joue le rôle de "fréquence de Rabi" pour la transition 7S,F- $6P_{3/2}, F'$ ⁽²⁾ est $\Omega_R \sqrt{C_{F'}^F}$. Les coefficients $C_{F'}^F$ varient sensiblement d'une transition à l'autre (le plus faible vaut 0,097, le plus élevé 0,611). On peut donc s'attendre à ce que les propriétés de saturation varient d'une transition à l'autre.

(1) On notera que $|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle| \sqrt{6}$ est identique, au signe près, à l'élément de matrice $\langle 7S_{1/2}, m_j | \mathcal{D}_z | 6P_{3/2}, m_j \rangle$ pour $m_j = \pm \frac{1}{2}$ (cf. app. C).

(2) En fait, il faudrait définir une fréquence de Rabi pour chaque couple de sous-niveaux $|7S, Fm\rangle$, $|6P_{3/2}, F'm\rangle$. Négliger l'effet de l'alignement revient à supposer que toutes ces fréquences de Rabi sont identiques.

Ce sont les équations I-30 que nous allons utiliser pour calculer les variations de la population totale du niveau 7S, et donc la fluorescence 7S-6P_{1/2} sous l'effet du faisceau sonde.

Rappelons que les approximations que nous avons faites pour aboutir aux équations I-30 sont l'omission des termes non résonnants (termes contre-tournants de l'hamiltonien et couplage avec le niveau hyperfin 7S non résonnant), l'omission des effets cohérents à 2 photons, et l'omission de l'alignement.

e) Calcul de l'accroissement de fluorescence 7S-6P_{1/2} dû au faisceau sonde

Partant des équations I-30, nous allons calculer la population totale du niveau 7S, sans puis avec faisceau sonde, afin d'en déduire l'accroissement de l'intensité de fluorescence 7S-6P_{1/2} lié à la présence du faisceau sonde.

α) Solution à l'ordre le plus bas

Nous chercherons d'abord l'accroissement de fluorescence calculé à l'ordre le plus bas:

$$\frac{\Delta J_f^{(1)}(\omega_d)}{J_f^{(0)}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n_{7F}^{(1)}(\nu) d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} n_{7F}^{(0)}(\nu) d\nu}$$

où $n_{7F}^{(0)}(\nu)$ et $J_f^{(0)}$ sont la population 7S,F et l'intensité de fluorescence 7S-6P_{1/2} en l'absence de laser infrarouge, et $\Delta n_{7F}^{(1)}(\nu)$ et $\Delta J_f^{(1)}$ sont les modifications de ces quantités sous l'effet du faisceau sonde de fréquence $\frac{\omega_d}{2\pi}$, à l'ordre 1 dans l'intensité du faisceau sonde.

Après avoir récrit le terme source I-21

$$\Lambda_F(\nu) = \Lambda g(\nu) \quad (I-33)$$

où $\Lambda \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda_F(\nu) d\nu$ et où la fonction $g(\nu)$, de largeur $2 \times \frac{\Gamma_a}{2 \times 2,72}$, est telle que $\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1$, nous obtenons la population $n_{7F}^{(0)}(\nu)$ en annulant $R_F^F(\nu)$ dans I-30-a:

$$n_{7F}^{(0)}(\nu) = \Lambda g(\nu) / \Gamma_{7S} ; \quad (I-34)$$

d'où $\int_{-\infty}^{+\infty} n_{7F}^{(0)}(\nu) d\nu = \Lambda / \Gamma_{7S}$.

Pour calculer $n_{7F}^{(1)}(\nu)$, il faut connaître $n_{pF}^{(0)}(\nu)$. Avec $R_{pF}^F(\nu)=0$, I-30-b se réécrit

$$- [\Gamma_p + \Gamma^{c011}] n_{pF}^{(0)}(\nu) + \Gamma^{c011} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_p^{(0)} + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F n_{7F}^{(0)}(\nu) = 0 \quad (I-35)$$

La population totale $\bar{n}_p^{(0)}$ du niveau $6P_{3/2}$ s'obtient en intégrant I-35 sur les vitesses et en sommant sur F' :

$$\bar{n}_p^{(0)} = \frac{2}{3} \frac{\Gamma_{7S}}{\Gamma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{7F}^{(0)}(\nu) d\nu = \frac{2}{3} \frac{\Lambda}{\Gamma_p}$$

car $\sum_{F'} \tau_{F'} = \sum_{F'} C_{F'}^F = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) d\nu = 1$. Reportant les valeurs de $\bar{n}_p^{(0)}$ et $n_{7F}^{(0)}(\nu)$ dans I-35, nous obtenons

$$n_{pF}^{(0)}(\nu) = \frac{2}{3} \Lambda \left\{ \frac{\Gamma^{c011}}{\Gamma_p (\Gamma_p + \Gamma^{c011})} \tau_{F'} f(\nu) + \frac{C_{F'}^F}{\Gamma_p + \Gamma^{c011}} g(\nu) \right\}$$

Nous pouvons alors calculer $\Delta n_{7F}^{(1)}$ en écrivant I-30-a:

$$\sum_{F'} R_{pF}^F(\nu) \left\{ \mu_{pF}^F n_{pF}^{(0)}(\nu) - n_{7F}^{(0)}(\nu) \right\} - \Gamma_{7S} \left[n_{7F}^{(0)}(\nu) + \Delta n_{7F}^{(1)}(\nu) \right] + \Lambda g(\nu) = 0 \quad .$$

Compte tenu de I-34:

$$\begin{aligned} \Delta n_{7F}^{(1)}(\nu) &= \frac{1}{\Gamma_{7S}} \sum_{F'} R_{pF}^F(\nu) \left\{ \mu_{pF}^F n_{pF}^{(0)}(\nu) - n_{7F}^{(0)}(\nu) \right\} \\ &= \frac{\Lambda}{\Gamma_{7S}} \sum_{F'} R_{pF}^F(\nu) \left\{ \frac{2}{3} \mu_{pF}^F \left[\frac{\Gamma^{c011}}{\Gamma_p (\Gamma_p + \Gamma^{c011})} \tau_{F'} f(\nu) + \frac{C_{F'}^F g(\nu)}{\Gamma_p + \Gamma^{c011}} \right] - \frac{g(\nu)}{\Gamma_{7S}} \right\} \end{aligned}$$

si bien que

$$\frac{\Delta J_f^{(1)}(\omega_d)}{J_f^{(0)}} = \sum_{F'} \left\{ \frac{2}{3} \frac{\mu_F^F, \tau_F, \Gamma^{c011}}{\Gamma_P (\Gamma_P + \Gamma^{c011})} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{F'}^F(\nu) f(\nu) d\nu - \frac{1}{\Gamma_{7s}} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{\mu_F^F, C_F^F, \Gamma_{7s}}{\Gamma_P + \Gamma^{c011}} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} R_{F'}^F(\nu) g(\nu) d\nu \right\} .$$

Dans cette expression, nous voyons apparaître deux intégrales que nous allons calculer de façon approchée en remarquant qu'il existe une hiérarchie entre les largeurs respectives de $g(\nu)$, $R_{F'}^F(\nu)$, et $f(\nu)$:

$$2 \times \left(\frac{\Gamma_{7s}}{2 \times 2,72} \right) \ll 2\gamma \ll 2\Omega_D \sqrt{2\text{Log}2}$$

car $\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Gamma_{7s}}{2 \times 2,72} \right) = 0,6\text{MHz}$, $\frac{1}{2\pi} \Omega_D \sqrt{2\text{Log}2}$ varie peu autour de 130MHz , et les valeurs typiques de $\frac{1}{2\pi} \gamma$ vont de 5 à 40MHz suivant les pressions de césium. Nous allons donc considérer que $R_{F'}^F(\nu)$ est large devant $g(\nu)$ et étroite devant $f(\nu)$ et remplacer

$$g(\nu) \text{ par } \delta(\nu - \nu_e) \text{ (distribution de Dirac) dans } \int g(\nu) R_{F'}^F(\nu) d\nu ,$$

$$R(\nu) \text{ par } \frac{C_F^F}{2} \Omega_R^2 \times \pi \delta(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) \text{ dans } \int R_{F'}^F(\nu) f(\nu) d\nu .$$

Les intégrales sont alors très simples:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) R_{F'}^F(\nu) d\nu = R_{F'}^F(\nu_e) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right)^2} C_F^F \frac{\Omega_R^2}{2\gamma}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_{F'}^F(\nu) f(\nu) d\nu = \frac{\pi C_F^F \Omega_R^2}{2} f(\omega_{FF'} - \omega_d) = \frac{\pi C_F^F \Omega_R^2}{2\Omega_D \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ - \frac{(\omega_{FF'} - \omega_d)^2}{2\Omega_D^2} \right\}$$

L'accroissement de fluorescence se récrit

$$\frac{\Delta J_f^{(1)}(\omega_d)}{J_f^{(0)}} = \sum_{F'} \frac{\Omega_R^2 C_F^F}{2} \left\{ \frac{2 \mu_F^F \tau_F \Gamma^{coll}}{3 \Gamma_P (\Gamma_P + \Gamma^{coll})} \times \frac{1}{\Omega_D} \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{(\omega_{FF} - \omega_d)^2}{2 \Omega_D^2}} - \frac{1}{\gamma \Gamma_{7S}} \frac{\left[1 - \frac{2 \mu_F^F C_F^F \Gamma_{7S}}{3 \Gamma_P + \Gamma^{coll}} \right]}{1 + \left(\frac{\omega_{FF} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right)^2} \right\}.$$

Introduisons deux paramètres sans dimension: le coefficient

$$\mathcal{C} \equiv \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma_P \Omega_D}{\gamma \Gamma_{7S}} \quad (\text{I-36})$$

qui interviendra dans l'expression du contraste, et le paramètre de saturation

$$s = \frac{\Omega_R^2}{2\gamma\Gamma_{7S}}. \quad (\text{I-37})$$

En négligeant Γ_P devant Γ^{coll} (voir note⁽¹⁾, page 50), nous obtenons alors pour l'accroissement de fluorescence l'expression

$$\frac{\Delta J_f^{(1)}(\omega_d)}{J_f^{(0)}} = s \sum_{F'} C_F^F \left\{ \frac{\left[1 - \frac{2 \mu_F^F C_F^F \Gamma_{7S}}{3 \Gamma^{coll}} \right]}{1 + \left(\frac{\omega_{FF} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right)^2} + \frac{\mu_F^F \tau_F}{\mathcal{C}} e^{-\frac{(\omega_{FF} - \omega_d)^2}{2 \Omega_D^2}} \right\} \quad (\text{I-38})$$

Interprétation

Dans l'expression I-38 de la forme spectrale (en fonction de ω_d), nous remarquons la présence de trois⁽¹⁾ lorentziennes négatives: ce sont les creux

(1) La sommation $\sum_{F'}$ se réduit à trois termes car $C_{F'}^F = 0$ lorsque $F' = F \pm 2$ (règle de sélection $\Delta F = \pm 1$ ou 0 pour une transition dipolaire).

de fluorescence inhibée, traduisant la compétition entre l'émission spontanée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ et l'émission induite $7S \rightarrow 6P_{3/2}, F'$ sous l'effet du faisceau sonde résonnant. Leur largeur 2γ est liée à l'amortissement du dipôle optique $7S \rightarrow 6P_{3/2}$. Elles ne sont pas centrées sur les fréquences $\omega_{FF'}/2\pi$ des transitions $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$, mais sont toutes décalées d'une quantité $v_e/2\pi$ proportionnelle à la vitesse des atomes résonnants avec le laser d'excitation. Leur profondeur, proportionnelle au paramètre de saturation S (ce calcul à l'ordre le plus bas ne peut rendre compte des effets de saturation), est diminuée par le facteur

$$1 - \left(\frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F, \mu_F^F \right) / \Gamma^{c011} .$$

Ce facteur traduit la présence, dans la même classe de vitesse v_e que les atomes excités vers le niveau $7S, F$, d'atomes $6P_{3/2}, F'$ résultant de l'émission spontanée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ (le taux d'émission spontanée est $\frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F$) et n'ayant pas encore subi de collision forte (ces atomes ne restent monocinétiques que pendant un temps $1/\Gamma^{c011}$). Ce facteur est en général très proche de 1 car Γ^{c011} est grand devant Γ_{7S} , et C_F^F, μ_F^F vaut en moyenne $1/3$ (à basse pression de césium, ce facteur s'écarte quelque peu de la valeur 1 car alors $\Gamma^{c011} \gtrsim \Gamma_{7S}$).

Outre les trois lorentziennes négatives, la forme spectrale I-37 indique comme prévu trois profils gaussiens positifs de largeur Doppler, centrés en $\omega_d = \omega_{FF'}$, et dont les poids respectifs sont

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathcal{C}} C_F^F, \mu_F^F, \tau_F' &= \frac{1}{\mathcal{C}} C_F^F, \frac{2F+1}{2F'+1} \frac{2F'+1}{32} \\ &= \frac{1}{\mathcal{C}} C_F^F, \frac{2F+1}{32} \end{aligned}$$

Le contraste du spectre, défini comme le rapport entre la profondeur d'un creux de fluorescence inhibée et la hauteur du profil Doppler correspondant s'écrit

$$\mathcal{C} \times \left(\frac{32}{2F+1} \right) \times \left(1 - \frac{2}{3} C_F^F, \mu_F^F, \frac{\Gamma_{7S}}{\Gamma^{c011}} \right) .$$

Il est pratiquement indépendant de F' .

β) Résolution pour des intensités IR quelconques

A l'aide de I-33 et de

$$R(\nu) = \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) ,$$

nous pouvons récrire les équations I-30

$$[\Gamma_{7S} + R(\nu)]n_{7F}(\nu) - \sum_{F'} \mu_{F', R_{F'}^F}^F(\nu)n_{PF'}(\nu) = \Lambda g(\nu) \quad (\text{I-39-a})$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F + R_{F'}^F(\nu) \right] n_{7F}(\nu) - [\mu_{F', R_{F'}^F}^F(\nu) + \Gamma_P + \Gamma^{c011}] n_{PF'}(\nu) + \\ + \Gamma^{c011} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_P = 0 \end{aligned} \quad (\text{I-39-b})$$

Fréquemment, nous utiliserons le fait que les quantités

$$\sum_{F'} C_{F'}^F , \quad \sum_{F'} \tau_{F'} , \quad \int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu , \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) d\nu$$

sont toutes égales à 1. La quantité que nous cherchons est

$$\bar{n}_7 \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} n_{7F}(\nu) d\nu ,$$

et nous poserons

$$n_P(\nu) \equiv \sum_{F'} n_{PF'}(\nu) .$$

Nous allons d'abord établir une relation très simple entre \bar{n}_7 et \bar{n}_P en retranchant membre à membre l'équation obtenue en sommant I-39-b sur F' , à l'équation I-39-a. Il vient

$$\frac{1}{3} \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) + (\Gamma_P + \Gamma^{c011}) n_P(\nu) = \Gamma^{c011} f(\nu) \bar{n}_P = \Lambda g(\nu) , \quad (\text{I-40})$$

ce qui donne, en intégrant sur les vitesses,

$$\Lambda = \frac{1}{3} \Gamma_{7S} \bar{n}_7 + \Gamma_P \bar{n}_P \quad (I-41)$$

Cette relation n'est rien d'autre qu'un bilan traduisant l'égalité entre le nombre d'atomes apportés au système $7S-6P_{3/2}$ (terme source Λ) et le nombre d'atomes qui quittent le système, soit par fluorescence $7S-6P_{3/2}$ ($\frac{1}{3} \Gamma_{7S} \bar{n}_7$), soit par désexcitation du niveau $6P_{3/2}$ ($\Gamma_P \bar{n}_P$). Nous allons maintenant porter nos efforts sur le calcul de \bar{n}_P .

En reportant dans I-39-b l'expression de $n_{7F}(\nu)$ tirée de (I-40), nous obtenons une expression de $n_{PF}(\nu)$ en fonction de $n_P(\nu)$ et \bar{n}_P :

$$n_{PF} = \frac{(2C_F^F + 3R_F^F(\nu)\Gamma_{7S}^{-1}) [\Lambda g(\nu) - (\Gamma_P + \Gamma^{coll})n_P(\nu) + \Gamma^{coll}f(\nu)\bar{n}_P] + \Gamma^{coll}\tau_{F'}f(\nu)\bar{n}_P}{\mu_F^F R_F^F(\nu) + \Gamma_P + \Gamma^{coll}}$$

Puis nous effectuons la sommation sur F' et nous obtenons une équation qui, à l'aide de

$$I(\nu) \equiv (\Gamma_P + \Gamma^{coll}) \sum_{F'} \frac{2C_F^F + 3R_F^F(\nu)\Gamma_{7S}^{-1}}{\mu_F^F R_F^F(\nu) + \Gamma_P + \Gamma^{coll}} \quad (I-42)$$

et

$$J(\nu) \equiv (\Gamma_P + \Gamma^{coll}) \sum_{F'} \frac{\tau_{F'}}{\mu_F^F R_F^F(\nu) + \Gamma_P + \Gamma^{coll}}, \quad (I-43)$$

s'écrit

$$n_P(\nu) = [\Lambda g(\nu) - (\Gamma_P + \Gamma^{coll})n_P(\nu) + \Gamma^{coll}f(\nu)\bar{n}_P] \frac{I(\nu)}{\Gamma_P + \Gamma^{coll}} + \Gamma^{coll}f(\nu)\bar{n}_P \frac{J(\nu)}{\Gamma_P + \Gamma^{coll}}$$

ou encore

$$n_p(\nu) = \frac{\Lambda g(\nu)I(\nu) + \Gamma^{c011} f(\nu) \bar{n}_p [I(\nu) + J(\nu)]}{(\Gamma_p + \Gamma^{c011}) (1 + I(\nu))}$$

En intégrant les deux membres sur les vitesses, nous en déduisons

$$\bar{n}_p = \frac{\frac{\Lambda}{\Gamma_p + \Gamma^{c011}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu)}{1 + I(\nu)} g(\nu) d\nu}{1 - \frac{\Gamma^{c011}}{\Gamma_p + \Gamma^{c011}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu) + J(\nu)}{1 + I(\nu)} f(\nu) d\nu}.$$

Introduisons les quantités sans dimensions (fonctions de ω_e et ω_d)

$$\mathcal{G} \equiv -2 + 3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu)}{1 + I(\nu)} g(\nu) d\nu \quad (\text{I-44})$$

$$\mathcal{F} \equiv 2 \frac{\Gamma^{c011}}{\Gamma_p} \left[1 - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu) + J(\nu)}{1 + I(\nu)} f(\nu) d\nu \right] \quad (\text{I-45})$$

Nous verrons plus loin qu'ainsi définies, les quantités \mathcal{F} et \mathcal{G} tendent vers zéro lorsque l'intensité du faisceau sonde tend vers zéro et l'expression (I-47) donnant l'accroissement de fluorescence est rendue plus transparente. La population du niveau $6P_{3/2}$ s'écrit alors

$$\bar{n}_p = \left(\frac{\Lambda}{\Gamma_p} \right) \frac{\mathcal{G} + 2}{3(1 + \mathcal{F}/2)} \quad (\text{I-46})$$

Nous pouvons maintenant calculer l'accroissement de fluorescence à l'aide de I-41:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta J_f(\omega_d)}{J_f^{(0)}} &= \frac{\bar{n}_7}{(\Lambda/\Gamma_{7S})} - 1 \\ &= \frac{3(\Lambda - \Gamma_p \bar{n}_p)}{\Lambda} - 1 \end{aligned}$$

$$\boxed{\frac{\Delta \mathcal{J}_f(\omega_d)}{\mathcal{J}_f^{(0)}} = \frac{-\mathcal{G} + \mathcal{F}}{1 + \mathcal{F}/2}} \quad (\text{I-47})$$

La forme spectrale définie par les équations I-47 et I-44-45 serait exacte à tous les ordres en saturation pour un faisceau sonde non polarisé (dans l'hypothèse où les effets cohérents à deux photons n'interviennent pas). Mais la simplicité de l'expression I-47 ne doit pas masquer le problème: la difficulté a été rejetée dans le calcul des quantités \mathcal{G} et \mathcal{F} , données par des intégrales assez compliquées.

De la même façon que pour le calcul à l'ordre le plus bas, nous allons calculer ces intégrales de façon approchée en supposant que, dans le produit de fonctions à intégrer, l'une d'elles peut être considérée comme étroite devant les autres et donc peut être remplacée par une fonction $\delta(\nu - \nu_0)$. Il est clair que si l'on recherchait une grande précision, il vaudrait mieux avoir recours à un calcul purement numérique des quantités \mathcal{F} et \mathcal{G} partant des définitions (I-42 à 45, et I-31). L'avantage de la méthode approchée est de permettre une discussion des effets physiques en fonction des divers paramètres.

Calcul de \mathcal{G}

Dans I-44, nous allons remplacer $g(\nu)$, de largeur $2 \times \left(\frac{\Gamma_{7s}}{2 \times 2,72} \right)$ par $\delta(\nu - \nu_e)$ car $I(\nu)$ est la somme d'une fonction constante et d'une fonction dont la largeur est au moins égale à la largeur 2γ de $R_{F'}^F(\nu)$. Il vient

$$\mathcal{G} = -2 + \frac{3 I(\nu_e)}{1 + I(\nu_e)} \quad (\text{I-48})$$

En posant

$$\Delta_{F'} \equiv \frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma}$$

et à l'aide de I-37, récrivons

$$R_{F'}^F(\nu_e) = C_{F'}^F \cdot s \Gamma_{7s} / (1 + \Delta_{F'}^2) ,$$

puis

$$\begin{aligned}
I(v_e) &= \sum_{F'} \frac{2C_F^F + 3C_F^F s / (1 + \Delta_F^2)}{1 + C_F^F \mu_F^F s \left(\frac{\Gamma_{7s}}{\Gamma_P + \Gamma^{c011}} \right) / (1 + \Delta_F^2)} \\
&= \sum_{F'} \frac{C_F^F [2(1 + \Delta_F^2) + 3s]}{1 + \Delta_F^2 + C_F^F \mu_F^F \kappa s}
\end{aligned}$$

où nous avons posé

$$\kappa \equiv \Gamma_{7s} / (\Gamma_P + \Gamma^{c011}) . \quad (I-49)$$

Nous pouvons alors, dans $I(v_e)$, séparer le terme indépendant de s :

$$\begin{aligned}
I(v_e) &= \sum_{F'} C_F^F \left\{ 2 + \frac{3s - 2C_F^F \mu_F^F \kappa s}{1 + \Delta_F^2 + C_F^F \mu_F^F \kappa s} \right\} \\
&= 2 + 3s \sum_{F'} C_F^F \frac{1 - \frac{2}{3} \kappa C_F^F \mu_F^F}{1 + \Delta_F^2 + C_F^F \mu_F^F \kappa s} .
\end{aligned}$$

I-48 s'écrit alors

$$\mathcal{G} = -2 + 3 \frac{2 + 3s \sum_{F'} \mathcal{L}_{F'}(\Delta_F)}{3 + 3s \sum_{F'} \mathcal{L}_{F'}(\Delta_F)}$$

puis

$$\mathcal{G} = \frac{S \sum_{F'} \mathcal{L}_{F'}(\Delta_{F'})}{1 + S \sum_{F'} \mathcal{L}_{F'}(\Delta_{F'})} \quad (\text{I-50})$$

où nous avons introduit une fonction

$$\mathcal{L}_{F'}(x) \equiv C_{F'}^F \frac{1 - \frac{2}{3} \kappa C_{F'}^F \mu_{F'}^F}{1 + x^2 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F \kappa S} \quad (\text{I-51})$$

de forme lorentzienne.

L'approximation qui consiste à remplacer $g(\nu)$ par $\delta(\nu - \nu_e)$ reste valable quelle que soit la saturation. A ce stade du calcul, la validité de la solution n'est pas affectée par la saturation.

Calcul de \mathcal{F}

Au contraire, pour obtenir une expression analytique de \mathcal{F} , nous serons conduits à une approximation qui restreindra le domaine où la solution est valable quantitativement aux intensités infrarouges pour lesquelles le paramètre de saturation est au maximum de quelques unités.

Le calcul de \mathcal{F} , plus compliqué que celui de \mathcal{G} , s'effectue suivant une méthode très proche. Ce calcul est développé dans l'appendice B; nous n'en donnerons que le résultat:

$$\mathcal{F} = \frac{1}{\mathcal{G}} \left(\frac{\Gamma_{\text{coll}}}{\Gamma_P + \Gamma_{\text{coll}}} \right) \times \frac{2F+1}{32} S \sum_{F'} \frac{C_{F'}^F}{\pi_{F'}} e^{-(\omega_d - \omega_{FF'})^2 / 2\Omega_D^2} \quad (\text{I-52})$$

Les poids $\pi_{F'}$, voisins de 1 à faible saturation, sont définis par

$$\pi_{F'}^2 = \left\{ 1 + S \sum_{F''} \mathcal{L}_{F''} \left(\frac{\omega_{FF''} - \omega_{FF'}}{\gamma} \right) \right\} \left\{ 1 + S \sum_{F'' \neq F'} \mathcal{L}_{F''} \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_{FF''}}{\gamma} \right) \right\} (1 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F \kappa S) \quad (\text{I-53})$$

et le coefficient \mathcal{C} est défini par I-36.

Les approximations que nous avons faites dans le calcul de \mathcal{F} supposent que les résonances associées aux transitions $7S, F-6P_{3/2}, F'$ sont étroites comparées

- aux écarts hyperfins,
- à la largeur Doppler.

Or ces conditions sont justement celles pour lesquelles les creux de fluorescence inhibée sont bien visibles. Cela permet de voir d'emblée d'après l'allure d'un spectre s'il sera, ou non, exploitable quantitativement à l'aide du modèle théorique. Par exemple, le modèle pourra rendre compte quantitativement du spectre de la figure 8-(c) mais pas de celui de la figure 9.

γ) Interprétation de la forme spectrale obtenue

Dans la forme spectrale I-47, les significations respectives de \mathcal{S} et \mathcal{F} sont claires:

i) \mathcal{S} (formule I-44) est liée à $g(\nu)$, fonction fine qui indique la répartition en vitesse des atomes excités par le laser vert; d'autre part, \mathcal{S} apporte une contribution négative à l'intensité de fluorescence. \mathcal{S} correspond donc aux creux de fluorescence inhibée, ce qui est confirmé par le fait que, à basse saturation, $\mathcal{S}(\omega_d)$ est de forme lorentzienne.

ii) \mathcal{F} (formule I-45) est liée à la répartition thermique $f(\nu)$; son amplitude est proportionnelle à $\frac{1}{\mathcal{C}}$, donc à la durée de vie de la population du niveau $6P_{3/2}$. \mathcal{F} traduit donc l'accroissement de fluorescence lié à la réexcitation des atomes thermalisés de $6P_{3/2}$. Au demeurant, on vérifie aisément que, à basse saturation, \mathcal{S} et \mathcal{F} sont respectivement égaux au premier et au deuxième terme de la forme spectrale I-38 obtenue à l'ordre le plus bas.

Observons plus attentivement la quantité \mathcal{S} (éq.I-50).

La saturation intervient dans \mathcal{S} de deux façons différentes. De par sa forme $S\mathcal{L}/(1+S\mathcal{L})$, \mathcal{S} ne peut que tendre, au plus, vers la valeur 1, sans la dépasser. $-\mathcal{S} = -1$ signifie que la fluorescence $7S-6P_{3/2}$ est totalement inhibée, et que donc l'émission induite $7S-6P_{3/2}$ a complètement dépeuplé le niveau $7S$. Mais pour que le faisceau sonde puisse vider complètement la population monocinétique du niveau $7S$, il faut un brassage rapide des vitesses dans $6P_{3/2}$, pour que la durée de vie d'une classe de vitesse de $6P_{3/2}$ soit très courte devant celle du

niveau $7S$. Si tel n'est pas le cas, le faisceau sonde ne pourra que répartir la population sur les niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$, mais ne pourra pas, même à forte saturation, dépeupler totalement le niveau $7S$. C'est ce que traduit la présence du terme $\kappa C_F^F \mu_F^F$, au dénominateur de I-51. Enfin on remarque au numérateur de I-51 le terme correctif $-\frac{2}{3} \kappa C_F^F \mu_F^F$, (indépendant de la saturation); ce terme, qui apparaissait déjà dans le résultat obtenu à l'ordre le plus bas, rend compte de la population monocinétique apportée dans $6P_{3/2}$ par l'émission spontanée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$.

Voyons maintenant la quantité \mathcal{F} .

Alors que \mathcal{S} tend vers une limite lorsque croît la saturation, la quantité \mathcal{F} ne converge pas lorsque S tend vers l'infini. En effet,

dans I-53, le seul terme qui ne soit pas constant à forte saturation est $\sqrt{1 + C_F^F \mu_F^F \kappa S}$, si bien que $\mathcal{F} \propto \frac{S}{\sqrt{S}}$ pour $s \rightarrow \infty$ (1).

Par suite, l'accroissement de fluorescence $\Delta J_f / J_f = \mathcal{F} / (1 + \mathcal{F}/2)$ tend vers 2; c'est-à-dire vers le rapport de branchement $\Gamma_{\rightarrow 3/2} / \Gamma_{\rightarrow 1/2}$. Cela signifie que la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ devient la seule voie de désexcitation pour les atomes excités par le laser vert car le faisceau sonde porte vers $7S$ la population emprisonnée dans $6P_{3/2}$ avant qu'elle n'ait eu le temps de se désexciter vers $6S$. On peut noter que les collisions résonnantes redistribuent la population sur tous les niveaux hyperfins de $6P_{3/2}$, et les atomes venant combler le trou créé par le faisceau sonde dans le profil de vitesse des atomes appartenant au niveau $6P_{3/2}, F'$ résonnant pourront être à leur tour réexcités. En l'absence de collisions résonnantes, la réexcitation $6P_{3/2} \rightarrow 7S$ serait moins efficace car elle ne concernerait que les atomes du niveau $6P_{3/2}, F'$ résonnant. Cependant l'efficacité de la réexcitation $6P_{3/2} \rightarrow 7S$ est essentiellement due à la grande durée de vie de la population totale de $6P_{3/2}$.

On remarquera que le dénominateur $1 + \mathcal{F}/2$ affecte également le terme \mathcal{S} , ce qui indique que la profondeur des creux de fluorescence inhibée doit diminuer à forte saturation (phénomène qui était apparu sur le spectre expérimental de la figure 9). La raison tient à ce que les atomes (monocinétiques) emportés par

(1) En fait, ceci est une conséquence de l'hypothèse, faite dans le calcul de \mathcal{F} (cf. app. B), selon laquelle $2\gamma \sqrt{1+s}$ est toujours plus petit que la largeur Doppler. Il est clair qu'il existe une valeur de s à partir de laquelle cette hypothèse cesse d'être valable, et la quantité \mathcal{F} tend vers une valeur (de l'ordre de Γ_{7S} / Γ_P) grande devant 1 mais finie.

l'émission stimulée vers $6P_{3/2}$ vont y être emprisonnés et thermalisés et pourront être réexcités vers 7S. Si \mathcal{F} est de l'ordre de l'unité, c'est-à-dire si l'amortissement Γ_p et l'intensité du faisceau sonde sont tels qu'on réexcite vers 7S un nombre d'atomes comparable au nombre d'atomes qui émettent de 7S vers $6P_{3/2}$, alors la réexcitation des atomes $6P_{3/2}$ thermalisés compense en partie l'émission stimulée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$. La diminution des creux apparaît nettement sur la figure 11 qui montre deux spectres théoriques tracés pour des saturations moyenne et forte. Ces spectres sont à rapprocher des enregistrements expérimentaux des figures 8-c et 9, dont ils restituent les caractéristiques essentielles. Cependant on remarque qu'à très forte saturation, le spectre théorique prend, sur les ailes des résonances extrêmes, des valeurs négatives, ce qui ne se vérifie pas expérimentalement. Ce problème tient aux approximations faites dans le calcul analytique approché de \mathcal{F} .

f) Cas où le faisceau sonde est résonnant pour le niveau hyperfin $7S, F_d$ non peuplé par le faisceau excitateur

Nous distinguerons, dans le niveau 7S, le moment hyperfin F_e du niveau hyperfin excité par le laser vert, et le moment hyperfin F_d du niveau hyperfin résonnant avec le faisceau détecteur (figure 10a). L'accroissement de fluorescence est alors

$$\frac{\Delta \mathcal{J}_f}{\mathcal{J}_f^{(0)}} = \frac{\bar{n}_{7F_d}}{\bar{n}_{7F_e}}$$

où la population totale du niveau excité par le laser vert

$$\bar{n}_{7F_e} = \int_{-\infty}^{+\infty} n_{7F_e}(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Lambda_{F_e}(\nu)}{\Gamma_{7S}} d\nu$$

n'est pas affectée par le faisceau sonde, et où la population totale $n_{7F_d}(\nu)$ du niveau couplé au faisceau sonde, nulle en l'absence de faisceau sonde, n'est due qu'à la réexcitation des niveaux $6P_{3/2}, F'$. La population $n_{7F_d}(\nu)$ et les populations $n_{p, F'}(\nu)$ obéissent à des équations proches de I-33:

$$\sum_{F'} R_{F'}^{Fd}(\nu) \left\{ \mu_{F'}^{Fd} n_{p, F'}(\nu) - n_{7F_d}(\nu) \right\} - \Gamma_{7S} n_{7F_d}(\nu) = 0$$

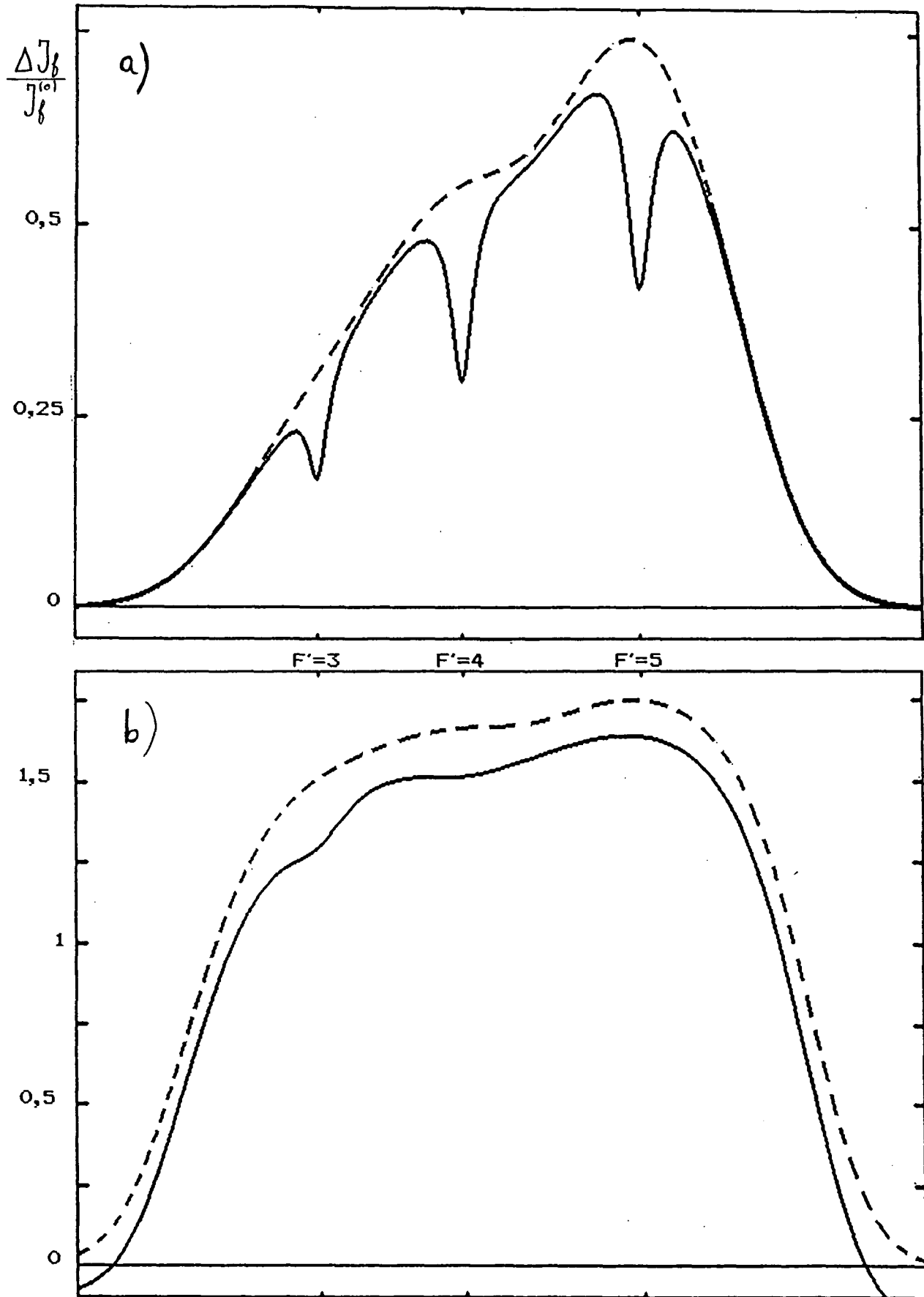


Fig.11 : Spectres théoriques obtenus lorsque la fréquence du faisceau sonde balaye les transitions $7S, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=3,4,5$ a) à saturation moyenne ($s=2$) b) à forte saturation ($s=200$). Les courbes en pointillés sont obtenues en supprimant la contribution des creux de fluorescence inhibée (terme \mathcal{J} dans I-47) et correspondent à la seule réexcitation des atomes $6P_{3/2}$ thermalisés.

$$R_{F'}^{Fd}(\nu) \{n_{7Fd}(\nu) - \mu_{F'}^{Fd} n_{PF'}(\nu)\} + (\Gamma_P + \Gamma^{coll}) n_{PF'}(\nu) + \Gamma^{coll} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_P + \\ + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} [C_{F'}^{Fe} n_{7Fe}(\nu) + C_{F'}^{Fd} n_{7Fd}(\nu)] = 0$$

La résolution de ces deux équations s'effectue suivant une méthode très proche de celle que nous avons utilisée pour le cas où les deux lasers sont résonnants pour le même niveau hyperfin 7S,F. Nous ne donnerons que le résultat. L'accroissement de fluorescence s'écrit

$$\frac{\Delta J_f(\omega_d)}{J_f^{(0)}} = \frac{\mathcal{G}' + \mathcal{F}}{1 + \mathcal{F}/2}$$

où la quantité \mathcal{F} est identique à celle obtenue précédemment (I-52) et où l'expression de \mathcal{G}' présente certaines analogies avec celle de \mathcal{G} (I-50):

$$\mathcal{G}' = s \times \frac{\sum_{F'} \frac{2}{3} \kappa C_{F'}^{Fe} \frac{C_{F'}^{Fd} \mu_{F'}^{Fd}}{1 + \Delta_{F'}^2 + C_{F'}^{Fd} \mu_{F'}^{Fd} \kappa s}}{1 + s \sum_{F'} \mathcal{L}_{F'}(\Delta_{F'})}$$

($\Delta_{F'} = \frac{\omega_{FdF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma}$). Ainsi qu'il apparaît sur la figure 12, la forme spectrale

$\frac{\Delta J_f}{J_f^{(0)}}(\omega_d)$ est conforme à ce que nous attendions (§ I-1-d-β): il n'y a pas de creux de fluorescence inhibée, mais à leur place des pics nettement plus petits ($\frac{2}{3} \kappa C_{F'}^{Fe} \ll 1$) et au nombre de deux (le produit $C_{F'}^{Fe} C_{F'}^{Fd}$ est nul pour $F'=2$ ou $F'=5$).

Au paragraphe I-3-c, nous avons montré un enregistrement expérimental (fig. 10-a) de l'accroissement de fluorescence dû au faisceau sonde lorsque le faisceau excitateur et le faisceau sonde sont résonnants respectivement pour les niveaux 7S,F=3 et 7S,F=4. Le faisceau sonde était peu saturant et la densité de césium était suffisamment basse (5×10^{12} at/cm³) pour que les pics ne soient pas rendus inobservables par un taux de collisions trop élevé. Nous savons maintenant que la hauteur des pics est $s C_{F'}^4 \mu_{F'}^4 C_{F'}^3 \kappa$ (rappelons que κ est le

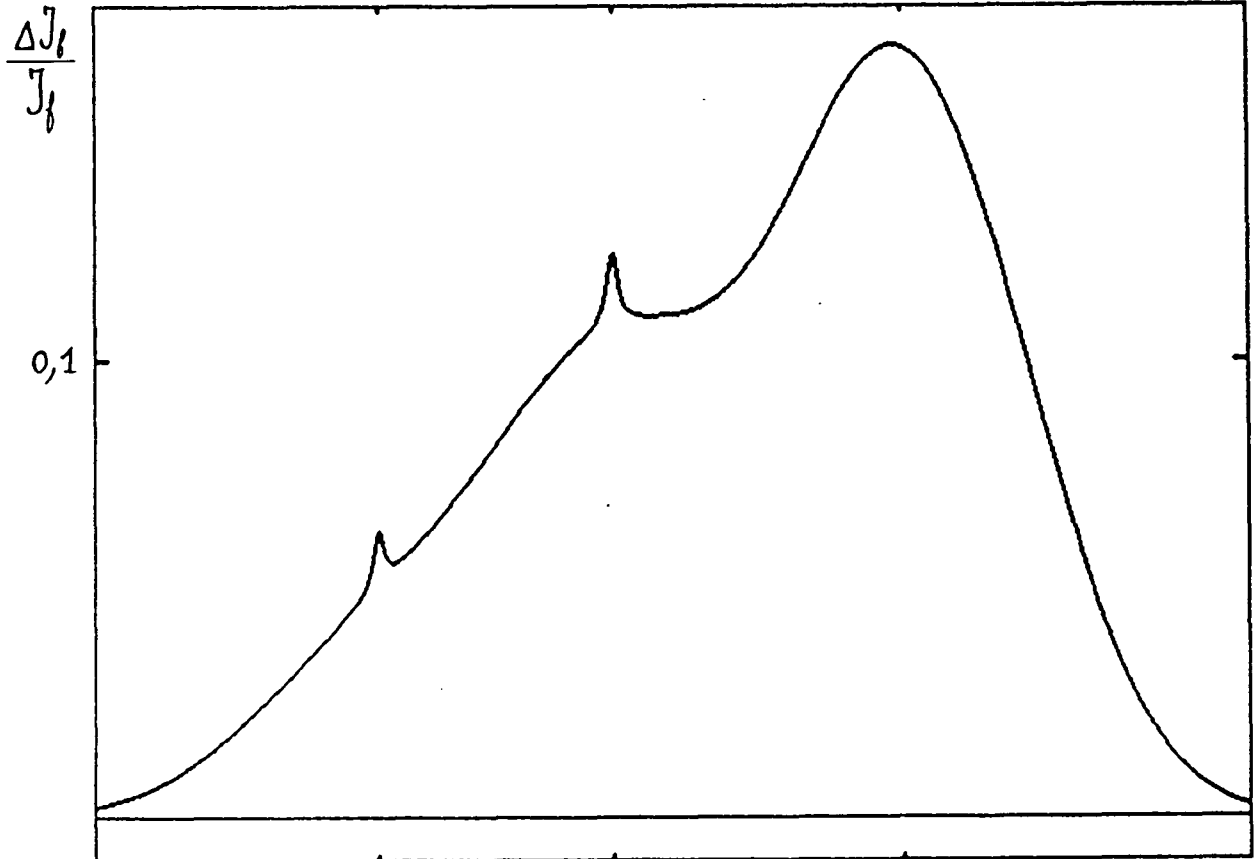


Fig.12 : Spectre théorique obtenu en donnant aux paramètres les valeurs correspondant aux conditions expérimentales du spectre de la fig.10-a.

rapport $\Gamma_{7S}/(\Gamma_p + \Gamma^{c011})$. Sur la même figure, le deuxième spectre, enregistré (avec la même saturation) alors que les deux lasers sont résonnants pour le même niveau $7S, F=4$ permet d'apprécier la profondeur des creux de fluorescence inhibée, égale à $SC_F^4 \cdot (1 - \frac{2}{3} \kappa C_F^4 \mu_F^4)$. Le rapport entre la hauteur des pics et la profondeur des creux permet donc d'obtenir la valeur du coefficient κ . A l'aide des deux spectres de la figure 10, et des enregistrements obtenus après avoir échangé le rôle des niveaux hyperfins $7S, F=3$ et $F=4$, nous obtenons $\kappa = 1,9 \pm 0,3$. Nous pouvons alors comparer l'amortissement $\Gamma_p + \Gamma^{c011}$ d'une classe de vitesse à l'amortissement radiatif $\Gamma_{6P_{3/2}}^{rad} = 1/(30ns) = 1,6\Gamma_{7S}$ d'un atome $6P_{3/2}$ isolé:

$$\Gamma_p + \Gamma^{c011} = (1,2 \pm 0,2) \Gamma_{6P_{3/2}}^{rad} .$$

Ce résultat n'est pas surprenant: à une aussi faible densité de césium, on peut en effet attendre pour $\Gamma_p + \Gamma^{c011}$ une valeur très proche de $\Gamma_{6P_{3/2}}^{rad}$ car les collisions résonnantes sont alors suffisamment peu fréquentes pour que la durée de vie $1/(\Gamma_p + \Gamma^{c011})$ d'une classe de vitesse soit pratiquement égale à la durée de vie radiative d'un atome $6P_{3/2}$.

Notons que si l'on baisse encore la densité de césium, on s'attend à ce que Γ_p et Γ^{c011} varient car l'emprisonnement de la raie de résonance devient moins efficace et l'amortissement Γ_p de la population totale $6P_{3/2}$ tend vers $\Gamma_{6P_{3/2}}^{rad}$. Simultanément, les photons de résonance n'étant plus réabsorbés, le taux de collisions Γ^{c011} doit tendre vers 0, mais la somme $\Gamma_p + \Gamma^{c011}$ reste proche de $\Gamma_{6P_{3/2}}^{rad}$.

5) Influence des conditions expérimentales sur les spectres de fluorescence inhibée

a) Effet d'un désaccord en fréquence du faisceau vert

Sur les spectres de fluorescence inhibée, l'effet d'un décalage en fréquence du laser vert, donc d'un décalage de la vitesse⁽¹⁾ $v_e = (\omega_e - \omega_{7S-6S})/2,72$ des atomes excités est de

- modifier la fluorescence totale $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ car le laser vert excite une classe de vitesse plus ou moins peuplée du fondamental (voir éq.I-21). Toutefois l'accroissement de fluorescence $\Delta J_f / J_f^{(0)}$ n'est pas affecté;

(1) Rappelons que le paramètre v , appelé abusivement "vitesse" est relié à la vitesse géométrique $v_z = \vec{v} \cdot \hat{k}$ (\hat{k} est le vecteur unitaire dirigé suivant les faisceaux) par la relation I-7.

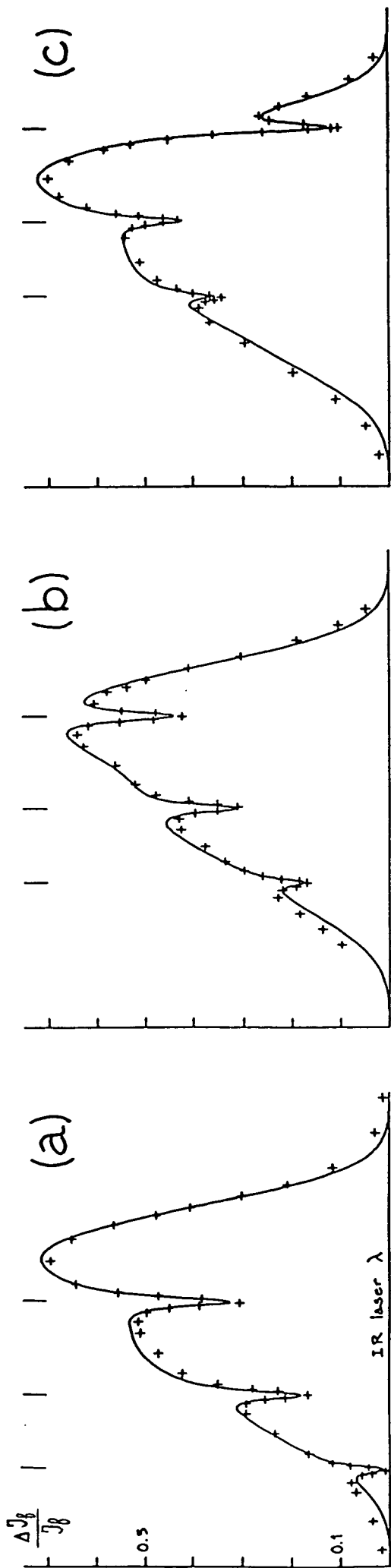


Fig.13 : Sélection d'une classe de vitesse par le laser vert accordé (a) à mi-hauteur de l'aile haute fréquence de la raie d'excitation, (b) au centre de la raie et (c) à mi-hauteur de l'aile basse fréquence. Les croix sont extraites des spectres expérimentaux (les conditions expérimentales sont celles de la fig.8). Les courbes sont des spectres théoriques obtenus avec le modèle du § I-4.

- déplacer les creux de fluorescence inhibée (liés à la population monocinétique du niveau 7S) mais sans déplacer les gaussiennes de largeur Doppler.

C'est ce que nous avons vérifié en enregistrant successivement trois spectres de fluorescence inhibée (fig. 13) pour trois désaccords en fréquence du laser vert: d'abord (a) en accordant le laser vert à mi-hauteur de l'aile haute fréquence de la courbe $f(\nu_e)$ ($\nu_e = \Omega_D \sqrt{2 \text{Log} 2}$) puis (b) avec un désaccord nul (alors $\nu_e = 0$ et la fluorescence est maximale) et enfin (c) à mi-hauteur sur l'aile basse fréquence de $f(\nu_e)$ (alors $\nu_e = -\Omega_D \sqrt{2 \text{Log} 2}$). Le déplacement des creux de fluorescence inhibée est très net.

Comme nous l'indiquons au § I-5-b (où la procédure sera détaillée) nous avons mis au point un programme permettant, à partir des données extraites d'un enregistrement expérimental, de déterminer à l'aide d'un ordinateur les valeurs des paramètres physiques (saturation, amortissements,...) pour lesquelles le spectre théorique reproduit au mieux le spectre expérimental. Ce programme nous a permis de voir que le décalage en fréquence des creux de fluorescence inhibée (par rapport aux fréquences des transitions) est de 122MHz en (a), 1MHz en (b) et -125MHz en (c). Le décalage total, de 274MHz entre (a) et (c), est proche de la largeur Doppler pour le faisceau sonde (261MHz) ce qui confirme que nous avons bien décalé le laser vert d'une largeur Doppler entre (a) et (c).

b) Effet de la pression de césium sur l'amortissement collisionnel de la cohérence $7S-6P_{3/2}$

L'élargissement collisionnel des raies $7S-6P_{3/2}$ n'avait jamais encore été mesuré à ce jour; un des buts de ce travail était de déterminer la densité de césium à partir de laquelle la structure hyperfine de $6P_{3/2}$ n'est plus résolue, paramètre qui conditionne l'efficacité de la future expérience de violation de parité.

L'évolution des spectres de fluorescence inhibée avec la pression de césium est illustrée sur la figure 14. Trois spectres ont été enregistrés à des pressions de 0,2, 5 et 30mTorr ($n_{Cs} = 0,05, 1,1$ et $6,4 \times 10^{14}$ at/cm³). L'élargissement des creux de fluorescence inhibée n'est pas très évident entre 0,2 et 5mTorr; il est par contre très net à 30mTorr. De façon systématique, nous avons utilisé le modèle théorique pour déterminer l'amortissement γ de la cohérence d'après la largeur des creux de fluorescence inhibée (ainsi que le coefficient \mathcal{C} de contraste, et en tirant l'amortissement Γ_p de la population totale de $6P_{3/2}$; voir § I-5-c).

Dépouillement numérique des spectres de fluorescence inhibée

Pendant chaque enregistrement, les variations de la fréquence du

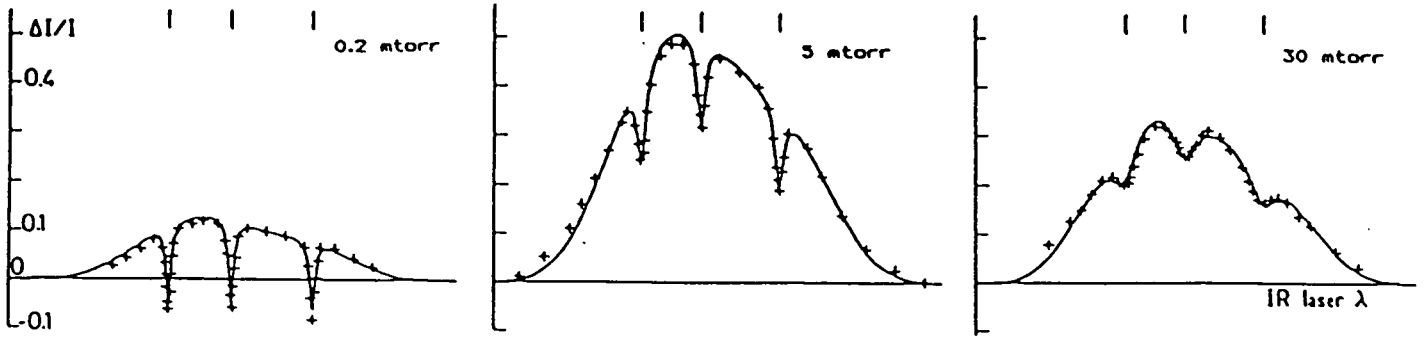


fig.14: effet de la pression de césium. Les croix sont tirées d'enregistrements expérimentaux. Le laser vert excite le niveau $7S, F=3$; le laser sonde balaye les transitions $7S, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=2, 3, 4$. Les courbes sont des spectres théoriques obtenus en ajustant les valeurs de δ et Γ_p .

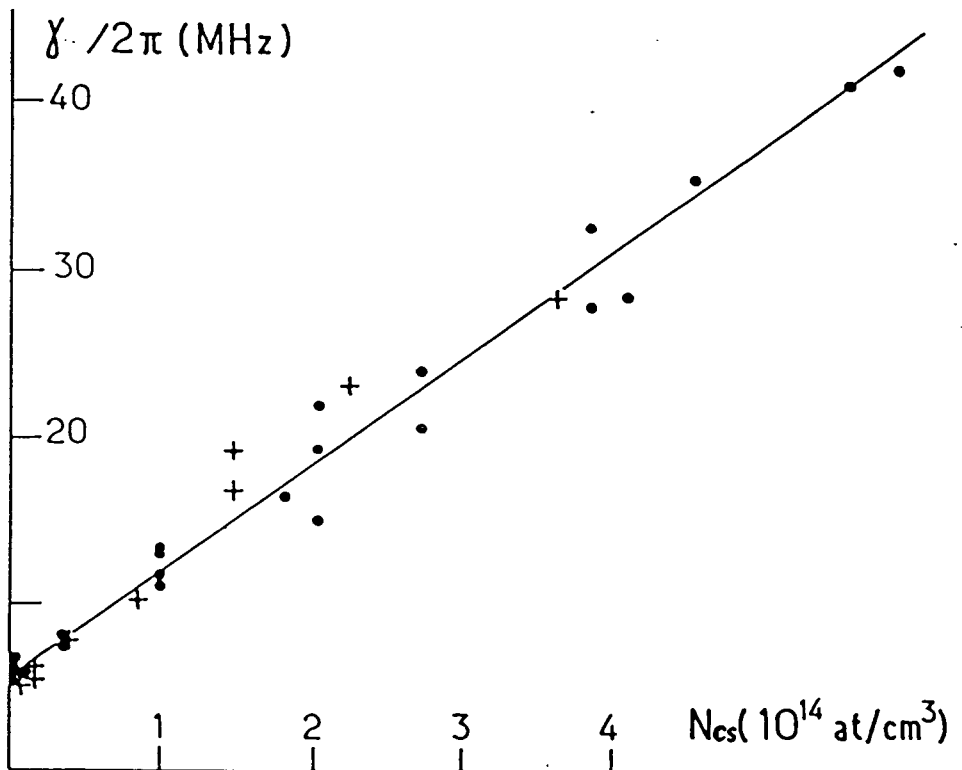


fig.15: amortissement de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ en fonction de la densité de césium. Les points et les croix correspondent à deux cellules différentes (les effets observés sont identiques avec les deux cellules).

faisceau sonde sont déterminées à l'aide d'un analyseur de spectre (ISL = 1,4GHz). Si le signal $\mathcal{J}_f^{(0)}$ n'est pas exactement le même avant et après l'enregistrement, les valeurs de $\Delta\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_f^{(0)}$ tirées du spectre expérimental tiennent compte de la dérive de $\mathcal{J}_f^{(0)}$, supposée linéaire. De chaque spectre expérimental, nous avons extrait plusieurs dizaines de points, et nous avons confié à un ordinateur (Olivetti M24) la tâche d'optimiser l'accord entre le spectre théorique et le spectre expérimental en ajustant par une méthode de moindres carrés les valeurs de la saturation s , de l'amortissement γ de la cohérence, du contraste \mathcal{C} , et de l'écart à résonance $2,72\nu_e$ du faisceau excitateur. Les valeurs de Ω_p , déterminée par la température, et Γ^{coll} , pris arbitrairement égal à 2γ , étaient imposées au calculateur (à faible saturation, la forme spectrale ne dépend pratiquement pas de Γ^{coll} ; nous avons préféré donner à Γ^{coll} une valeur plausible). Les valeurs obtenues par cette méthode pour le paramètre de saturation sont en accord avec celles que l'on déduit de l'intensité du faisceau sonde.

Résultats

La figure 15 montre l'évolution avec la densité de césium des valeurs de γ obtenues par le dépouillement numérique des spectres enregistrés. Elle met en évidence une croissance linéaire de γ avec la pression de césium:

$$\frac{\gamma}{2\pi}(\text{MHz}) = 5,9 + (6,3 \pm 0,7) \times 10^{-14} n_{Cs} \quad (\text{I-54})$$

où n_{Cs} est le nombre d'atomes par cm^3 . La valeur limite (5,9MHz) à basse pression de césium est légèrement plus importante que l'amortissement radiatif

$$\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Gamma_{7S} + \Gamma_{6P_{3/2}}}{2} \right) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1/48\text{ns} + 1/30\text{ns}}{2} \right) = 4,3\text{MHz}$$

de la cohérence $7S-6P_{3/2}$. La différence peut avoir plusieurs origines: i) les largeurs en fréquence des deux lasers; ii) un effet Doppler résiduel (il donne une largeur $\lesssim 2\text{MHz}$ pour un écart angulaire $\lesssim 10^{-2}$ radian entre les faisceaux); iii) un gaz résiduel, par exemple de l'azote qui donnerait un élargissement de $\sim 2\text{MHz}$ pour une pression de 20mTorr; par contre l'élargissement lié du temps de transit dans les faisceaux est négligeable. L'incertitude sur la pente ($\approx 11\%$) est essentiellement liée à l'incertitude sur la pression de césium. L'élargissement collisionnel des raies de résonance avait été mesuré par GREGORY [26] puis par CHEN et PHELPS [27]. Ces mesures conduisent à

$$\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\gamma_{6S-6P_{3/2}}^{coll} \text{ (MHz)}}{n_{Cs} \text{ (} 10^{14} \text{ at/cm}^3 \text{)}} \right) = \begin{cases} 7,2 & \text{(réf. [26])} \\ 8,1 \pm 0,3 & \text{(réf. [27])} \end{cases}$$

$$\frac{1}{2\pi} \left(\frac{\gamma_{6S-6P_{1/2}}^{coll} \text{ (MHz)}}{n_{Cs} \text{ (} 10^{14} \text{ at/cm}^3 \text{)}} \right) = \begin{cases} 4,2 & \text{(réf. [26])} \\ 4,7 \pm 0,2 & \text{(réf. [27])} \end{cases}$$

où γ_{i-j}^{coll} désigne l'amortissement collisionnel de la cohérence entre des niveaux i et j ⁽¹⁾. Nos mesures indiquent que $\gamma_{7S-6P_{3/2}}^{coll}$ est légèrement plus faible que $\gamma_{6S-6P_{3/2}}^{coll}$. La différence est peut-être liée au fait que, dans notre cas, les atomes 6S responsables des collisions n'appartiennent à aucun des deux niveaux de la transition.

Nous allons comparer ces valeurs expérimentales avec les valeurs théoriques données par OMONT dans sa thèse d'Etat [25]. Alain OMONT a calculé, dans l'approximation d'impact semi-classique, les amortissements, dus aux collisions résonnantes, de

- la population, l'orientation et l'alignement d'un niveau de résonance
- la cohérence optique sur la raie de résonance,

(mais son modèle ne concerne pas les cohérences entre deux niveaux excités). D'après la formule 1.105 p.49 de la thèse d'OMONT⁽²⁾, l'amortissement s'écrit, si la durée τ_c d'une collision est grande devant l'inverse de la structure hyperfine ΔW_{6S} du niveau fondamental:

(1) On prendra soin de noter que, dans les références [26] et [27], les expressions "half breadth" et "half width" désignent en fait la largeur totale à mi-hauteur (cf. éq.6 dans [26] et éq.4 dans [27]).

(2) Dans cette formule, il faut prendre pour définition de la force d'oscillateur

$$f \equiv \frac{2k_0 m}{3e^2} \frac{| \langle eJ_e || \vec{P} || fJ_f \rangle |^2}{2J_f + 1}$$

(avec les notations d'OMONT) car la formule A5.10 n'est valable que dans le cas $J_f=0$.

$$\Gamma = \frac{2\pi K}{3\sqrt{3}} \frac{1}{\hbar} \frac{|\langle f, J_f \| \vec{D} \| r, J_r \rangle|^2}{2J_f + 1} n_{Cs}$$

où J_i ($i = r$ ou f) désigne le moment angulaire du niveau de résonance ou du niveau fondamental et où K (tabulé p.50) est un coefficient sans dimension: $K \approx 2$ pour la population et la cohérence optique et $K \approx 2,7$ pour l'orientation et l'alignement.

Par contre, si $\tau_c \ll 1/\Delta W_{6S}$, la collision peuple un niveau hyperfin quelconque du niveau fondamental; il en résulte une augmentation, par un facteur $2J_f + 1$, de la densité d'états finaux, et donc du taux de collisions. Dans notre cas, $\tau_c \Delta W_{6S}$ est de l'ordre de 1; et nous pouvons seulement conclure que $\gamma_{6S-6P_{3/2}}^{c011}/2\pi = \Gamma^{c011}/2\pi$ (MHz) est compris entre 4,7 et $9,4n_{Cs}$ (10^{14} at/cm³). L'intervalle ainsi défini recouvre effectivement la valeur expérimentale de $\Gamma_{6S-6P_{3/2}}^{c011}$ (et il en est de même pour $\gamma_{6S-6P_{1/2}}^{c011}$). En ce qui concerne la cohérence 7S-6P_{3/2}, le fait que la valeur théorique de $\Gamma^{c011}/2$ (entre 2,4 et 4,7 MHz pour $n_{Cs} = 10^{14}$ cm⁻³) soit légèrement inférieure à notre valeur expérimentale de $\gamma_{7S-6P_{3/2}}^{c011}$ suggère que des collisions avec changement de phase contribuent à amortir la cohérence 7S-6P_{3/2}.

c) Effet de la pression de césium sur l'amortissement de la population totale du niveau 6P_{3/2}

Outre que le programme de dépouillement donne la largeur des creux de fluorescence inhibée, il ajuste également la valeur du coefficient

$$\mathcal{C} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma_p \Omega_D}{\gamma \Gamma_{7S}}$$

caractérisant le contraste des spectres. A l'aide de I-54, on en déduit les valeurs de $\Gamma_p/2\pi$, représentées sur la figure 16-a en fonction de la densité atomique. On observe

- un minimum ($\Gamma_p/2\pi$ de l'ordre de 30kHz) pour lequel la durée de vie de la population totale 6P_{3/2} est ≈ 150 fois la durée de vie radiative,
- une remontée rapide aux basses pressions de césium,
- une remontée lente aux fortes pressions de césium.

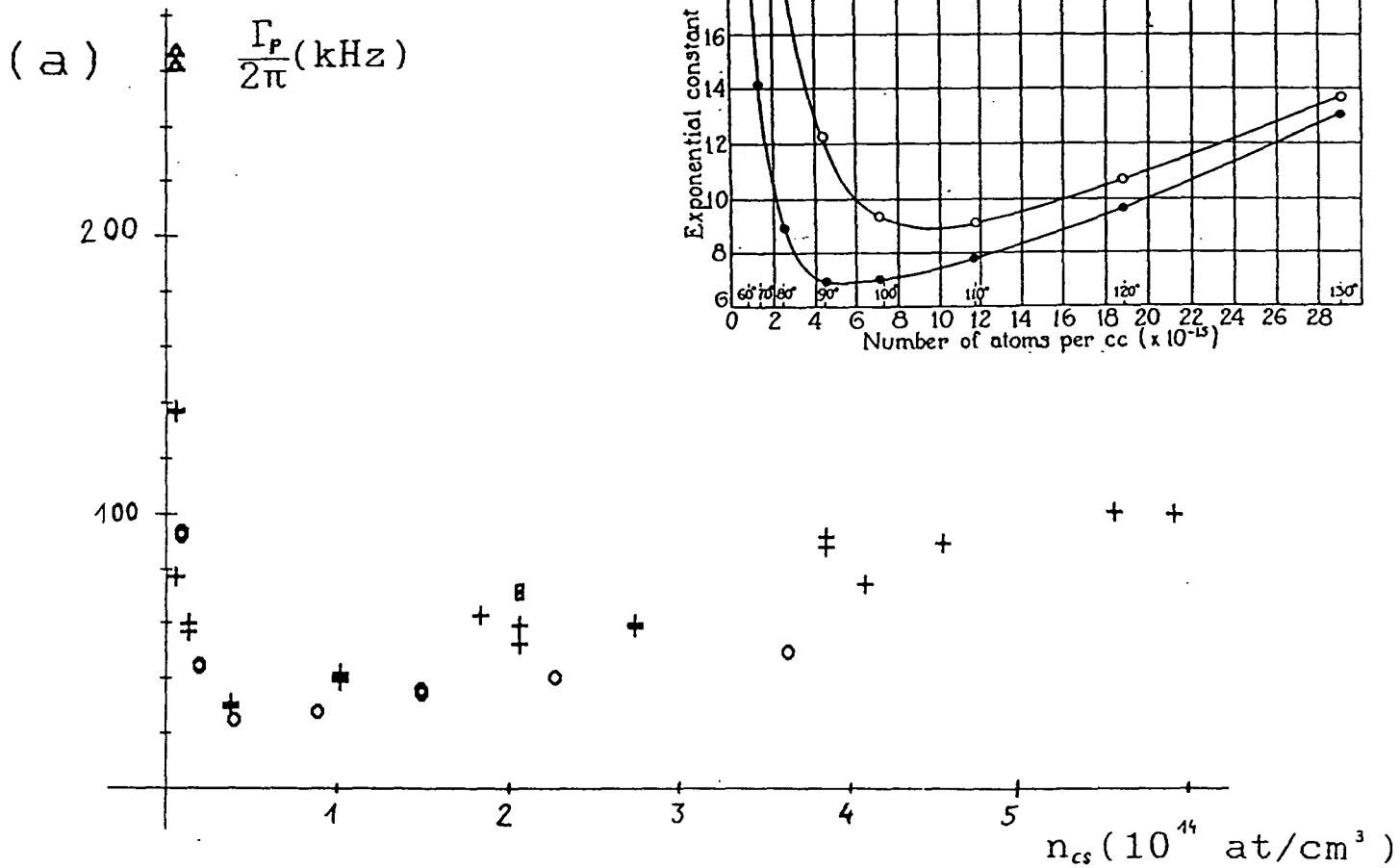


Fig.16 : (a) Amortissement de la population $6P_{3/2}$ en fonction de la densité de césium. Les croix et les cercles correspondent à des enregistrements réalisés avec deux cellules différentes et un faisceau IR de même rayon 1.4mm, les triangles et les carrés sont tirés d'enregistrements pour lesquels le rayon du faisceau sonde est respectivement de 0,3 et 0,8mm.

(b) Valeurs obtenues par Zemansky [31] pour l'amortissement du niveau 6^3P_1 du mercure.

Qualitativement, l'allure de $\Gamma_p(n_{Cs})$ est voisine de celle obtenue par ZEMANSKY [31] pour l'inverse de la durée de vie du niveau 6^3P_1 du mercure (fig. 16-b).

Cet amortissement est rendu beaucoup plus lent que l'amortissement radiatif par l'emprisonnement de la raie de résonance, c'est-à-dire par la réabsorption des photons par les atomes du fondamental. L'approche théorique de ce phénomène est assez compliquée. Le problème a été résolu avec certaines approximations par HOLSTEIN [32] qui a remarqué que le facteur d'emprisonnement $\Gamma^{emp}/\Gamma^{rad}$ d'un niveau de résonance peut s'écrire $\Gamma^{emp}/\Gamma^{rad} = \eta T(d)$; η est un coefficient fonction de la géométrie du volume de vapeur mais toujours de l'ordre de l'unité, d la plus petite dimension du volume de vapeur, et

$$T(d) = \left\{ \int k(\nu) e^{-k(\nu)d} d\nu \right\} / \int k(\nu) d\nu$$

où $k(\nu)$ est le coefficient d'absorption de la raie de résonance pour la fréquence ν . Il est important de remarquer que, puisque l'absorption est grande au centre de la raie ($k_0 d \gg 1$), la quantité $T(d)$, qui représente la probabilité pour un photon de résonance de traverser la vapeur sans être absorbé, est dominé par le comportement de $k(\nu)$ sur les ailes, pour des fréquences telles que $k(\nu)d \approx 1$. On comprend donc que la contribution de l'élargissement collisionnel à $T(d)$ puisse être prépondérante même si la largeur Doppler est supérieure à la largeur (à mi-hauteur) par collisions.

Notre arrangement expérimental s'apparente au cas d'un cylindre infini: le faisceau sonde définit une zone observée cylindrique (nous négligerons la structure gaussienne des faisceaux) de rayon $R=1,4\text{mm}$; le faisceau vert, dont la section est toujours plus faible que celle du faisceau sonde, excite la vapeur sur une longueur $L=3\text{cm} \gg R$. Pour cette géométrie, le modèle de HOLSTEIN conduit à écrire le facteur d'emprisonnement

$$\Gamma^{emp}/\Gamma^{rad} = 1,60 / [k_0^{Doppler} R \sqrt{\pi \text{Log} k_0^{Doppler}}]$$

à faible densité lorsque l'élargissement Doppler est dominant, et

$$\Gamma^{emp}/\Gamma^{rad} = 1,115 / \sqrt{\pi k_0^{coll} R}$$

à plus forte densité lorsque l'élargissement collisionnel domine aux fréquences telles que $k(\nu)R \approx 1$.

Dans notre cas (niveau $6P_{3/2}$ du césium), le modèle prévoit donc que, à basse pression, l'amortissement décroît avec la densité n_{Cs} (10^{14} at/cm³) et le rayon R (mm):

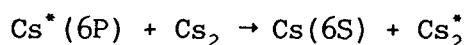
$$\Gamma_p / \Gamma_{6P_{3/2}}^{rad} \simeq 1,6 / [530Rn_{Cs} \sqrt{\pi \text{Log}(530Rn_{Cs})}] \quad (\text{I-55-a})$$

alors qu'à plus forte pression, k_0^{c011} étant indépendant de la densité atomique, la durée de vie Γ_p ne dépend plus de n_{Cs} :

$$\Gamma_p / \Gamma_{6P_{3/2}}^{rad} \simeq 1,115 / \sqrt{\pi \times 5700R} \quad (\text{I-55-b})$$

Le modèle de HOLSTEIN explique donc qualitativement le comportement de Γ_p , tant pour la remontée lorsque $n_{Cs} \rightarrow 0$ que pour la valeur du minimum de $\Gamma_p / 2\pi$ (27kHz prévus au lieu de 30 ± 10 kHz observés), mais ne prévoit toutefois pas de remontée pour $n_{Cs} > 10^{14}$ cm⁻³.

Pour expliquer cette remontée, il est normal d'envisager l'effet des collisions qui font perdre aux atomes $6P_{3/2}$ leur excitation de manière non radiative. Si on suppose que sont en jeu les collisions avec des molécules de césium



qui transfèrent l'excitation de l'atome aux dimères, on est conduit, compte tenu des pressions relatives de dimères [33], à attribuer à ces collisions une section efficace du même ordre que celle des collisions résonnantes; ceci ne semble pas a priori déraisonnable. Toutefois, le fait que la croissance de Γ_p pour $n_{Cs} > 10^{14}$ cm⁻³ ne semble pas quadratique suggère que ces transferts, s'ils interviennent, ne sauraient être décrits avec une simple section efficace. En fait, l'étude par LAM et al. [34] des transferts collisionnels dans la vapeur de sodium a montré que plusieurs niveaux moléculaires interviennent, et que certains niveaux peuvent restituer leur excitation au niveau de résonance; il apparaît alors deux constantes de temps (une lente et une rapide) dans l'évolution de la population du niveau de résonance. Il est vraisemblable que cette complexité se retrouve dans les transferts collisionnels qui affectent le niveau $6P_{3/2}$ du césium, et, faute de données supplémentaires, nous ne chercherons pas à pousser plus loin l'interprétation du comportement de Γ_p aux densités de césium élevées.

Mesure directe de Γ_p à l'aide du montage pulsé

La mise au point du montage pulsé nous a permis de confirmer l'ordre de grandeur de Γ_p . L'expérience consiste à exciter le niveau 7S par une impulsion (de moins de 10ns) et à observer le comportement transitoire de l'intensité du faisceau sonde transmis par la vapeur. On observe (fig. 17):

- d'abord un pic bref (durée $< 1\mu s$), traduisant l'amplification du faisceau sonde par les atomes 7S (l'amplification est en fait plus courte et plus élevée; mais le signal, observé à l'aide d'un amplificateur de bande passante $\approx 1\text{MHz}$, est déformé),

- ensuite une absorption, qui disparaît exponentiellement avec une constante de temps de $2,8\mu s$, liée à la présence des atomes $6P_{3/2}$.

Cette expérience donne l'amortissement de la population $6P_{3/2}$ par une méthode beaucoup plus directe que le dépouillement des spectres de fluorescence inhibée. La valeur obtenue ($\Gamma_p/2\pi = 57\text{kHz}$ pour $n_{Cs} = 2 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$) est tout à fait en accord avec les valeurs trouvées précédemment pour cette même pression.

d) Influence de la section du faisceau sonde

La figure 18 montre deux spectres de fluorescence inhibée enregistrés dans les mêmes conditions, hormis la section du faisceau sonde: le rayon du faisceau sonde est $1,4\text{mm}$ pour le spectre (a) et $0,4\text{mm}$ pour (b) (la puissance du faisceau sonde a été modifiée pour que l'intensité soit identique pour les deux spectres). Dans les deux cas le faisceau sonde est plus large que le faisceau vert; aussi n'est-on pas surpris que la profondeur des creux de fluorescence inhibée soit identique. Par contre il est très clair que le faisceau sonde réexcite plus d'atomes $6P_{3/2}$ lorsqu'il est plus large, ce qui confirme que les atomes emprisonnés dans $6P_{3/2}$ diffusent autour du trajet du faisceau vert.

Cette modification du contraste des spectres se traduit (cf. éq.I-36) par une modification de la durée de vie Γ_p . C'est ce qui apparaît sur la figure 16-a: lorsque les enregistrements sont réalisés avec un faisceau sonde de plus faible section, on déduit du spectre une valeur de Γ_p plus élevée. On comprend bien la raison pour laquelle la durée de vie de la population de $6P_{3/2}$ diminue lorsque diminue la section du faisceau sonde: les photons sortent plus rapidement de la zone observée lorsque celle-ci est de dimensions plus faibles. Cet effet est d'ailleurs prévu dans le cadre du modèle de HOLSTEIN (éqs.I-55-a et b).

e) Effet de la saturation par le faisceau sonde

Dans une première approche, (§ I-3-c et fig. 9) nous avons observé que deux caractéristiques distinguent les spectres enregistrés à forte saturation:

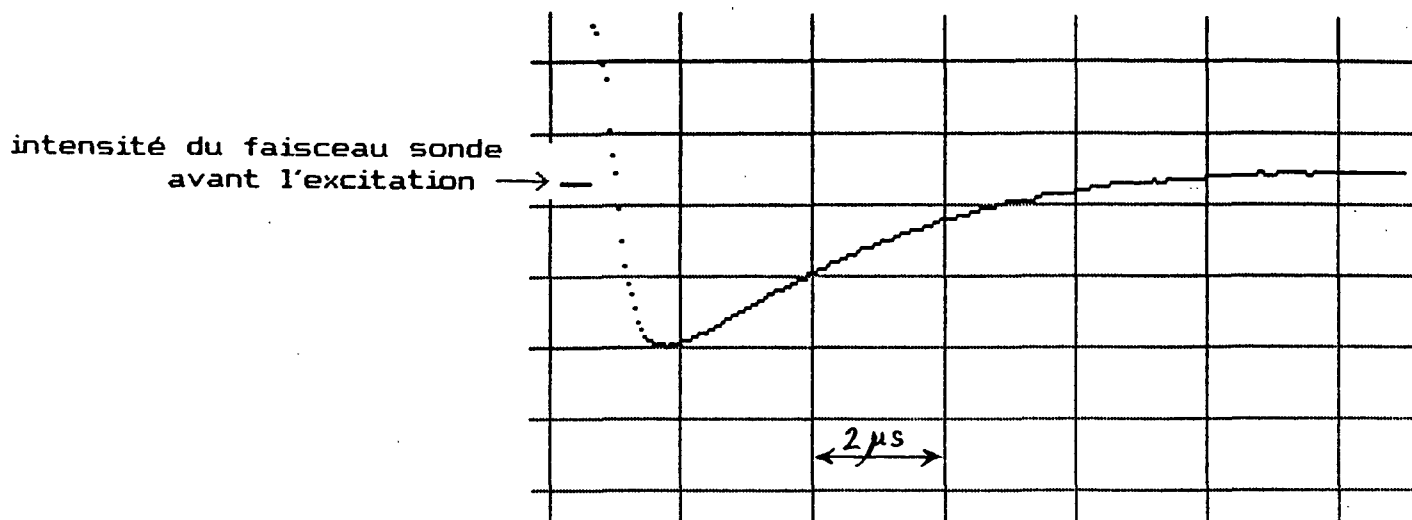


Fig.17: Intensité transitoire du faisceau sonde transmis par la vapeur de césium. L'échelle temporelle est $2\mu\text{s}/\text{div}$. Le détecteur est une photodiode Judson J16-18. On note d'abord la présence d'un pic bref traduisant l'amplification du faisceau sonde par les atomes du niveau $7S$ (ce pic est en fait plus bref et plus intense mais il est déformé par un amplificateur de bande passante $\approx 1\text{MHz}$). Ensuite apparaît l'absorption par les atomes $6P_{3/2}$ qui décroît exponentiellement avec une constante de temps de $2,8\mu\text{s}$.

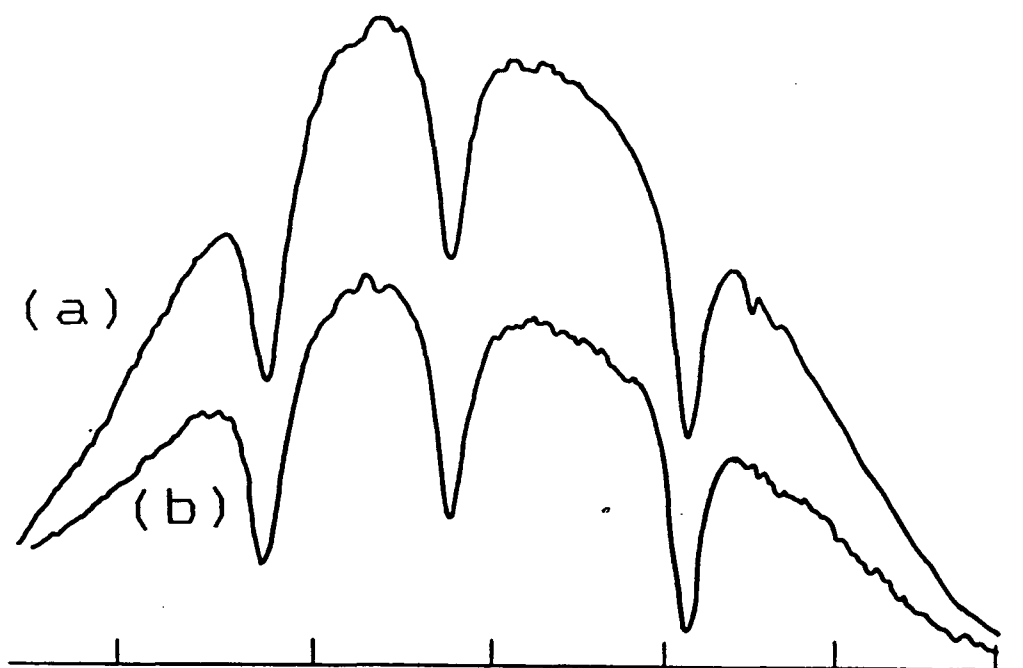


Fig.18 : Spectres enregistrés avec un faisceau sonde de rayon (a) 1.4mm et (b) 0.4mm (Température 148°C , champ électrique statique: $E_s = 1000\text{V}/\text{cm}$). L'intensité du faisceau sonde est la même pour les deux spectres.

- l'accroissement de fluorescence tend vers une valeur proche de 2,
- les creux de fluorescence inhibée s'élargissent; leur profondeur cesse de croître et même diminue aux plus fortes saturations.

Nous allons d'abord détailler le premier point, puis nous verrons que la méthode de modulation de la saturation permet de mieux mettre en évidence le deuxième point.

α) Valeur limite de l'accroissement de fluorescence

Lorsque le faisceau sonde est très saturant, il oblige les atomes à se désexciter par fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$. L'accroissement de fluorescence tend alors vers une valeur proche du rapport de branchement $\Gamma_{\rightarrow 3/2} / \Gamma_{\rightarrow 1/2}$, que nous avons pris égal à 2 dans le modèle théorique du § I-4 ⁽¹⁾. On pourrait donc penser à exploiter cette valeur limite afin de mesurer directement le rapport de branchement, qu'il serait souhaitable de déterminer avec précision [16].

Malheureusement, nous allons montrer que cette mesure risque fort d'être entachée par les transferts collisionnels entre les populations des niveaux $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$. En effet $(\Delta J_f / J_f)_{\max}$ s'avère nettement supérieur au rapport de branchement attendu ($\approx 1,85$), et ce d'autant plus que la pression de césium est élevée: on observe jusqu'à $\Delta J_f / J_f = 2,1$ pour $n_{Cs} = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et 2,4 pour $n_{Cs} = 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Il semble donc qu'un processus contribue à recycler une partie des atomes qu'on a contraint à se désexciter vers $6P_{1/2}$, en les portant vers le niveau $6P_{3/2}$. De fait, les collisions avec les atomes du niveau fondamental donnent lieu à des transferts de population entre $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$. Dans le cas où le niveau $6P_{3/2}$ est dépeuplé par le faisceau sonde saturant, l'effet des transferts collisionnels sur la valeur limite de $\Delta J_f / J_f$ est, en valeur relative, donné par le rapport entre le taux de transfert $6P_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ et l'amortissement de la population $6P_{1/2}$. Si on utilise la valeur, mesurée par KRAUSE [35], pour le taux de transfert collisionnel, on constate que l'ordre de grandeur est insuffisant pour expliquer un effet de 10% sur $\Delta J_f / J_f$. Mais les mesures de KRAUSE ont été faites à basse température (40°C) et leur extrapolation à des températures supérieures à 150°C est hasardeuse: les effets moléculaires, que nous avons invoqués pour expliquer l'évolution de Γ_p à haute température

(1) On notera que si l'intensité du faisceau sonde est suffisante pour que l'élargissement radiatif empêche de résoudre la structure hyperfine de $6P_{3/2}$, alors les alignements dans les niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$ n'interviennent plus (éq. A-33 et A-34 de l'appendice A) et la forme spectrale I-47 est alors exacte à condition de calculer \mathcal{G} et \mathcal{F} sans approximation.

(§ I-5-c), peuvent s'accompagner de transferts de population entre $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$.

En tout état de cause, une détermination précise du rapport de branchement $\Gamma_{3/2}/\Gamma_{1/2}$ par cette méthode n'est envisageable qu'après une mesure, à notre densité de césium, des transferts collisionnels $6P_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$.

β) Spectres enregistrés en modulant la saturation

Lorsque le faisceau sonde n'est pas saturant, les spectres enregistrés en modulant l'excitation ou en modulant la saturation (cf. § I-3-a) sont identiques. A forte saturation, il en va tout autrement: détecter l'amplitude de modulation de $\Delta J_f/J_f^{(0)}$ à la fréquence où on module la saturation peut déformer considérablement les spectres et même inverser les creux de fluorescence inhibée. La raison tient au fait que les creux sont plus profonds à basse saturation qu'à forte saturation. Cette caractéristique, présente dans la forme théorique (cf. § I-4-e-γ) n'apparaissait pas de façon certaine sur la figure 9 car le recouvrement des lorentziennes élargies par la saturation peut aboutir à une diminution de la profondeur apparente des creux.

Les spectres (a) à (d) de la figure 19 mettent "en relief" la diminution des creux à forte saturation. A l'aide d'une lame demi-onde tournante suivie d'un polariseur, on module l'intensité du faisceau sonde: $I_{1,47}(t) = I_{\max} \cos^2 \Omega t$, et on détecte dans $J_f(t)$ la modulation δJ_f à la fréquence $(2\Omega)/2\pi$. Afin d'atteindre des saturations plus élevées, le faisceau sonde a été focalisé; son rayon est alors de 0,4mm. L'intensité I_{\max} est de 14, 430, 700 et 1800mW/cm², correspondant à des saturations s_{\max} de 1, 36, 58 et 150 (ou encore à des fréquences de Rabi $\Omega_{R\max}/2\pi$ de 12, 67, 85 et 137MHz). L'inversion des creux est très nette à forte saturation.

A côté des spectres expérimentaux ont été tracés les spectres obtenus avec le modèle théorique (§ I-4): nous avons porté, en fonction de la fréquence du faisceau sonde, la quantité

$$\delta J_f = J_f^{(0)} \int_0^{2\pi/(2\Omega)} \frac{\Delta J_f(t)}{J_f^{(0)}} \cos(2\Omega t) dt$$

dans laquelle $\Delta J_f(t)/J_f^{(0)}$ est calculé pour $s(t) = s_{\max} \cos^2(\Omega t)$. Bien que les approximations faites pour obtenir une expression analytique de $\Delta J_f/J_f^{(0)}$ soient ici, à très forte saturation, employées aux limites de leurs conditions de validité, les spectres théoriques restituent tout de même qualitativement l'allure des spectres expérimentaux.

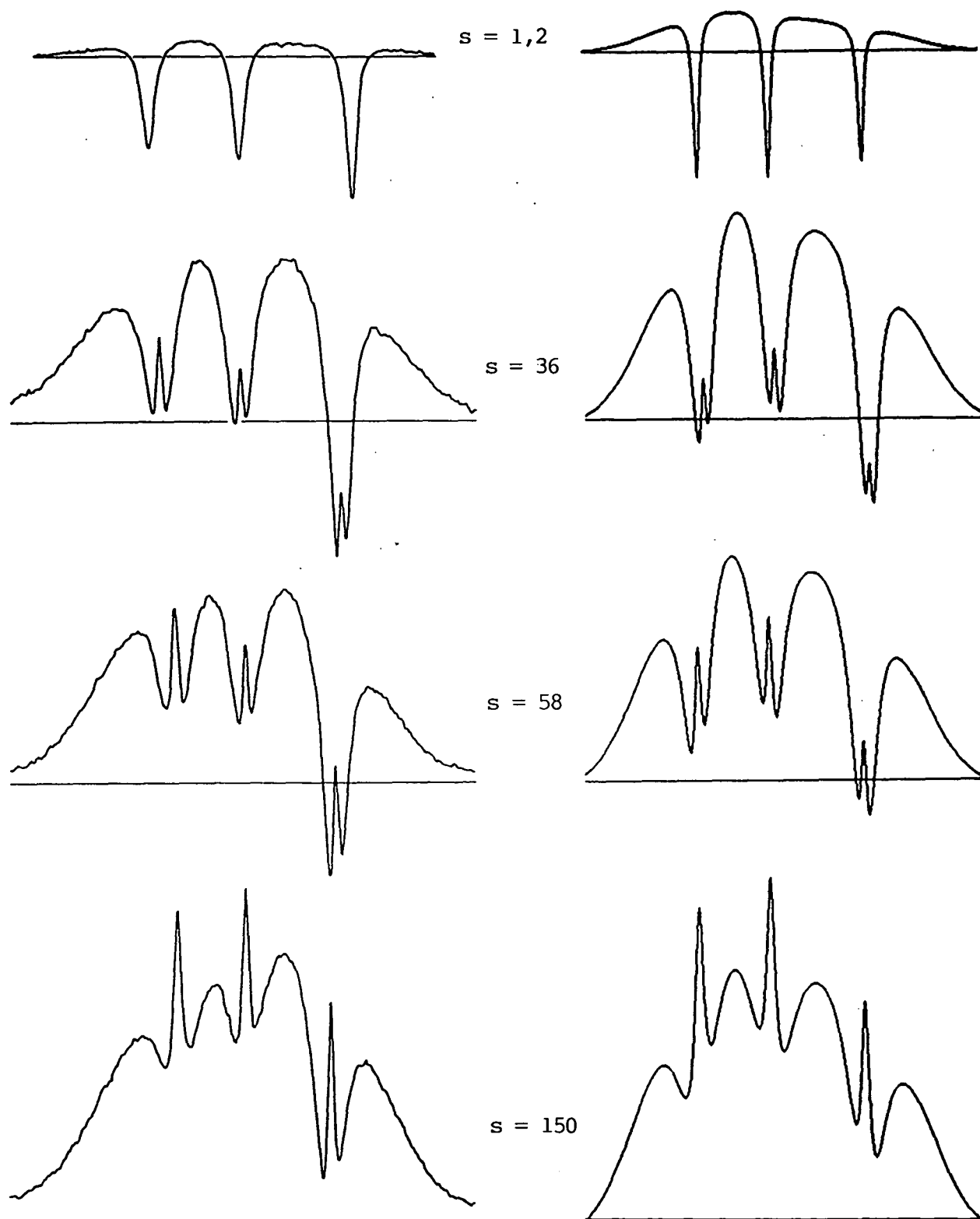


Fig.19 : Spectres enregistrés en modulant l'intensité du faisceau sonde. Puissances crêtes 0,09; 2,8; 4,5; et 12 mW. (Rayon du faisceau sonde 0.4mm; densité 5×10^{12} at/cm³ à 83°C; $E_0=1800$ V/cm). Les spectres théoriques sont obtenus en donnant au paramètre de saturation et à l'amortissement de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ les valeurs correspondant aux conditions expérimentales; seul le contraste est ajusté: $1/\epsilon=0,6$.

Sur le spectre enregistré à la plus faible saturation ($s=1,2$) la largeur des creux de fluorescence inhibée est supérieure à ce qu'on attend à cette température (cf.fig. 10-b). Or pour cet enregistrement, le faisceau sonde été atténué à l'aide d'un verre neutre et la superposition des faisceaux a dû être refaite. Cette largeur excessive pourrait donc s'expliquer par un effet Doppler résiduel lié à un alignement imparfait des deux faisceaux.

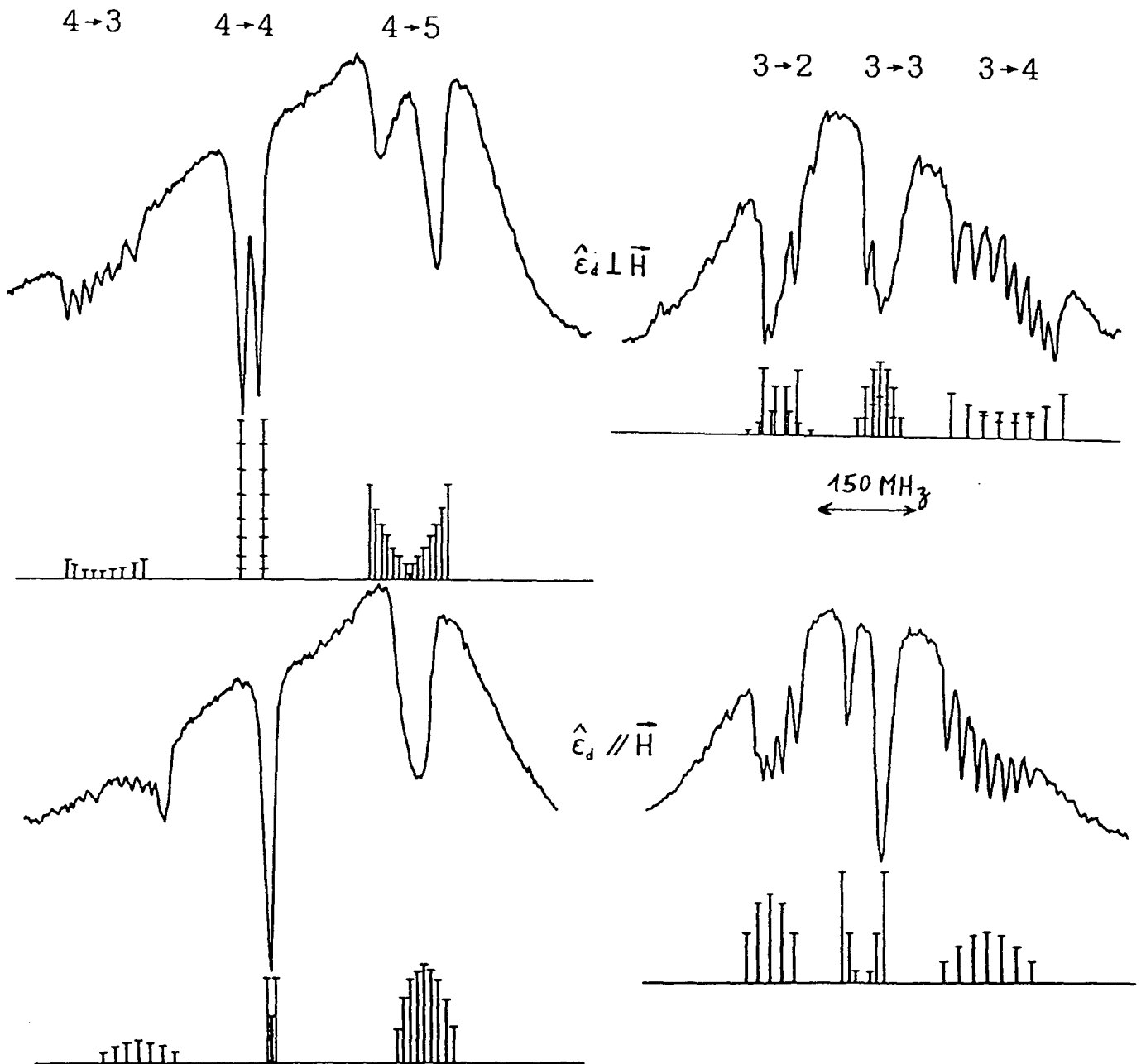


Fig.20 : Spectres de fluorescence inhibée enregistrés en présence d'un champ magnétique transverse de 32 Gauss. (intensité du faisceau sonde modulée entre 0 et 12 mW/cm^2 ; densité $5 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$; $E_s = 1800 \text{ V/cm}$).

f) Effet d'un champ magnétique

Les énergies des transitions $7S, F_m - 6P_{3/2}, F'm'$ entre sous-niveaux Zeeman, dégénérées (pour F et F' donnés) en l'absence de champ magnétique, sont décalées sous l'effet d'un champ magnétique \vec{H} d'une quantité

$$\mu_B |\vec{H}| (g_{7S, F^m} - g_{6P_{3/2}, F'm'})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr et où les facteurs gyromagnétiques $g_{7S, F}$ et $g_{6P_{3/2}, F'}$ valent respectivement $-1/4$ et $1/4$ pour $F=3$ et $F=4$, et $-2/3$, 0 , $4/15$ et $2/5$ pour $F'=2, 3, 4$ et 5 . Les facteurs gyromagnétiques sont identiques dans les niveaux $6S, F$ et $7S, F$ et l'excitation, mettant essentiellement en jeu un opérateur scalaire, ne couple que des sous-niveaux de même projection m . L'effet Zeeman n'affecte donc pas la classe de vitesse excitée par le laser vert, et la décomposition des creux de fluorescence inhibée ne traduira que la décomposition des transitions $7S, F - 6P_{3/2}, F'$.

Nous avons enregistré, par la méthode de modulation de la saturation (mais à intensité suffisamment basse pour que les effets évoqués au § I-5-e- β soient inexistantes) des spectres de fluorescence inhibée en présence d'un champ magnétique de 32 Gauss, transverse aux faisceaux, perpendiculaire puis parallèle à la polarisation plane du faisceau sonde.

Sur les quatre spectres de la figure 20, la densité de césium est assez faible pour que l'absence d'élargissement collisionnel permette de résoudre complètement les composantes Zeeman de la transition $7S, F=3 - 6P_{3/2}, F'=4$, mais pas celles de la transition $7S, F=4 - 6P_{3/2}, F'=5$. Le spectre attendu dans l'hypothèse d'un effet Zeeman pur restitue assez bien l'allure des diverses composantes hyperfines. Cependant l'effet du mélange hyperfin dans $6P_{3/2}$ apparaît de manière sensible, par exemple dans la variation de l'espacement des composantes de la transition $F=3 - F'=4$.

6) Processus cohérent et processus incohérent sur le système interdit à trois niveaux

Comme nous l'avons indiqué au § I-1 (présentation des effets physiques), le modèle théorique que nous avons développé (§ I-4) et utilisé pour l'exploitation quantitative des spectres (§ I-5) considère que le système $6S-7S-6P_{3/2}$ (fig. 21) n'évolue que sous l'effet de processus en échelons : l'absorption d'un photon vert excite un atome vers le niveau $7S$, puis l'émission induite d'un photon infrarouge porte cet atome vers le niveau $6P_{3/2}$. Nous n'avons pas tenu compte de l'effet Raman à deux photons, qui donne lieu simultanément à l'absorption d'un photon vert et à l'émission d'un photon infrarouge, et qui peuplent directement le niveau $6P_{3/2}$ sans faire intervenir la population du niveau $7S$. Cette omission est motivée par le fait que l'amortissement collisionnel défavorise les processus à deux photons par rapport aux processus en échelons. Cela tient à la différence de nature entre ces deux types de processus, qui font intervenir respectivement la cohérence $6S-6P_{3/2}$, fortement amortie par les collisions résonnantes, et la population $7S$, très peu affectée par les collisions. Dans ce paragraphe, nous allons rappeler brièvement les calculs (ces considérations ont déjà été fréquemment abordées; cf. par ex. [36] et [19]) et préciser l'ordre de grandeur des effets cohérents. Nous nous placerons dans le cadre d'un modèle simple, sans dégénérescence et sans structure hyperfine.

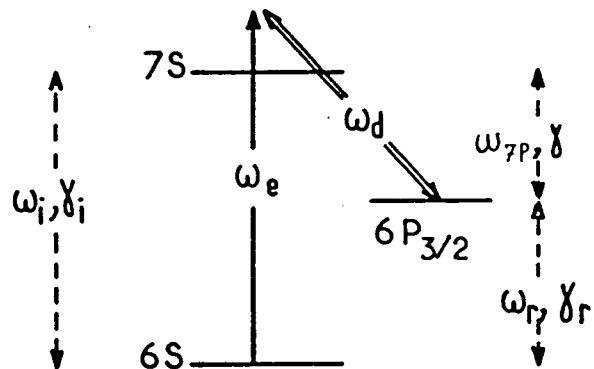


Fig. 21 - Schéma simplifié des niveaux de l'atome de césium précisant les notations du § I-6.

a) Equations d'évolution du système

Nous considérons l'état stationnaire du système, où les populations n_6 , n_7 et n_p des niveaux $6S$, $7S$, et $6P_{3/2}$ sont constantes, et où les cohérences (en

représentation d'interaction) ρ_{76} , ρ_{7P} , ρ_{6P} oscillent en régime forcé sous l'effet des lasers :

$$\begin{aligned}\rho_{76}(t, \nu) &= \tilde{\rho}_{76} e^{-i(\omega_e - \omega_1 - 2.72 \nu)t}, \\ \rho_{7P}(t, \nu) &= \tilde{\rho}_{7P} e^{-i(\omega_d - \omega_{7P} - \nu)t}, \\ \rho_{6P}(t, \nu) &= \tilde{\rho}_{6P} e^{-i(\Delta\omega - \omega_r - 1.72 \nu)t},\end{aligned}$$

où les facteurs $\tilde{\rho}_{ij}$ sont constants, $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_r$, $\hbar\omega_{7P}$ sont les énergies de la transition interdite 6S-7S, de la transition de résonance 6P-6P_{3/2}, et de la transition 7S-6P_{3/2} (les amortissements des cohérences correspondantes seront notés γ_1 , γ_r et γ ; $\Delta\omega \equiv \omega_e - \omega_d$). Les effets Doppler ont tous le même signe car nous considérons notre situation expérimentale, où les faisceaux ont le même sens de propagation ; plus loin nous considérerons le cas de deux faisceaux de sens opposés.

Les équations décrivant l'état stationnaire s'écrivent :

$$\{i(\omega_e - \omega_1 - 2.72 \nu) - \gamma_1\} \tilde{\rho}_{76} + \frac{i d \mathcal{E}_e}{2\hbar} (n_6 - n_7) + \frac{i D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \tilde{\rho}_{6P} = 0 \quad (\text{I-56-a})$$

$$\{i(\omega_d - \omega_{7P} - \nu) - \gamma\} \tilde{\rho}_{7P} + \frac{i D \mathcal{E}_d}{2\hbar} (n_P - n_7) + \frac{i d \mathcal{E}_e}{2\hbar} \tilde{\rho}_{6P}^* = 0 \quad (\text{I-56-b})$$

$$\{i(\Delta\omega - \omega_r - 1.72 \nu) - \gamma_r\} \tilde{\rho}_{6P} + \frac{i D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \tilde{\rho}_{76} + \frac{i d \mathcal{E}_e}{2\hbar} \tilde{\rho}_{7P}^* = 0 \quad (\text{I-56-c})$$

$$-\Gamma_{7S} n_7 + \left(\frac{i d \mathcal{E}_e}{2\hbar} \tilde{\rho}_{76}^* + \text{C.C.} \right) + \left(\frac{i D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \tilde{\rho}_{7P}^* + \text{C.C.} \right) = 0 \quad (\text{I-56-d})$$

$$\frac{2}{3} \Gamma_{7S} n_7 - (\Gamma_P + \Gamma^{\text{coll}}) n_P + \Gamma^{\text{coll}} f(\nu) \bar{n}_P - \left(\frac{i D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \tilde{\rho}_{7P}^* + \text{C.C.} \right) = 0 \quad (\text{I-56-e})$$

où les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire sont désignés par d pour la transition interdite et D pour la transition 7S-6P_{3/2} ($d \ll D$).

Nous n'avons pas écrit d'équation pour n_6 : le niveau fondamental n'est pratiquement pas affecté par l'excitation de la transition interdite ; n_6 reste égal à la distribution thermique $f(\nu) n_{cs}$.

A ce stade, on peut remarquer deux simplifications, liées au très faible taux d'excitation de la transition interdite : dans I-56-a, n_7 est négligeable devant n_6 , et dans I-56-c, le dernier terme est lui aussi négligeable, ce qui permet d'obtenir :

$$\tilde{\rho}_{P6} = \frac{iD\mathcal{E}_d / 2\hbar}{i(\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu) - \gamma_r} \tilde{\rho}_{76}$$

Reportant cette expression dans I-56-a, on constate que la prise en compte de la cohérence 6S-6P se traduit par un déplacement et un élargissement de la transition interdite : ω_i et γ_i sont remplacés par

$$\omega'_i \equiv \omega_i + \left(\frac{D\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right)^2 \frac{\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu}{\gamma_r^2 + (\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu)^2} \quad (\text{I-57-a})$$

$$\gamma'_i \equiv \gamma_i + \left(\frac{D\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right)^2 \frac{\gamma_r}{\gamma_i^2 + (\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu)^2} \quad (\text{I-57-b})$$

On obtient alors, à l'aide de I-56-a, $\tilde{\rho}_{P6}$ en fonction de n_6 :

$$\tilde{\rho}_{P6} = \frac{d\mathcal{E}_e D\mathcal{E}_d / 4\hbar^2}{(\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu + i\gamma_r) (\omega_e - \omega'_i - 2,72\nu + i\gamma'_i)} n_6$$

I-56-b permet de calculer $\tilde{\rho}_{7P}$:

$$\tilde{\rho}_{7P} = \frac{D\mathcal{E}_d / 2\hbar}{\omega_d - \omega_{7P} - \nu + i\gamma} \left\{ n_7 - n_P - \frac{(d\mathcal{E}_e / 2\hbar)^2 n_6}{(\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu - i\gamma_r) (\omega_e - \omega'_i - 2,72\nu - i\gamma'_i)} \right\}$$

La contribution des effets cohérents (dernier terme de l'accolade) n'apparaît pas à priori négligeable : la résolution qui ignore ρ_{P6} conduit en effet à :

$$n_7 \simeq \frac{(d\mathcal{E}_e / 2\hbar)^2}{\Gamma_{7S} \gamma_i} n_6 .$$

On peut déjà noter que l'importance relative des deux termes va mettre essentiellement en jeu l'importance relative des divers amortissements.

Finalement, I-56-d et -e nous donnent des équations stationnaires auxquelles satisfont les populations des niveaux 7S et $6P_{3/2}$:

$$\boxed{(\Gamma_{7S} + R(\nu))n_7 - R(\nu)n_P = \Lambda g(\nu) - \Lambda^{coh}(\nu)} \quad (I-58-a)$$

$$\boxed{-\left(\frac{2}{3} \Gamma_{7S} + R(\nu)\right)n_7 + \left(\Gamma_P + \Gamma^{coll} + R(\nu)\right)n_P - \Gamma^{coll} f(\nu) \bar{n}_P = \Lambda^{coh}(\nu)} \quad (I-58-b)$$

où

$$R(\nu) = 2 \left(\frac{D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \right)^2 \frac{\gamma}{(\omega_d - \omega_{7P} - \nu)^2 + \gamma^2}$$

$$\Lambda g(\nu) = 2 \left(\frac{d \mathcal{E}_e}{2\hbar} \right)^2 \frac{\gamma'_i}{(\omega_e - \omega'_i - 2,72\nu)^2 + \gamma'^2} n_6 \quad (I-59)$$

$$\Lambda^{coh}(\nu) = 2 \left(\frac{d \mathcal{E}_e}{2\hbar} \right)^2 \left(\frac{D \mathcal{E}_d}{2\hbar} \right)^2 n_6 \times \left(\frac{\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu)}{\gamma \gamma_r \gamma'_i} \right) \quad (I-60)$$

et

$$\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) = -\gamma \gamma_r \gamma'_i \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\omega_d - \omega_{7P} - \nu - i\gamma} \times \frac{1}{\Delta\omega - \omega_r - 1,72\nu + i\gamma_r} \times \frac{1}{\omega_e - \omega'_i - 2,72\nu + i\gamma'_i} \right\} \quad (I-61)$$

Lorsqu'aucun des deux lasers n'est résonnant avec l'une ou l'autre des transitions, la quantité $\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu)$ acquiert tout de même un comportement résonnant lorsque $\Delta\omega \equiv \omega_e - \omega_d = \omega_r + 1,72\nu$ (résonance à 2 photons : absorption d'un photon vert et émission d'un photon infrarouge).

b) Calcul à l'ordre le plus bas dans l'intensité du faisceau sonde

Le raisonnement est analogue à celui développé au § I-4-d- $\beta^{(1)}$; il conduit à

(1) Notamment, comme nous le démontrerons par la suite (§ I-6-c), la condition de normalisation $\int g(\nu) d\nu = 1$ n'est pas affectée par la prise en compte de l'élargissement et du déplacement radiatifs de la transition interdite.

$$\bar{n}_7^{(1)} = \frac{\Lambda}{\Gamma_{7s}} \left\{ - \left(\frac{1}{\Gamma_{7s}} - \frac{2/3}{\Gamma_p + \Gamma_{c011}} \right) \int R(\nu) g(\nu) d\nu - \int \frac{\Lambda^{coh}(\nu)}{\Lambda} d\nu + \frac{2/3}{\Gamma_p} \int R(\nu) f(\nu) d\nu \right\}$$

L'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) d\nu$ s'effectue par la méthode des résidus. En posant :

$$\delta \equiv (\omega_d - \omega_{7p}) + (\omega_e - \omega_1) / 2,72 = \nu_e - \nu_d \quad (\text{I-62-a})$$

$$\gamma_1 \equiv (1,72\gamma + \gamma_r) / 2,72 \quad (\text{I-62-b})$$

$$\gamma_2 \equiv \gamma + \gamma_1 / 2,72 \quad (\text{I-62-c})$$

on obtient (en omettant, dans ce calcul à l'ordre le plus bas, l'élargissement et le déplacement radiatifs de la transition interdite) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) d\nu = \frac{2\pi}{(2,72)^2} \frac{\gamma \gamma_r \gamma_1}{\gamma_1 \gamma_2} \times \frac{1 - \delta^2 / \gamma_1 \gamma_2}{(1 + \delta^2 / \gamma_1^2) (1 + \delta^2 / \gamma_2^2)} \quad (\text{I-63})$$

On peut se faire une idée de la forme de raie associée a l'effet cohérent en supposant $\gamma \simeq \gamma_r \gg \gamma_1$ (cette hypothèse simplificatrice est assez réaliste lorsque l'élargissement collisionnel des cohérences ρ_{7p} et ρ_{p6} domine l'élargissement radiatif). On obtient alors :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) d\nu = \frac{2\pi}{(2,72)^2} \gamma_1 \frac{1 - \delta^2 / \gamma^2}{(1 + \delta^2 / \gamma^2)^2}$$

c'est à dire la dérivée d'une courbe de dispersion ; cette fonction est représentée sur la figure 22.

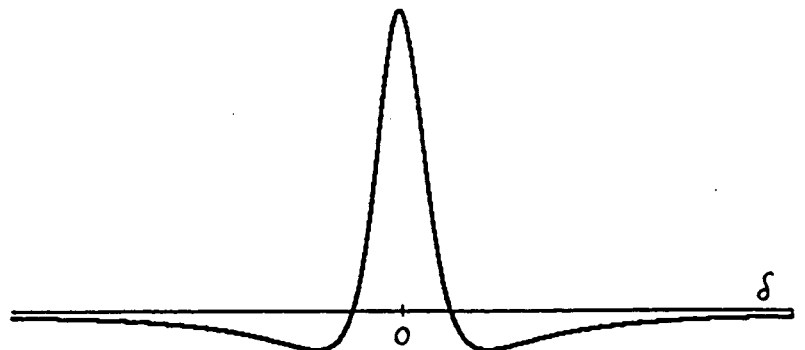


Fig. 22: forme spectrale typique des effets cohérents

On note que le maximum de cette fonction correspond à $\delta = 0$, c'est à dire $\nu_e = \nu_d$. La contribution des effets cohérents est donc superposée aux creux de fluorescence inhibée, avec le même centrage en fréquence.

La figure 23 montre la forme spectrale attendue pour les creux de fluorescence inhibée en tenant compte des effets à deux photons.

La courbe en pointillés montre la forme spectrale attendue lorsqu'on ne prend en compte que les effets incohérents (c'est à dire celle qui a été utilisée pour dépouiller les spectres de fluorescence inhibée). L'effet cohérent se traduit par un affinement du creux de fluorescence inhibée, et une augmentation de sa profondeur.

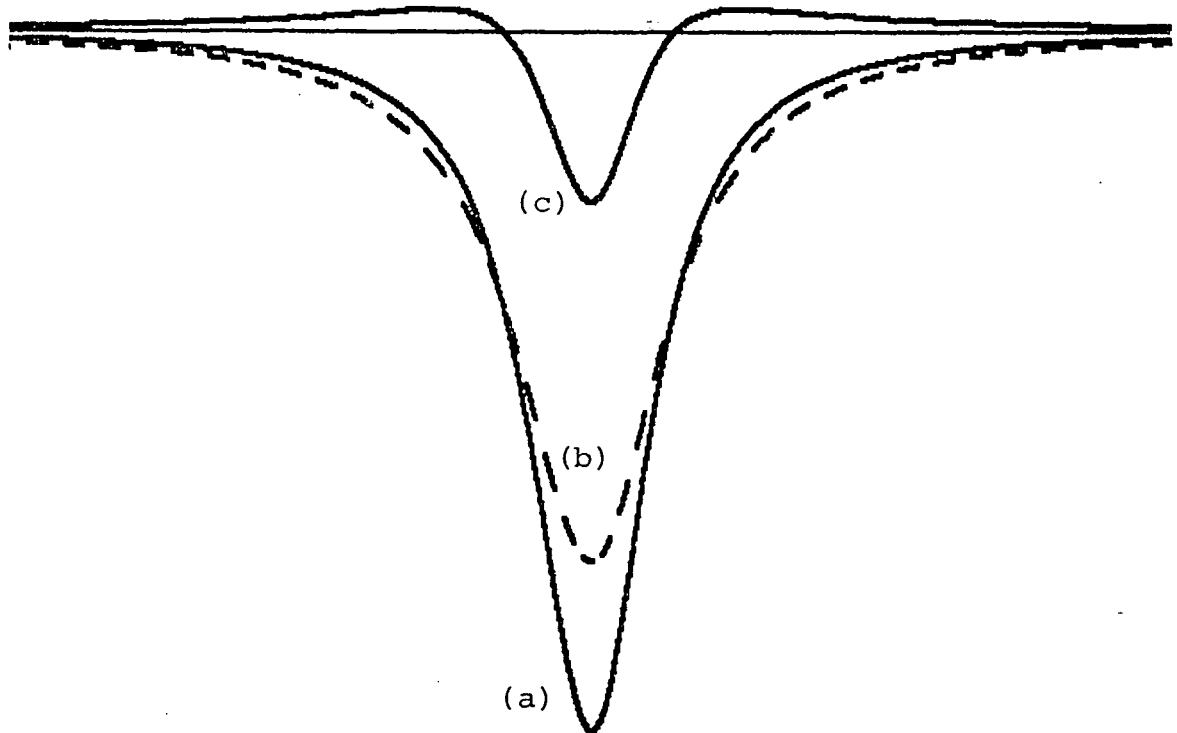


Fig. 23 : Forme spectrale des creux de fluorescence inhibée calculée (a) avec et (b) sans les effets à deux photons, dans les conditions où ces derniers sont les plus importants (c'est à dire en l'absence d'amortissement collisionnel).

(a) est la somme de (b) et de la contribution (c) de l'effet Raman à deux photons.

Comparée à celle des processus en échelons, la contribution des effets à deux photons s'écrit, en valeurs relatives:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{coh}} &= \frac{\int \Lambda^{\text{coh}}(\nu) d\nu}{\Lambda \left(\frac{1}{\Gamma_{7S}} - \frac{2/3}{\Gamma_P + \Gamma^{\text{co11}}} \right) \int R(\nu) g(\nu) d\nu} \\ &= \frac{1}{2,72 \left(1 - \frac{2\Gamma_{7S}/3}{\Gamma_P + \Gamma^{\text{co11}}} \right)} \frac{\gamma \Gamma_{7S} (1 - \delta^2/\gamma_1 \gamma_2) (1 + \delta^2/\gamma^2)}{\gamma_1 \gamma_2 (1 + \delta^2/\gamma_1^2) (1 + \delta^2/\gamma_2^2)} \end{aligned}$$

C'est à résonance ($\delta = 0$) ou sur les ailes que la correction due aux effets cohérents est maximale. Elle vaut alors, en valeurs relatives⁽¹⁾:

$$\sigma^{\text{coh}} = \frac{\frac{\Gamma_{7S} \gamma_{76}}{\gamma_1 \gamma_2}}{2,72 \left(1 - \frac{2 C_F^F \Gamma_{7S}/3}{\Gamma_P + \Gamma^{\text{co11}}} \right)} \begin{cases} 8 \times 10^{-2} \text{ pour } n_{Cs} = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ 0,30 \text{ pour } n_{Cs} < 10^{13} \text{ cm}^{-3} \end{cases}$$

Sur la figure 23, les formes spectrales théoriques des creux de fluorescence inhibée (avec et sans effets cohérents) ont été tracées pour le cas où la contribution des effets cohérents est maximale (30 %). On voit que, même dans ce cas, les effets cohérents ne modifient pas qualitativement l'allure des creux de fluorescence inhibée.

A l'aide d'un programme analogue à celui utilisé pour le dépouillement des spectres de fluorescence inhibée (cf § I-5-b), nous avons étudié l'effet des processus à deux photons sur les valeurs de l'amortissement γ tirées de la largeur des creux de fluorescence inhibée. Il apparaît que les valeurs de γ obtenues par le dépouillement numérique s'écartent de la valeur réelle de γ par une quantité ($\approx 1,5$ MHz) pratiquement indépendante de la pression de césium. L'effet des processus à deux photons n'affecte donc pas la pente de l'équation I-54 donnant l'amortissement collisionnel de la cohérence $7S-6P_{3/2}$. Par ailleurs la valeur de Γ_P , obtenue d'après la hauteur de l'enveloppe de largeur Doppler, n'est pas concernée par la modification des creux de fluorescence inhibée.

(1) Pour prendre en compte la structure hyperfine du niveau $6P_{3/2}$, nous avons modifié le terme correctif lié à l'émission spontanée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ (dénominateur de σ^{coh}) : $2C_F^F \Gamma_{7S}/3$ remplace $2\Gamma_{7S}/3$.

Il faut noter enfin que ces estimations représentent une limite supérieure sur l'importance relative de l'effet Raman. En effet les fluctuations de phase (non corrélées) des deux lasers tendent à réduire la contribution relative de l'effet cohérent (le bruit de phase équivaut à une augmentation de l'amortissement de la cohérence ρ_{p6}). Par ailleurs, on peut montrer ([19] p. 217) que les fluctuations d'intensité tendent également à réduire l'importance de l'effet cohérent par rapport à la contribution incohérente.

Pour terminer nous envisagerons la situation où les lasers se propagent en sens opposés. La quantité $\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu)$ s'écrit alors :

$$\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) = \gamma \gamma_r \gamma_i' \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\omega_d - \omega_{7P} - \nu - i\gamma} \times \frac{1}{\Delta\omega - \omega_r + 3,72\nu + i\gamma_r} \times \frac{1}{\omega_e - \omega_i' + 2,72\nu + i\gamma_i'} \right\}$$

Les trois pôles de cette fonction sont dans le demi-plan complexe inférieur ; par conséquent l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) d\nu$ est nulle. En d'autres termes l'effet Raman à deux photons n'intervient pas lorsque les deux lasers se propagent en sens opposés (cette conclusion n'est valable qu'à l'ordre le plus bas). Cet effet est connu [37] et a été mis en évidence par absorption saturée sur une transition de la molécule NH_3 [38]. (Le contexte est toutefois très différent du nôtre car les deux niveaux extrêmes du système en Λ sont alors dégénérés en énergie).

c) Résolution non perturbative

Nous venons de voir que les effets cohérents affectent peu les spectres de fluorescence inhibée à basse saturation, et surtout ne modifient pas qualitativement l'allure des spectres. Il pourrait en être tout autrement à forte saturation. En effet il est bien connu que sous l'effet d'une irradiation laser intense, un niveau atomique se dédouble [39] (effet Autler-Townes). Nous allons montrer que, sur notre système interdit à trois niveaux, l'intégration sur les vitesses empêche cet effet de se manifester par l'apparition d'une structure sur les creux de fluorescence inhibée.

Dans un premier temps, il convient de remarquer que la modification de $g(\nu)$ par l'effet cohérent (éqs. I-59 et I-57) n'affecte pas la condition de normalisation $\int g(\nu) d\nu = 1$. En effet, en présence de l'élargissement et du déplacement dus à l'effet cohérent, la normalisation conduit à une intégrale de

la forme :

$$\operatorname{Re} \int \frac{dx}{1 + ix + \frac{a}{1 + ib(x-c)}} \quad (\text{I-64})$$

où a ($\propto s$), b et c sont réels ($a, b > 0$). Or lorsqu'on dérive cette expression par rapport à a , on obtient l'intégrale d'une fonction dont les deux pôles sont (lorsque $a > -1$) dans le plan complexe inférieur : cette intégrale est donc nulle et par suite l'expression I-64 ne dépend pas de s . Le fait que $g(\nu)$ reste normalisée à 1 quelle que soit l'intensité du faisceau sonde n'est pas un résultat surprenant : parmi les atomes qui quittent le niveau fondamental, une fraction est portée directement vers $6P_{3/2}$ par effet cohérent, mais on ne s'attend pas à ce qu'un déplacement ou un élargissement (ou dédoublement à forte saturation) de l'excitation des atomes $6S$ modifient le nombre d'atomes excités par le laser vert, dans la mesure où il reste nettement inférieur à la largeur Doppler.

La résolution des équations I-58 peut alors être abordée par une méthode très voisine de celle utilisée pour le calcul des spectres de fluorescence inhibée. Le résultat s'écrit avec les fonctions \mathcal{F} et \mathcal{G} définies au § I-4 (éqs. I-44 et I-45) :

$$\frac{\Delta \mathcal{J}_f(\omega_d)}{\mathcal{J}_f} = \frac{-\mathcal{G} - \mathcal{G}^{\text{coh}} + \mathcal{F}}{1 + \mathcal{F}/2} \quad (\text{I-65})$$

$$\text{où } \mathcal{G}^{\text{coh}}(\omega_d) = \int \frac{\Lambda^{\text{coh}}(\nu)/\Lambda}{1 + R(\nu)(3+\kappa) / 3\Gamma_{7S}} d\nu.$$

$\mathcal{G}(\omega_d)$ étant donné (à un facteur près) par une intégrale similaire, où $g(\nu)$ remplace $\Lambda^{\text{coh}}(\nu)$, $\mathcal{G}^{\text{coh}}(\omega_d)$ garde, à forte saturation, une importance relative comparable à ce qu'elle est à faible saturation.

Cependant, on peut imaginer que l'effet Autler-Townes modifie qualitativement l'allure des fonctions fines $\mathcal{G}(\omega_d)$ et $\mathcal{G}^{\text{coh}}(\omega_d)$. Mais $\mathcal{G}(\omega_d)$ résulte de l'intégrale du produit de $g(\nu)$ par une fonction qui, à forte saturation, est de largeur Ω_R (pulsation de Rabi) alors que le dédoublement de $g(\nu)$ est $\Omega_R / \sqrt{2,72 \times 1,72}$. Le dédoublement est donc trop faible, même à forte saturation, pour subsister après intégration sur les vitesses, et l'approximation $g(\nu) \simeq \delta(\nu)$ reste valable, sinon quantitativement, du moins

qualitativement. Quant à $\mathcal{G}^{\text{coh}}(\nu)$, il est proportionnel à :

$$\int \frac{\mathcal{J}(\omega_e, \omega_d, \nu) \left((\omega_d - \omega_{7P} - \nu)^2 + \gamma^2 \right)}{(\omega_d - \omega_{7P} - \nu)^2 + \gamma^2 \{1 + (1 + \kappa/3)s\}} d\nu$$

La fonction à intégrer ne possède qu'un seul pôle dans le plan complexe supérieur, et l'intégrale s'écrit :

$$\frac{-2\pi}{(2,72)^2} \text{Re} \left\{ \frac{\frac{\gamma \gamma_r \gamma_i}{2} \left(1 + [1 + (1 + \kappa/3)s]^{-1/2} \right)}{(\delta + i\gamma'_2) (\delta + i\gamma'_2) - \Omega_R^2 / (2 \times 2,72)^2} \right\}$$

où γ'_1 , γ'_2 et δ sont donnés respectivement par I-62-b,-c, dans lesquelles $\gamma \sqrt{1 + (1 + \kappa/3)s}$ remplace γ , et par I-62-a. Numériquement, nous avons vérifié que cette forme spectrale peut donner lieu dans certains cas à un léger dédoublement Autler-Townes, mais que ce dédoublement est toujours négligeable devant la largeur de l'effet cohérent : la forme spectrale associée à l'effet cohérent ne se creuse pas à résonance.

Nous concluons donc que la forme spectrale I-65 ne prédit l'apparition d'aucune structure sur les creux de fluorescence inhibée. Cette conclusion est tout à fait en accord avec le fait que, expérimentalement, nous n'avons jamais vu les creux de fluorescence inhibée se dédoubler, dans quelques conditions que ce soit⁽¹⁾.

Les spectres de fluorescence inhibée n'étant pas qualitativement affectés par les effets à deux photons, on pourrait envisager de mettre ces derniers en évidence par une méthode plus directe : détecter à la sortie de la vapeur de césium, un faisceau émis sur la raie de résonance. En effet, en représentation de Schrödinger, la cohérence entre les niveaux 6S et 6P oscille

(1) Rappelons que les spectres de la figure 19 ne doivent pas leur allure particulière à l'effet cohérent. Ils sont enregistrés avec un procédé de modulation sinusoïdale de la saturation et de détection synchrone qui déforme, par le biais de la non linéarité du spectre, les creux de fluorescence inhibée. Ces spectres sont correctement décrits par la forme spectrale calculée sans les effets à deux photons.

en
$$\exp -i \left[(\omega_e - \omega_d) t - (\vec{k}_e - \vec{k}_d) \cdot \vec{r} \right] = \exp -1,72 i (\omega_d t - \vec{k}_d \cdot \vec{r}),$$

c'est à dire avec le comportement spatio-temporel d'une onde électromagnétique à la fréquence $1,72\omega_d/2\pi$ ⁽¹⁾ ; le dipôle associé rayonne donc un faisceau sur la raie de résonance. Dans les expériences de spectroscopie à deux lasers les plus courantes, la transition entre les deux niveaux extrêmes est une transition interdite, et ce rayonnement est trop faible pour être détecté. Il a par contre été observé dans des circonstances expérimentales très différentes, sur des atomes de Terres Rares dans une matrice cristalline [40] : on excite une transition permise à l'aide d'un laser et une transition entre deux sous-niveaux Zeeman à l'aide d'un champ magnétique radiofréquence (la dégénérescence en m est levée par le champ cristallin). La transition entre niveaux extrêmes est alors dipolaire électrique et l'onde rayonnée à la fréquence somme se manifeste par des battements dans l'intensité laser transmise. Mais cette expérience est difficilement envisageable sur notre système à trois niveaux interdit car le faisceau serait émis à une longueur d'onde où la vapeur est optiquement très épaisse. Par suite, il serait très rapidement absorbé et rediffusé dans toutes les directions.

(1) On note que ce n'est pas le cas lorsque les faisceaux se propagent en sens opposés car la dépendance spatio-temporelle est alors

$$\exp -i \left((\omega_e - \omega_d) t - (\vec{k}_e + \vec{k}_d) \cdot \vec{r} \right).$$

CHAPITRE II

UTILISATION DU FAISCEAU SONDE POUR DETECTER, EN FLUORESCENCE ET
SANS ANALYSE DE POLARISATION, L'ORIENTATION DU NIVEAU 7S1) Principe de l'expériencea) L'orientation du niveau 7S et sa détection

Au chapitre I nous avons considéré que seule la polarisabilité scalaire α contribuait au dipôle de transition 6S-7S et nous n'avons pris en compte que la population du niveau 7S. En fait, en présence d'un champ électrique statique \vec{E}_s , le dipôle effectif sur la transition 6S, F₁-7S, F contient une partie tensorielle [15] et, à un facteur près, le terme source pour la matrice densité ρ_{7F} s'écrit $P_F(\vec{\mathcal{D}}_{6 \rightarrow 7}^{eff}) P_{F1}(\vec{\mathcal{D}}_{6 \rightarrow 7}^{eff})^\dagger P$, où

$$\vec{\mathcal{D}}_{6 \rightarrow 7}^{eff} = -\alpha \vec{E}_s \cdot \vec{\mathcal{E}}_e - i\beta (\vec{E}_s \wedge \vec{\mathcal{E}}_e) \cdot \vec{\sigma}$$

$\vec{\mathcal{E}}_e$ étant le champ du laser excitateur, et $\vec{\sigma}/2$ le spin électronique⁽¹⁾. Bien que la polarisabilité β soit petite devant α ($|\beta| \approx |\alpha|/10$), le deuxième terme se caractérise nettement en donnant naissance, par interférence avec le premier terme, à une orientation dans le niveau 7S lorsque l'hélicité ξ_e du faisceau excitateur n'est pas nulle. Cela traduit le fait que le couplage spin-orbite transfère à l'atome excité une partie du moment cinétique du photon absorbé.

Pour détecter l'orientation ainsi créée dans le niveau 7S, on analysait jusqu'ici la polarisation circulaire de la fluorescence 7S-6P_{1/2}; mais l'analyseur de polarisation, outre qu'il entraîne une réduction de la transmission, fait perdre un facteur de l'ordre de 6 sur la transmission. L'utilisation du faisceau sonde évite le recours à l'analyse de polarisation car le taux d'émission induite 7S-6P_{3/2} est fonction du produit de l'orientation dans le niveau 7S et de l'hélicité du faisceau sonde. Il suffit donc a priori de moduler l'hélicité ξ_d du faisceau sonde et de détecter, dans l'intensité totale de fluorescence la modulation synchrone avec celle de ξ_d pour mettre en évidence l'orientation du niveau 7S. En pratique nous avons modulé les hélicités ξ_e et ξ_d des faisceaux et enregistré le signal de fluorescence modulé

(1) Nous continuons ici de négliger le dipôle magnétique de transition, ainsi que le dipôle de transition violant la parité.

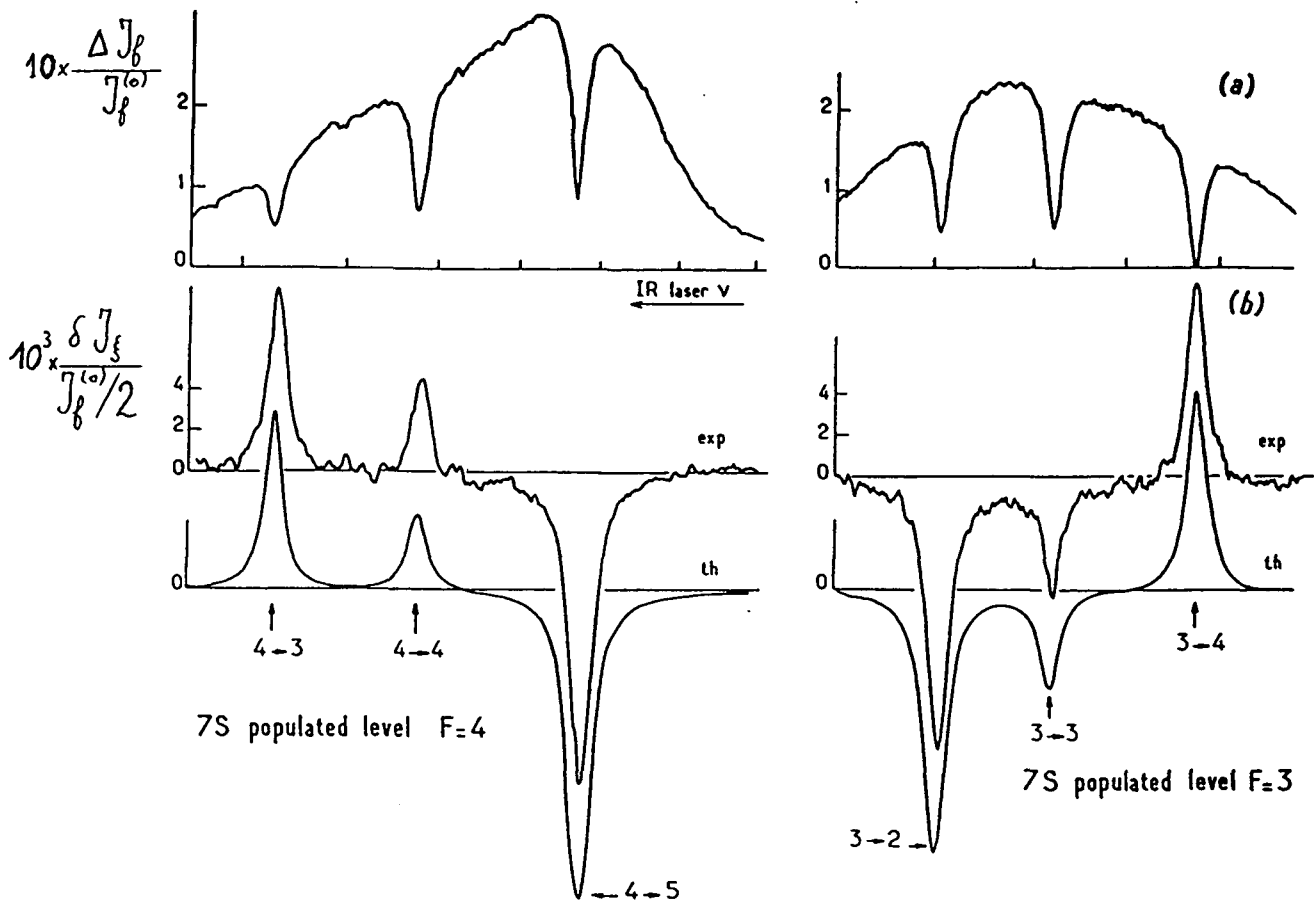


Fig.24 : Effet du faisceau sonde sur l'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde. Les polarisations planes des deux faisceaux sont modulées, de même que leurs hélicités.

(a): signal de fluorescence modulé comme la polarisation plane du faisceau vert

(b): signal de fluorescence modulé comme le produit des deux hélicités.

Le laser vert excite le niveau 7S, F=4 pour les spectres de gauche et F=3 pour les spectres de droite. Température: 140°C; densité de césium: 10^{14} at/cm³; champ électrique statique: 1000V/cm; intensité du faisceau sonde: 17mw/cm². Les spectres théoriques (courbes du bas) sont obtenus à l'aide du modèle développé au II-3, pour $s=1,2$ et $\gamma/2\pi=12$ MHz.

comme le produit $\xi_e \xi_d$. Cela permet d'éliminer les causes d'erreur liées aux modulations parasites de l'intensité des faisceaux. On notera que cette façon de détecter n'est pas sensible aux atomes du niveau $6P_{3/2}$ car l'orientation y est détruite par les collisions résonnantes.

b) Le dispositif expérimental

Le montage a été peu modifié pour l'enregistrement de ce signal. Jusqu'ici, une lame $\lambda/2$ tournante modulait la direction de la polarisation plane du faisceau vert. L'adjonction (à la suite de cette lame $\lambda/2$) d'une lame $\lambda/4$ fixe dont l'un des axes est parallèle au champ électrique \vec{E}_s permet de moduler également l'hélicité du faisceau vert. Ainsi la population et l'orientation du niveau 7S sont modulées simultanément (mais en quadrature de phase). Un dispositif semblable module, à une autre fréquence, l'hélicité du faisceau sonde, tout en gardant constante son intensité (plus de détails sont donnés au § II-4-a). Cela nous permet d'enregistrer simultanément

- à l'aide d'une première détection synchrone, le spectre de fluorescence inhibée, lié à la population excitée sur la transition interdite (signal modulé comme $|\hat{E}_e \cdot \hat{E}_s|^2$),

- à l'aide d'une deuxième détection synchrone le spectre lié à l'orientation du niveau 7S (signal ayant la signature du produit $\xi_e \xi_d$). Signalons enfin qu'un dispositif électronique, placé à l'entrée de cette deuxième détection synchrone, a permis d'améliorer sensiblement le rapport signal/bruit. Son rôle est de rejeter du signal de fluorescence la modulation liée à la population (beaucoup plus grande que celle liée à l'orientation) et de tronquer les pics brefs délivrés par le détecteur lorsqu'il détecte un rayonnement ionisant. Ce dispositif est décrit au § I-2-d.

c) Exemples d'enregistrements expérimentaux

Sur la figure 24 les spectres (a) et (b) montrent, en fonction de la fréquence du faisceau sonde, l'évolution simultanée du signal lié à la population et du signal lié à l'orientation; les spectres théoriques (c) sont obtenus à l'aide d'un modèle qui fera l'objet des § II-2 et II-3. L'absence d'enveloppe de largeur Doppler sur les spectres (b) confirme la dépolarisation totale des atomes thermalisés de $6P_{3/2}$. En fait, les spectres enregistrés alors que le faisceau sonde est résonnant pour le niveau 7S, 2I-F non peuplé par le faisceau vert montrent que les atomes $6P_{3/2}$, thermalisés ou non, donnent lieu à un signal qui, s'il existe, est inférieur au bruit. Dans le modèle théorique, nous tiendrons compte de cette observation, et nous négligerons l'orientation du

niveau $6P_{3/2}$.

2) Calcul du spectre d'orientation à l'ordre le plus bas

a) Le terme source et sa signature

Nous écrivons maintenant le terme source pour la matrice densité dans le niveau $7S, F$ (en négligeant le terme de β^2/α^2)

$$\left. \frac{d\rho_{7F}(\nu)}{dt} \right|_{\text{source}} = \wedge g(\nu) \frac{\mathbb{P}(7S, F)}{2F+1} \left\{ |\hat{E}_s \cdot \hat{E}_e|^2 - \xi_e \frac{\beta}{\alpha} \hat{k} \cdot \vec{\sigma} \right\} \mathbb{P}(7S, F) \quad (\text{II-2})$$

où $\wedge g(\nu)$ est donné par l'expression I-21 dans laquelle $d_{6-7} = \alpha |\vec{E}_s|$, et où l'hélicité ξ_e du faisceau excitateur est définie par⁽¹⁾

$$\xi_e \equiv \Im [\hat{k} \cdot (\hat{E}_e^* \wedge \hat{E}_e)] \quad (\text{II-3})$$

Dans les calculs des § II-2 et II-3, nous ne nous intéresserons qu'à la fluorescence ayant la signature du produit $\xi_e \xi_d$ des hélicités (ξ_d est définie par une relation analogue à II-3) et nous ne garderons que le terme source susceptible de donner lieu à un tel signal⁽²⁾. Nous considérerons donc qu'en l'absence de faisceau sonde, la matrice densité dans le niveau $7S$ s'écrit à l'état stationnaire

$$\rho_{7F}^{(0)}(\nu) = - \xi_e \frac{\wedge g(\nu)}{\Gamma_{7S}} \frac{\beta}{\alpha} \times 2g_F \vec{F} \cdot \hat{k} \frac{\mathbb{P}(7S, F)}{2F+1} \quad (\text{II-4})$$

où $g_F = -1/(2I+1)$ ou $+1/(2I+1)$ pour $F=3$ ou $F=4$ (outre la relation exprimant, en fonction de \vec{F} , la restriction à un niveau S de l'opérateur de spin, on trouvera dans l'appendice C les relations, donnant les traces de produits de composantes

(1) Nous supposons que les deux faisceaux sont parfaitement alignés et nous posons $\hat{k} \equiv \hat{k}_e = \hat{k}_d$.

(2) Aussi ne faudra-t-il pas s'étonner, par exemple, que la trace de ρ_{7F} (éq. II-4) soit nulle; cela ne traduit que l'omission volontaire d'un terme constant.

de \vec{F} , que nous utiliserons dans les calculs).

b) Le couplage avec le faisceau sonde

Nous allons maintenant insérer l'expression II-4 de ρ_{7F} dans I-25 pour calculer à l'ordre le plus bas la contribution ayant la signature $\xi_e \xi_d$ à la population n_{7F} :

$$n_{7F}^{(1)}(\nu) = -\frac{1}{\Gamma_{7S}} \sum_{F'} \frac{2\gamma \left| \frac{\mathcal{E}_d}{2\hbar} \right|^2}{\gamma^2 + (\omega_{FF'} - \omega_d + \nu)^2} \text{tr} \{ \mathcal{D}_{FF'} \cdot (\mathcal{D}_{FF'})^\dagger \rho_{7F}^{(0)}(\nu) \} .$$

A l'ordre le plus bas, il y a lieu d'omettre la contribution des atomes du niveau $6P_{3/2}$ car la population qui y est apportée par émission spontanée est modulée comme la population du niveau $7S$ et n'a donc pas la bonne signature; d'autre part, comme le confirme l'expérience, l'orientation qui y est apportée par émission spontanée y est détruite par les collisions résonnantes. Nous pouvons maintenant recourir à l'équation I-28, dans laquelle on constate que seule la deuxième trace est non nulle. Il vient

$$\text{tr} \{ \mathcal{D}_{FF'} \cdot \mathcal{D}_{FF'}^\dagger \rho_{7F} \} = -\xi_e \xi_d \frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{2} \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{D} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{3(2F+1)} a_{F'}^{\downarrow F} \times \left(\frac{\Lambda g(\nu)}{\Gamma_{7S}} \right) \times 2g_F \frac{\beta}{\alpha}$$

A l'aide de $C_{F'}^F \equiv 2 \mathcal{A}_{F'}^F / (2F+1)$, et de I-31, nous récrivons

$$n_{7F}^{(1)}(\nu) = \xi_e \xi_d \left(\frac{\Lambda g(\nu)}{\Gamma_{7S}} \right) \times g_F \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{\Gamma_{7S}} \sum_{F'} C_{F'}^F a_{F'}^{\downarrow F} \frac{\Omega_R^2 / 2\gamma}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2}$$

Relativement à l'amplitude de modulation de l'intensité de fluorescence en l'absence de faisceau sonde $\mathcal{J}_F^{(0)}(t) = \frac{1 + \cos \Omega_e t}{2} \mathcal{J}_F^{(0)}$, l'amplitude de modulation liée au produit $\xi_e \xi_d$ est donc

$$\frac{\delta \mathcal{J}_\xi(\omega_d)}{\mathcal{J}_f^{(0)}/2} = 2g_F \frac{\beta}{\alpha} \sum_{F'} \frac{s C_{F'}^F a_{F'}^{\downarrow}}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right)^2}; \quad (\text{II-5})$$

s est le paramètre de saturation (éq.I-37), et l'intégrale sur ν a été approximée avec les mêmes hypothèses qu'au § I-4-d. Le signal caractéristique de l'orientation est donc formé, à l'ordre le plus bas, de trois lorentziennes, centrées sur les résonances associées à la population monocinétique du niveau $7S$, et donc les hauteurs sont respectivement proportionnelles à $\frac{-80}{56}$, $\frac{-21}{56}$ et $\frac{+45}{56}$ pour $7S, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=2, 3, 4$ et à $\frac{+35}{72}$, $\frac{+21}{72}$ et $\frac{-176}{72}$ pour $7S, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=3, 4, 5$.

c) Comparaison avec le spectre expérimental

Qualitativement, le spectre expérimental (fig. 24-b) est assez bien décrit par la forme spectrale II-5: les signes respectifs des diverses composantes et leurs ordres de grandeurs sont correctement prédits. Cependant un examen plus détaillé montre que les rapports entre les différentes lorentziennes s'écartent sensiblement des valeurs attendues (dans certains cas, le désaccord peut même dépasser 2).

Bien que le paramètre de saturation ne soit pas très élevé ($s=1,2$), on note que la saturation donne déjà lieu, sur l'intensité des raies, à des écarts considérables par rapport à la loi linéaire en s. Pour observer une variation linéaire en s du signal d'orientation, il nous a fallu baisser l'intensité du faisceau sonde jusqu'à des valeurs pour lesquelles le paramètre de saturation n'est plus que de l'ordre de 0,1; mais le signal est alors à peine plus élevé que le bruit (du moins pour la vitesse de balayage utilisée: ≈ 50 MHz/mn).

Il apparaît donc que, pour une valeur donnée de s, le signal d'orientation est plus affecté par la saturation que le signal lié à la population. La raison tient à ce que la saturation se manifeste à deux niveaux:

i) le faisceau sonde modifie de façon appréciable la population du niveau $7S$ (c'est cet aspect de la saturation qui se manifeste sur les spectres de fluorescence inhibée du chapitre I);

ii) mais l'interaction avec le faisceau sonde affecte également de façon appréciable l'orientation du niveau $7S$. Ainsi se trouve renforcé l'effet de la

saturation sur les spectres d'orientation.

Nous avons, dans un premier temps, tenté de calculer la forme spectrale à tous les ordres en décrivant les atomes du niveau 7S avec une population et une orientation. Mais l'accord obtenu n'étant pas tout à fait satisfaisant, il nous a paru justifié de prendre en compte, dans le niveau 7S, l'alignement induit par le faisceau sonde le long de \hat{k} . C'est à ce modèle que nous consacrons le § II-3.

3) Calcul du signal d'orientation avec prise en compte de l'alignement

a) Hypothèses de calcul

Nous allons calculer la modulation de la fluorescence ayant la signature cherchée, c'est-à-dire proportionnelle à $\xi_e \xi_d$, en supposant que dans chaque classe de vitesse la matrice densité pour le système 7S-6P_{3/2} peut être décrite à l'aide de 7 coefficients:

▪ Dans le niveau 7S,F peuplé par le laser vert, nous distinguerons

- la population $n_{7F} \equiv \text{tr}\{\rho_{7F}(\nu)\}$,

- l'orientation $p_{7F}/n_{7F} \equiv \text{tr}\{\rho_{7F}(\nu)\vec{F}\cdot\hat{k}\} / \text{tr}\{\rho_{7F}(\nu)\}$,

- l'alignement $q_{7F}/n_{7F} \equiv \text{tr}\left\{\rho_{7F}(\nu)\left[1 - \frac{(\vec{F}\cdot\hat{k})^2}{\vec{F}^2/3}\right]\right\} / \text{tr}\{\rho_{7F}(\nu)\}$.

(afin de ne pas alourdir les expressions, les dépendances en ν n'apparaîtront pas dans la notation).

Implicitement, nous avons fait l'hypothèse que le système est invariant par rotation autour de l'axe des faisceaux et qu'orientation et alignement sont le long de la direction \hat{k} des faisceaux. En toute rigueur, cela n'est vrai que lorsque les hélicités des faisceaux sont égales à ± 1 , alors que nos faisceaux ont des hélicités et des polarisations planes modulées en quadrature. Cependant nous avons vérifié que les modulations des polarisations planes n'apportent pas de signal ayant la signature $\xi_e \xi_d$; voir § II-3-d. Nous supposons également que les grandeurs tensorielles de rang $k > 2$ n'interviennent que de façon négligeable. Les conditions de validité de cette approximations seront discutées au § II-4.

▪ Dans le niveau 6P_{3/2}, nous ne tiendrons compte que des quatre populations $n_{pF} \equiv \text{tr}\{\rho_{pF}(\nu)\}$, dont trois sont couplées par le faisceau sonde au niveau 7S,F. Nous supposerons que l'alignement et l'orientation du niveau 6P_{3/2} sont totalement détruits par les collisions (cf. § II-1).

Compte tenu des définitions de n_{7F} , p_{7F} , q_{7F} , nous écrirons la matrice densité du système 7S-6P_{3/2}

$$\rho(\nu) = \left\{ n_{7F} + \frac{F_k}{F} p_{7F} + 5 \left(\frac{1-F_k^2/F}{4-1/F} \right) q_{7F} \right\} \frac{P(7S, F)}{2F+1} + \sum_{F'} n_{PF'} \frac{P(6P_{3/2}, F')}{2F'+1}$$

(nous utilisons les notations $F_k \equiv \vec{F} \cdot \hat{k}$ et $F \equiv F(F+1)/3$; les notations non définies au chapitre II sont identiques à celles du § I-4) et nous chercherons la valeur stationnaire de la population totale \bar{n}_7 du niveau 7S sous l'effet

- du terme source de polarisation (2^{ème} terme de II-2),
- du couplage avec le faisceau sonde,
- de la relaxation (décrite au § I-4-a pour ce qui est des populations),

en supposant que l'orientation et l'alignement du niveau 7S ne subissent, comme la population, qu'un amortissement radiatif.

b) Equations satisfaites par la matrice densité à l'état stationnaire

De nouveau nous partirons de l'équation I-22, mais cette fois en tenant compte

- des populations 7S et $6P_{3/2}$ et de l'alignement dans 7S qui ont la signature du produit $\xi_e \xi_d$ des hélicités,
- de l'orientation dans le niveau 7S qui a la signature de l'hélicité ξ_e du faisceau excitateur.

Par un raisonnement analogue à celui qui mène aux équations I-30, on obtient⁽¹⁾ d'une part

$$0 = -(\Gamma_p + \Gamma^{c011}) n_{PF} + \Gamma^{c011} \tau_F \bar{n}_p f(\nu) + R_{F'}^F(\nu) \left[\text{tr} \left\{ \rho_{7F} \left[1 + \frac{\xi_d a_{F'}^F}{2} \frac{F_k}{F} + \frac{b_{F'}^F}{2} \left(1 - \frac{F_k^2}{F} \right) \right] \right\} - \mu_{F'}^F n_{PF'} \right]$$

et d'autre part, \mathcal{O} étant un opérateur quelconque agissant dans le niveau 7S:

(1) Rappelons que les coefficients $a_{F'}^F$, et $b_{F'}^F$, apparaissent pour la première fois au § I-4-c dans la décomposition du tenseur $\vec{\mathcal{J}}$; leur calcul est exposé dans l'appendice A et leurs expressions sont données par les formules A-10 et A-31. $\mu_{F'}^F$, et $R_{F'}^F(\nu)$ sont introduits p.60 et 61.

$$0 = -\Gamma_{7S} \text{tr}\{\mathcal{O} \rho_{7F}\} + \text{terme source} +$$

$$+ \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \text{tr} \left\{ \left(\frac{\mathbb{P}(7S, F) n_{PF'}}{2F'+1} - \rho_{7F} \right) \left[1 + \frac{\epsilon_d a_{F'}^F}{2} \frac{F_k}{F} + \frac{b_{F'}^F}{2} \left(1 - \frac{F_k^2}{F} \right) \right] \mathcal{O} \right\}.$$

Le terme source est nul pour $\mathcal{O} = \mathbb{P}(7S, F)$ et $\mathcal{O} = (F - F_k^2) \mathbb{P}(7S, F)$, et vaut $\xi_e \Lambda^{(1)} g(\nu)$ pour $\mathcal{O} = F_k \mathbb{P}(7S, F)$, avec

$$\Lambda^{(1)} = -\Lambda \frac{\beta}{\alpha} 2g_F F. \quad (\text{II-6})$$

Signalons que le système d'équations décrivant le comportement d'atomes de néon placés dans la cavité d'un laser He-Ne présente plusieurs analogies avec le système d'équations que nous venons d'écrire [41]; mais il présente également une différence importante: un laser à gaz est généralement multimode et la résolution proposée par Martial DUCLOY suppose que les atomes interagissent avec un laser large bande.

Les inconnues n_{7F} , p_{7F} , q_{7F} obéissent donc au système d'équations

$$-\Gamma_{7S} n_{7F} - \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) (\lambda_{00} n_{7F} + \epsilon_d \lambda_{01} p_{7F} + \lambda_{02} q_{7F} - \mu_{F'}^F n_{PF'}) = 0 \quad (\text{II-7-a})$$

$$-\Gamma_{7S} p_{7F} + \xi_e \Lambda^{(1)} g(\nu) - \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) (\epsilon_d \lambda_{10} n_{7F} + \lambda_{11} p_{7F} + \epsilon_d \lambda_{12} q_{7F} - \epsilon_d \mu_{F'}^F \lambda_{10} n_{PF'}) = 0 \quad \text{b)}$$

$$-\Gamma_{7S} q_{7F} - \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) (\lambda_{20} n_{7F} + \epsilon_d \lambda_{21} p_{7F} + \lambda_{22} q_{7F} - \mu_{F'}^F \lambda_{20} n_{PF'}) = 0 \quad (\text{II-7-c})$$

$$-(\Gamma_p + \Gamma^{c011}) n_{PF'} + \Gamma^{c011} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_p + \frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F n_{7F} +$$

$$+ R_{F'}^F(\nu) (\lambda_{00} n_{7F} + \epsilon_d \lambda_{01} p_{7F} + \lambda_{02} q_{7F} - \mu_0 n_{PF'}) = 0 \quad (\text{II-7-d})$$

où $\Lambda^{(1)}$ est défini par II-6, et où

$$\begin{aligned}
\lambda_{00} &\equiv 1 & ; \lambda_{01} &\equiv a_{F'}^{\downarrow} / 2F & ; \lambda_{02} &\equiv b_{F'}^{\downarrow} / 2 & ; \\
\lambda_{10} &\equiv a_{F'}^{\downarrow} / 2 & ; \lambda_{11} &\equiv 1 - b_{F'}^{\downarrow} \left(4 - \frac{1}{F}\right) / 10 & ; \lambda_{12} &\equiv -a_{F'}^{\downarrow} / 2 & ; \\
\lambda_{20} &\equiv b_{F'}^{\downarrow} \left(4 - \frac{1}{F}\right) / 10 & ; \lambda_{21} &\equiv -a_{F'}^{\downarrow} \left(4 - \frac{1}{F}\right) / 10F & ; \\
\lambda_{22} &\equiv 1 - b_{F'}^{\downarrow} \left(\frac{16F^2 - 24F + 5}{14F(4F-1)} \right) & ; & & & &
\end{aligned}$$

La notation simplifiée λ_{ij} ne doit pas faire oublier que ces coefficients sont fonction de F et F' . Les valeurs numériques des coefficients λ_{ij} , pour les transitions $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$, sont donnés sur la figure 25.

c) Résolution du système d'équations

En vue de reprendre la même méthode de résolution que pour le système d'équations relatif aux spectres de fluorescence inhibée (§ I-4-e- β), il est commode de reporter, dans II-7-b et c, les expressions des populations n_{pF} , extraites de II-7-d. Le système à résoudre s'écrit alors:

$$(\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{00})n_{7F} + \varepsilon_d \mathfrak{R}_{01} p_{7F} + \mathfrak{R}_{02} q_{7F} - \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \mu_{F'}^F n_{pF} = 0 \quad (\text{II-8-a})$$

$$\varepsilon_d \mathfrak{R}_{10} n_{7F} + (\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{11})p_{7F} + \varepsilon_d \mathfrak{R}_{12} q_{7F} - \varepsilon_d \tau_F \bar{\mathfrak{R}}_1 \bar{n}_p f(\nu) = \varepsilon_e \wedge^{(1)} g(\nu) \quad (\text{II-8-b})$$

$$\mathfrak{R}_{20} n_{7F} + \varepsilon_d \mathfrak{R}_{21} p_{7F} + (\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22})q_{7F} - \tau_F \bar{\mathfrak{R}}_2 \bar{n}_p f(\nu) = 0 \quad (\text{II-8-c})$$

$$\begin{aligned}
\left[\frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_{F'}^F + R_{F'}^F(\nu) \right] n_{7F} + \varepsilon_d \lambda_{01} \mathfrak{R}_{F'}^F(\nu) p_{7F} + \lambda_{02} R_{F'}^F(\nu) q_{7F} - \\
-(\Gamma^{c011} + \Gamma_p + \mu_0 R_{F'}^F(\nu)) n_{pF} + \Gamma^{c011} \tau_{F'} f(\nu) \bar{n}_p = 0 \quad (\text{II-8-d})
\end{aligned}$$

où nous avons posé

$F_{75}=3;$ $F_{6P3/2}^*$	2	3	4
CF.	0.3570	0.3750	0.2680
λ_{00}	1.0000	1.0000	1.0000
λ_{01}	0.5000	0.1250	-0.3750
λ_{02}	-0.4000	0.5000	-0.1667
λ_{10}	2.0000	0.5000	-1.5000
λ_{11}	1.3000	0.6250	1.1250
λ_{12}	-2.0000	-0.5000	1.5000
λ_{20}	-0.3000	0.3750	-0.1250
λ_{21}	-0.3750	-0.0938	0.2813
λ_{21}	1.1571	0.8036	1.0655
$\lambda_{02}\lambda_{21}CF./[\lambda_{01}(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0758	-0.1081	0.0261
$\lambda_{12}\lambda_{21}CF./[(1+\lambda_{22}CF.)(1+\lambda_{11}CF.)]$	0.1294	0.0109	0.0676
$3\lambda_{02}\lambda_{20}CF./[5(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0182	0.0324	0.0026
$\lambda_{12}\lambda_{20}CF./[\lambda_{10}(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0758	-0.1081	0.0261
δp_{FN}^*	0.0140	0.0069	0.0048
δp_{UN}^*	0.0832	0.0338	0.0332

$F_{75}=4;$ $F_{6P3/2}^*$	3	4	5
CF.	0.0970	0.2920	0.6110
λ_{00}	1.0000	1.0000	1.0000
λ_{01}	0.3750	0.0750	-0.3000
λ_{02}	-0.3571	0.5000	-0.1818
λ_{10}	2.5000	0.5000	-2.0000
λ_{11}	1.2750	0.6150	1.1400
λ_{12}	-2.5000	-0.5000	2.0000
λ_{20}	-0.2750	0.3850	-0.1400
λ_{21}	-0.2887	-0.0577	0.2310
λ_{21}	1.1658	0.7679	1.0844
$\lambda_{02}\lambda_{21}CF./[\lambda_{01}(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0240	-0.0918	0.0515
$\lambda_{12}\lambda_{21}CF./[(1+\lambda_{22}CF.)(1+\lambda_{11}CF.)]$	0.0560	0.0058	0.1001
$3\lambda_{02}\lambda_{20}CF./[5(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0051	0.0275	0.0056
$\lambda_{12}\lambda_{20}CF./[\lambda_{10}(1+\lambda_{22}CF.)]$	0.0240	-0.0918	0.0515
δp_{FN}^*	0.0016	0.0045	0.0159
δp_{UN}^*	0.0252	0.0265	0.0664

Fig.25 :Table des coefficients intervenant dans l'expression du signal d'orientation . Les six derniers coefficients sont des corrections dues à la prise en compte de l'alignement; ils sont calculés pour $s=1$. La correction δp_{UN}^* est calculée en supposant $\pi_F=1$.

$$\mathfrak{R}_{0j} = \sum_{F'} \lambda_{0j} R_{F'}^F(\nu)$$

$$\mathfrak{R}_{i0} = \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \lambda_{i0} \left\{ 1 - \frac{\mu_{F'}^F \cdot [2\Gamma_{7S} C_{F'}^F / 3 + R_{F'}^F(\nu)]}{\Gamma_p + \Gamma^{c011} + \mu_{F'}^F R_{F'}^F(\nu)} \right\} \text{ si } i \neq 0$$

$$\mathfrak{R}_{ij} = \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \left\{ \lambda_{ij} - \frac{\mu_{F'}^F \lambda_{i0} \lambda_{0j} R_{F'}^F(\nu)}{\Gamma_p + \Gamma^{c011} + \mu_{F'}^F R_{F'}^F(\nu)} \right\} \text{ si } i \text{ et } j \neq 0$$

$$\bar{\mathfrak{R}}_i = \sum_{F'} R_{F'}^F(\nu) \lambda_{i0} \Gamma^{c011} / [\Gamma^{c011} + \Gamma_p + \mu_{F'}^F R_{F'}^F(\nu)] \text{ si } i \neq 0$$

Dans \mathfrak{R}_{ij} ($i \neq 0$), les derniers termes ($\propto \mu_{F'}^F$) qui compliquent les expressions sont associés aux atomes $6P_{3/2}$ non thermalisés et ne conduiront, à faible saturation, qu'à des effets mineurs ($\Gamma_{7S}/\Gamma^{c011} \ll 1$ aux densités typiques utilisées).

Nous ne donnerons que les grandes lignes du calcul qui permet d'obtenir la population totale $\bar{n}_{7F} \equiv \int n_{7F} d\nu$. Par rapport au système d'équations résolu au § I-4, le système d'équations II-8 est plus pénible à résoudre (il contient plus d'inconnues et plus de coefficients différents). Il n'y a cependant pas de différences essentielles et la même méthode de résolution peut être reprise sans qu'apparaissent de difficultés de principe. Aussi ne sera-t-on pas surpris d'obtenir une forme spectrale présentant des analogies formelles avec celle obtenue pour les spectres de fluorescence inhibée.

Dans un premier temps, en retranchant I-8-a et $\sum_{F'} (I-8-d)$, on établit la relation

$$(\Gamma_{7S}/3)\bar{n}_{7F} + \Gamma_p \bar{n}_p = 0 . \quad (II-9)$$

Cette équation de conservation exprime le fait qu'il n'y a pas de source de population de signature $\xi_e \xi_d$; elle est aux populations de signature $\xi_e \xi_d$ ce que l'équation I-41 est aux populations de signature $|\hat{E}_e \cdot \hat{E}_s|^2$.

Par substitutions, on élimine ensuite successivement q_{7F} , p_{7F} et n_{7F} , ce qui

conduit à une relation ne faisant intervenir que $n_p \equiv \sum_{F'} n_{PF'}$, et $\bar{n}_p \equiv \int n_p d\nu$. Cette relation s'écrit

$$\{ I+J- I'[1-\tau_F \Gamma_{7S}/(3\Gamma^{coll})] \} \frac{\Gamma^{coll}}{\Gamma_p + \Gamma^{coll}} f(\nu) \bar{n}_p + \frac{I_p \xi_d \xi_e \Lambda^{(1)} g(\nu)}{\Gamma_p + \Gamma^{coll}} = n_p (1+I-I'), \quad (II-10)$$

expression dans laquelle les quantités

$$I \equiv (\Gamma^{coll} + \Gamma_p) \sum_{F'} \frac{2C_F^F + 3R_F^F(\nu)/\Gamma_{7S}}{\Gamma^{coll} + \Gamma_p + \mu_0 R_F^F(\nu)} \left\{ 1 - \frac{\lambda_{02} R_F^F(\nu) \mathfrak{R}_{20}}{(\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22}) \left(\frac{2}{3} \Gamma_{7S} C_F^F + R_F^F(\nu) \right)} \right\}$$

$$J \equiv (\Gamma^{coll} + \Gamma_p) \sum_{F'} \frac{\tau_{F'}}{\Gamma^{coll} + \Gamma_p + \mu_0 R_F^F(\nu)} \left\{ 1 + \frac{\lambda_{02} R_F^F(\nu) \mu_0 \mathfrak{R}_{20}}{\Gamma^{coll} (\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22})} \right\}$$

$$I_p \equiv \frac{\Gamma^{coll} + \Gamma_p}{\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{11}} \left\{ 1 - \frac{\xi_d^2 \mathfrak{R}_{12} \mathfrak{R}_{21}}{(\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22}) (\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{11})} \right\}^{-1} \times \sum_{F'} \frac{\lambda_{01} R_F^F(\nu)}{\Gamma^{coll} + \Gamma_p + \mu_0 R_F^F(\nu)} \left\{ 1 - \frac{\lambda_{02} \mathfrak{R}_{21}}{\lambda_{01} (\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22})} \right\}$$

$$I' \equiv \frac{3\xi_d^2 \mathfrak{R}_{10}}{\Gamma_{7S}} \left\{ 1 - \frac{\mathfrak{R}_{12} \mathfrak{R}_{20}}{(\Gamma_{7S} + \mathfrak{R}_{22}) \mathfrak{R}_{10}} \right\} I_p$$

sont fonction de ν , mais ne dépendent pas de F' . On notera que les expressions donnant I et J ne diffèrent des expressions correspondantes (I-42 et 43) obtenues au premier chapitre que par des termes correctifs (entre accolades) qui traduisent la prise en compte du couplage entre la population et l'alignement (ils font intervenir le coefficient λ_{02} , ainsi que λ_{20} et λ_{22} par l'intermédiaire de \mathfrak{R}_{20} et \mathfrak{R}_{22}). Dès lors, on obtient aisément \bar{n}_p puis, à l'aide de II-9, l'expression de \bar{n}_7 :

$$\bar{n}_7 = \xi_d \xi_e \left(\frac{\Lambda^{(1)}}{\Gamma_{7S}} \right) \frac{-\mathcal{S}_p}{1 + \mathcal{F}_p/2} \quad (\text{II-11})$$

où

$$\mathcal{S}_p \equiv 3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_p}{1+I-I'} g(\nu) d\nu , \quad (\text{II-12})$$

$$\mathcal{F}_p \equiv 2 \frac{\Gamma_{c011}}{\Gamma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1-J-\tau_F \Gamma_{7S} I' / 3 \Gamma_{c011}}{1+I-I'} f(\nu) d\nu \quad (\text{II-13})$$

Comme il apparaîtra dans la suite, la fonction \mathcal{S}_p , comme la fonction \mathcal{S} (introduite au 1^{er} chapitre, éq.I-44) est formée, à faible saturation, de trois lorentziennes de largeur γ . La fonction \mathcal{F}_p , comme la fonction \mathcal{F} (eq.I-45) est essentiellement la juxtaposition de trois courbes de largeur Doppler; sa présence, au dénominateur de II-11, n'affecte pas qualitativement l'aspect du spectre en trois résonances bien résolues, mais intervient dans leurs intensités relatives (cf. § 2-5-a et fig.II-3).

La comparaison entre l'expression II-11 donnant le signal d'orientation et l'expression

$$\Delta \bar{n}_7 = \left(\frac{\Lambda}{\Gamma_{7S}} \right) \frac{-\mathcal{S} + \mathcal{F}}{1 + \mathcal{F}/2} ,$$

obtenue au 1^{er} chapitre, donnant l'effet du faisceau sonde non polarisé sur la population totale du niveau 7S, confirme deux différences essentielles, apparues sur les enregistrements expérimentaux, entre les spectres du signal de population et du signal d'orientation. La première différence est qualitative: le signal d'orientation est dépourvu d'enveloppe de largeur Doppler car la fonction \mathcal{F}_p n'apparaît pas au numérateur de II-11. La deuxième est quantitative: le signal d'orientation est nettement plus petit que le signal de population, car le rapport entre leurs grandeurs respectives est de l'ordre de

$$\lambda_{01} \Lambda^{(1)}/\Lambda = (-1)^{F+1} \left(a_{F'}^{\downarrow}, \frac{\beta}{\alpha} \right) / (2I+1)$$

$$\simeq (-1)^{F+1} a_{F'}^{\downarrow} / 80 ,$$

et $a_{F'}^{\downarrow} = 1$ pour $F'=F$ et $\simeq \mp F$ pour $F'=F \pm 1$.

d) Expressions approchées des quantités \mathcal{S}_p et \mathcal{F}_p

Ce paragraphe mettra lui aussi en évidence le parallélisme avec les calculs du § I-4: suivant la même méthode, nous obtiendrons des expressions approchées de \mathcal{S}_p et \mathcal{F}_p en remarquant que dans II-12 et II-13, les intégrales portent sur le produit de deux fonctions de largeurs très différentes.

α) Calcul de \mathcal{S}_p

Nous calculons donc \mathcal{S}_p en remplaçant $g(\nu)$ par $\delta(\nu - \nu_e)$:

$$\mathcal{S}_p = 3I_p / (1 + I - I') \Big|_{\nu = \nu_e} .$$

Pour écrire les quantités I , I_p et I' , nous utiliserons les fonctions $\mathcal{L}_{F'}(x)$ définies au chapitre I (éq.I-51), et

$$L_{F'} \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right) \equiv C_{F'}^F / \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e}{\gamma} \right)^2 \right\} \quad (\text{II-14})$$

Nous obtenons

$$I = \sum_{F'} \frac{2C_{F'}^F + 3s\lambda_{00}L_{F'}}{1 + \kappa s \mu_{F'}^F L_{F'}} - \frac{\sum_{F'} s \lambda_{20} \mathcal{L}_{F'}}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{22}^0 L_{F'}} \sum_{F'} \frac{3s \lambda_{02} L_{F'}}{1 + \kappa s \mu_0 L_{F'}} ,$$

$$I_p = \frac{\sum_{F'} s L_{F'} \left\{ \lambda_{01} - \lambda_{02} \frac{\sum_{F''} s \lambda_{21}^0 L_{F''}}{1 + \sum_{F''} s \lambda_{22}^0 L_{F''}} \right\} / [1 + \kappa \text{SH}_{F', L_{F'}}^F]}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{11}^0 L_{F'} - \left[\frac{1}{2} \frac{\left(\sum_{F'} s \lambda_{12}^0 L_{F'} \right) \left(\sum_{F'} s \lambda_{21}^0 L_{F'} \right)}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{22}^0 L_{F'}} \right]}$$

$$I' = 3 \left\{ \sum_{F'} s \lambda_{10} \mathcal{L}_{F'} - \frac{\left(\sum_{F'} s \lambda_{12}^0 L_{F'} \right) \left(\sum_{F'} s \lambda_{20} \mathcal{L}_{F'} \right)}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{22}^0 L_{F'}} \right\} I_p \times \left[\frac{1}{2} \right]$$

où les λ_{ij}^0 , contrairement aux λ_{ij} , dépendent de la fréquence par un terme correctif:

$$\lambda_{ij}^0 \equiv \lambda_{ij} - \lambda_{i0} \lambda_{0j} \frac{\kappa \text{SH}_{F', L_{F'}}^F}{1 + \kappa \text{SH}_{F', L_{F'}}^F}$$

(rappelons que les coefficients s et κ sont définis par I-37 et I-49). Au stade ultime du calcul de \mathcal{S}_p , nous avons remplacé les facteurs ξ_d^2 (apparaissant dans I' et dans un des termes du dénominateur de I_p) par $\left[\frac{1}{2} \right]$, valeur moyenne de ξ_d^2 compte tenu de la modulation de l'hélicité⁽¹⁾.

(1) Nous avons vérifié, en effectuant numériquement l'opération exacte équivalente à la fonction réalisée par détection synchrone, que cette façon de procéder rend compte correctement de la modulation de l'hélicité, même à forte saturation.

On note que la prise en compte de l'alignement se manifeste, dans les expressions de I , I_p , I' , par la présence, aux côtés de chaque coefficient λ_{ij} ($i, j = 0$ ou 1), d'un terme correctif $\lambda_{12}\lambda_{2j}/[1+s\lambda_{22}L_{F'}]$. Ces corrections (voir fig. 25) sont au plus de 13%.

β) Calcul de \mathcal{F}_p

Il est important de voir que \mathcal{F}_p diffère peu de la quantité \mathcal{F} introduite au premier chapitre: la présence de I' d'une part, et les termes correctifs sur I et J (dus à la prise en compte de l'alignement) d'autre part n'apportent que de petites corrections (qui vont de 1% à 15% suivant les transitions). Nous calculerons donc la quantité $\mathcal{F}_p - \mathcal{F}$ à l'ordre le plus bas dans ces corrections (c'est-à-dire sans calculer les corrections de corrections). Nous y négligerons également la très faible fraction d'atomes $6P_{3/2}$ non thermalisés (approximations $\kappa s \ll 1$ et $\Gamma_p \ll \Gamma^{coll}$). Le résultat s'écrit

$$\mathcal{F}_p - \mathcal{F} \simeq \frac{2\Gamma^{coll}}{3\Gamma_p} \kappa \tau_F \int \left\{ \frac{\sum_{F'} s L_{F'} (1 - \delta L_{F'})}{1 + \sum_{F'} s L_{F'} (1 - \delta L_{F'})} - \frac{\sum_{F'} s L_{F'}}{1 + \sum_{F'} s L_{F'}} \right\} f(\nu) d\nu$$

où

$$\delta L_{F'} \equiv \xi_d^2 \frac{\sum_{F'} s \lambda_{10} \lambda_{01} L_{F'}}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{11} L_{F'}} + \frac{\sum_{F'} s \lambda_{20} \lambda_{02} L_{F'}}{1 + \sum_{F'} s \lambda_{22} L_{F'}}.$$

Le calcul se déroule alors avec les mêmes hypothèses que pour le calcul de la quantité \mathcal{F} (appendice B):

- $f(\nu)$ est supposé constant sur l'intervalle où $L_{F'}(\frac{\nu}{\gamma})$ prend des valeurs significatives;

- les résonances sont supposées bien résolues.

Le résultat s'exprime en fonction des poids π_F , intervenant dans l'expression de \mathcal{F} (éqs. I-52 et 53):

$$\mathcal{F}_p - \mathcal{F} = \frac{2\pi}{3} \frac{\gamma \Gamma^{\text{coll}}}{\Gamma_p} \kappa s \tau_F \sum_{F'} f(\omega_{FF'}, -\omega_d) C_{F'}^F \frac{\delta_{F'}^{\text{dén}} - \delta_{F'}^{\text{num}}}{\pi_{F'}}$$

où

$$\delta_{F'}^{\text{dén}} = \frac{3}{8} \left\{ \left[\frac{1}{2} \right] \frac{s^2 \lambda_{10} \lambda_{01} (C_{F'}^F)^2}{(1+s\lambda_{11} C_{F'}^F)^2} + \frac{s^2 \lambda_{20} \lambda_{02} (C_{F'}^F)^2}{(1+s\lambda_{22} C_{F'}^F)^2} \right\},$$

$$\delta_{F'}^{\text{num}} = \frac{\left[\frac{1}{2} \right] \lambda_{01} \lambda_{10} s C_{F'}^F}{1 + s\lambda_{11} C_{F'}^F + \pi_{F'} \sqrt{1 + s\lambda_{11} C_{F'}^F}} + \frac{\lambda_{02} \lambda_{20} s C_{F'}^F}{1 + s\lambda_{22} C_{F'}^F + \pi_{F'} \sqrt{1 + s\lambda_{22} C_{F'}^F}};$$

$\delta_{F'}^{\text{num}}$ et $\delta_{F'}^{\text{dén}}$ interviennent donc comme corrections dans l'expression finale de \mathcal{F}_p :

$$\mathcal{F}_p = \frac{1}{\mathcal{C}} s \tau_F \sum_{F'} \frac{C_{F'}^F}{\pi_{F'}} e^{-\frac{(\omega_d - \omega_{FF'})^2}{2\Omega_d^2}} (1 - \delta_{F'}^{\text{num}} + \delta_{F'}^{\text{dén}})$$

(le coefficient de contraste est défini par I-36).

Pour une saturation $s=1$, les corrections sont au plus de 1,6% pour $\delta_{F'}^{\text{num}}$ et 8,3% pour $\delta_{F'}^{\text{dén}}$. L'effet global, sur les pics du signal d'orientation, des corrections sur \mathcal{S}_p et \mathcal{F}_p qu'entraînent les effets d'alignement, va de 1,5% à 13,5% (suivant les composantes) pour $s=1$.

e) Domaine de validité de la solution obtenue

Nous avons développé la matrice densité du niveau 7S sur la base des opérateurs tensoriels irréductibles $F^{(0)}, F^{(1)}, F^{(2)}$, de rangs 0, 1 et 2:

$$\rho_{7F} = \rho_0 F^{(0)} + \rho_1 F_0^{(1)} + \rho_2 F_0^{(2)}$$

(ayant omis la polarisation plane du faisceau sonde, qui ne donne pas lieu à un signal ayant la signature cherchée -cf. II-4-a-, la symétrie de révolution autour des faisceaux nous permet de ne garder que les composantes d'ordre 0, le

long de \hat{k}). Nous avons donc implicitement omis la contribution à ρ_{7F} des termes de rang supérieur ou égal à 3. Cette omission ne peut avoir de conséquences à l'ordre le plus bas dans la saturation car l'opérateur de transition n'est formé que d'opérateurs de rangs 0, 1 et 2. Nous allons voir quel est l'ordre du développement en puissances de s à partir duquel l'omission d'un terme de rang K dans ρ_{7S} se traduit sur l'intensité de fluorescence. Rappelons que le produit de deux composantes d'opérateurs tensoriels irréductibles de rangs k_1 et k_2 fait intervenir les opérateurs de rang $|k_1 - k_2| \leq k \leq k_1 + k_2$:

$$F_{q_1}^{(k_1)} F_{q_2}^{(k_2)} = \sum_{kq} (kq | k_1 q_1, k_2 q_2) F_q^{(k)}$$

où les coefficients $(kq | k_1 q_1, k_2 q_2)$ vérifient les règles de sélection des coefficients de Clebsch-Gordan (ils leur sont d'ailleurs identiques si les $F^{(k)}$ sont convenablement normalisés). Partant d'une matrice densité $\rho^{(k)} = \rho_k F_0^{(k)}$, l'opérateur de transition donne naissance à des termes $\rho^{(k)}$, $\rho^{(k\pm 1)}$, $\rho^{(k\pm 2)}$.

A l'ordre 0, la matrice densité ρ_{7F} n'est formée que de termes de rangs 0 et 1. C'est donc à l'ordre $(K-1)/2$ si K est impair (ou $K/2$ si K est pair) que les couplages successifs avec le faisceau sonde donneront naissance à un terme $\rho^{(K)}$ dans ρ_{7F} . Il faut maintenant, si K est impair $(K+1)/2$ couplages avec le faisceau sonde (ou $K/2$ si K est pair) pour que la présence du terme $\rho^{(K)}$ modifie la population ($F^{(0)}$) du niveau $7S$. On voit que les termes de rang K dans la matrice densité ne contribuent qu'à l'ordre K dans le développement en puissances de s . C'est donc à partir des termes en s^3 que se fera sentir l'omission de $F^{(3)}$ dans la matrice densité ρ_{7F} .

Il faut noter que, dans nos calculs, le paramètre du développement n'est pas s , mais sC_F^F , où C_F^F vaut en moyenne 0,3. On s'attend donc à ce que les corrections liées à la prise en compte de $F^{(3)}$ soient, à $s=1$, plus petites que celles apportées par la prise en compte de l'alignement, c'est-à-dire plus petites que 10%. En fait, il n'est pas difficile de calculer, à l'ordre le plus bas, le terme correspondant à la prise en compte de $F^{(3)}$. Son effet, pour $s=1$, est d'apporter à λ_{01} une correction d'au plus $\approx 5\%$ à l'ordre le plus bas (aux ordres supérieurs, un dénominateur du type $1/(1+s\lambda_{i1} C_F^F)^2$ viendra sans doute diminuer encore cette correction).

Pour ces raisons, nous pensons pouvoir attendre de la solution que nous avons obtenue une précision meilleure que 10%.

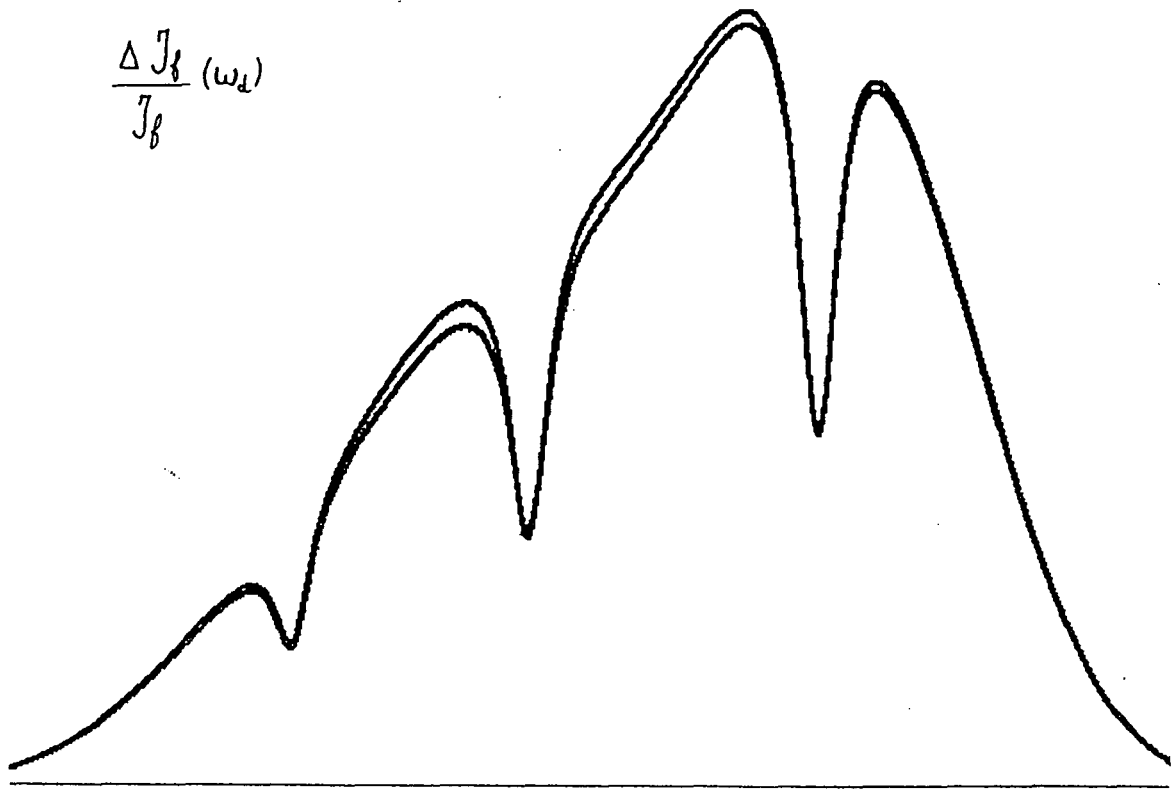


Fig.26 : Spectre théorique de fluorescence inhibée sans (courbe supérieure) et avec (courbe inférieure) prise en compte de l'alignement du niveau 7S induit par le faisceau sonde. Les valeurs des paramètres sont typiques des enregistrements du chapitre I ($s=0,8$; $1/\epsilon=4,5$; $\gamma/2\pi = 18\text{MHz}$).

Prise en compte de l'alignement pour les spectres de fluorescence inhibée.

Mentionnons enfin que la forme spectrale obtenue, au chapitre I (§ I-4), pour les spectres de fluorescence inhibée, a été recalculée en tenant compte de l'alignement. Il suffit d'adapter la méthode que nous venons d'exposer au cas où la polarisation est linéaire. Pour comparaison, les formes spectrales avec et sans prise en compte de l'alignement sont portées sur la figure 26 pour une valeur du paramètre de saturation ($s = 0,8$) typique de la majeure partie des spectres expérimentaux exploités. L'effet d'alignement se traduit par une diminution du contraste visible surtout sur la composante hyperfine $\Delta F = 0$ où l'effet atteint au maximum 12%.

4) Tests expérimentaux confirmant la nature du signal observé

a) Effet de la modulation de polarisation utilisée expérimentalement

Les modulateurs de polarisation utilisés en pratique se composent d'une lame demi-onde tournante, suivie d'une lame quart d'onde fixe dont les axes sont parallèle et perpendiculaire au champ électrique \vec{E}_s dans la cellule. La polarisation \hat{e}_e du faisceau excitateur et la polarisation \hat{e}_d du faisceau sonde sont initialement planes. Dans le faisceau issu d'un modulateur (pour lequel $\Omega t/4$ désigne l'angle de rotation de la lame $\lambda/2$), on distingue:

- une intensité polarisée linéairement le long d'axes parallèle et perpendiculaire à \vec{E}_s , modulée en $(1+\cos\Omega t)/2$;
- une intensité polarisée circulairement, modulée en $\sin\Omega t$ (donc en quadrature de phase);
- d'une intensité totale (non polarisée) constante.

Symboliquement, la polarisation en sortie d'un tel modulateur passe successivement, au cours d'une période, par les intermédiaires $\downarrow G \leftrightarrow G$.

Nous avons effectué le calcul du signal en ignorant la polarisation plane du faisceau sonde. Il nous faut maintenant justifier que la modulation des polarisations planes n'apporte pas de signal ayant la signature cherchée: $\xi_e \xi_d = \sin\Omega_e t \sin\Omega_d t$, dont nous détectons seulement la modulation en $\cos(\Omega_e - \Omega_d)t$.

L'excitation, par le faisceau vert, crée dans le niveau 7S une population ($\propto 1 + \cos\Omega_e t$) et une polarisation le long de \hat{k} ($\propto \sin\Omega_e t$). L'effet du faisceau sonde est décrit par l'action, sur la matrice densité 7S et sur la population $6P_{3/2}$, de l'opérateur de transition

$$\mathcal{D}_{FF}, \mathcal{D}_{FF}^{\dagger} \propto \left\{ 1 + \frac{\sin \Omega_d t}{2} \frac{F}{F'} \frac{F_k}{F} + \frac{b_{F'}^{\downarrow}}{2} \left[1 - \frac{F_k^2}{F} + \cos \Omega_d t \left(\frac{F_{\parallel}^2 - F_{\perp}^2}{F} \right) \right] \right\} P(7S, F) \quad (\text{II-15})$$

où $F_{\parallel} = \vec{F} \cdot \hat{E}_s$ et $F_{\perp} = \vec{F} \cdot (\hat{k} \wedge \hat{E}_s)$. Considérons, dans la matrice densité en l'absence de faisceau sonde, la partie modulée en $\cos \Omega_e t$:

$$\rho^{(0)}(t) \equiv \left\{ n_{7F}^{(0)} P(7S, F) + n_{6P}^{(0)} P(6P_{3/2}) \right\} \cos \Omega_e t .$$

A l'ordre n dans l'intensité du faisceau sonde, l'alignement $F_{\parallel}^2 - F_{\perp}^2$, modulé en $\cos \Omega_d t$, donne naissance à une contribution

$$\rho^{(n)}(t) = \{ \cos \Omega_d t (F_{\parallel}^2 - F_{\perp}^2) \}^n \rho^{(0)}(t)$$

à la matrice densité, et donc à une modulation $\text{tr}\{\rho^{(n)}(t)\}$ de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$. La détection synchrone (à la fréquence $\Omega_e - \Omega_d$) n'est sensible à une modulation $\cos \Omega_e t \cos^n \Omega_d t$ que si n est impair. Or lorsque n est impair, $\text{tr}\{(F_{\parallel}^2 - F_{\perp}^2)^n \rho^{(0)}(t)\}$ est nul car $\rho^{(0)}(t)$ est symétrique dans la permutation $F_{\parallel} \leftrightarrow F_{\perp}$, alors que $F_{\parallel}^2 - F_{\perp}^2$ est antisymétrique. Il est donc clair que la modulation de la polarisation plane du faisceau sonde ne peut être la source d'un signal à la fréquence $\Omega_e - \Omega_d$.

Pour confirmer que le signal détecté est entièrement dû à l'orientation créée lors de l'excitation, nous avons procédé à trois expériences supplémentaires qui contribuent à identifier le signal observé de manière nous semble-t-il quasi-certaine.

i) Nous avons échangé l'axe lent et l'axe rapide de la lame $\lambda/4$ du modulateur d'excitation (et donc inversé le signe de la modulation de ξ_e): le signal s'est parfaitement renversé sur la totalité du spectre. Le changement de signe s'est produit de façon identique lorsque nous avons procédé au même renversement sur le modulateur du faisceau sonde.

ii) Nous avons tourné la lame $\lambda/4$ du modulateur d'excitation de façon à orienter ses axes à 45° du champ électrique \vec{E}_s . L'hélicité ξ_e , initialement modulée en $\sin \Omega_e t$, est alors modulée en $\cos \Omega_e t$, et $|\hat{e}_e \cdot \vec{E}_s|^2$, initialement modulé en $\cos \Omega_e t$, n'est plus modulé. Nous avons constaté que le signal de population disparaît alors totalement, alors que le signal d'orientation voit sa phase tourner de $\pi/2$ mais garde le même module.

iii) Nous avons enlevé la lame $\lambda/4$ du modulateur d'excitation. La population 7S et la polarisation \hat{E}_d du faisceau sonde sont donc restées modulées comme précédemment, mais le terme source d'orientation a été supprimé. Les spectres que nous avons alors enregistrés ont révélé une absence totale de signal (qu'il soit fin ou de largeur Doppler) même à forte saturation. Nous en déduisons que l'alignement transverse créé par le faisceau sonde ou les modulations parasites d'intensité ne donnent pas de signal supérieur au bruit.

Etant donné cet ensemble de tests, il est justifié d'attribuer la totalité du signal à l'orientation du niveau 7S, et de calculer le signal, comme nous l'avons fait, en ignorant la présence de $F_2^2 - F_1^2$ dans II-15. Mentionnons tout de même que si la modulation des polarisations planes avait, par suite de défauts, donné lieu à un signal susceptible de gêner la détection de l'orientation, nous aurions pu, en détectant à la fois aux fréquences $\Omega_e - \Omega_d$ et $\Omega_e + \Omega_d$, éliminer le signal en $\cos \Omega_e t \cos \Omega_d t$ et ne garder que celui proportionnel à $\xi_e \xi_s = \sin \Omega_e t \sin \Omega_d t$.

b) Proportionnalité du signal au terme source

Le résultat du calcul théorique (éq.II-11) indique que le signal d'orientation est linéaire dans le terme source. Nous avons tenu à vérifier cette propriété, en faisant varier l'amplitude de modulation de l'hélicité ξ_e . Le modulateur d'excitation comporte alors deux lames $\lambda/4$ fixes entre lesquelles on insère la lame demi-onde tournante. Le faisceau vert, initialement polarisé suivant $\hat{k} \wedge \hat{E}_s$, traverse la première lame $\lambda/4$, dont les axes font un angle φ_1 avec \hat{E}_s , puis la lame $\lambda/2$ tournante, et enfin la deuxième lame $\lambda/4$ dont les axes font un angle φ_2 avec \hat{E}_s ; l'hélicité ξ_e s'écrit alors (au signe près) $\xi_e = \cos 2 \varphi_1 \sin(\Omega_e t - 2 \varphi_1 - 2 \varphi_2)$. On voit que l'orientation de la première lame quart d'onde permet de contrôler l'amplitude de modulation de ξ_e et donc du terme source d'orientation.

Nous avons constaté que, lorsqu'on passe de $\varphi_1 = 0$ à $\varphi_1 = 30^\circ$ puis $\varphi_1 = 38^\circ$, le signal d'orientation est réduit, ainsi qu'on l'attend, par un facteur $\frac{1}{2}$ puis $\frac{1}{4}$ ($\cos 76^\circ = 0,24$). Il faut ajouter que nous avons ainsi testé la linéarité dans le terme source aussi bien à faible saturation qu'à forte saturation. Cette vérification est importante car elle montre qu'on peut utiliser cette méthode pour mesurer l'orientation créée par effet Stark, et en déduire la valeur de β/α (cf. § II-5-c) ou même envisager de mesurer la polarisation violant la parité (cf. § II-7) par l'intermédiaire de son rapport à la polarisation Stark.

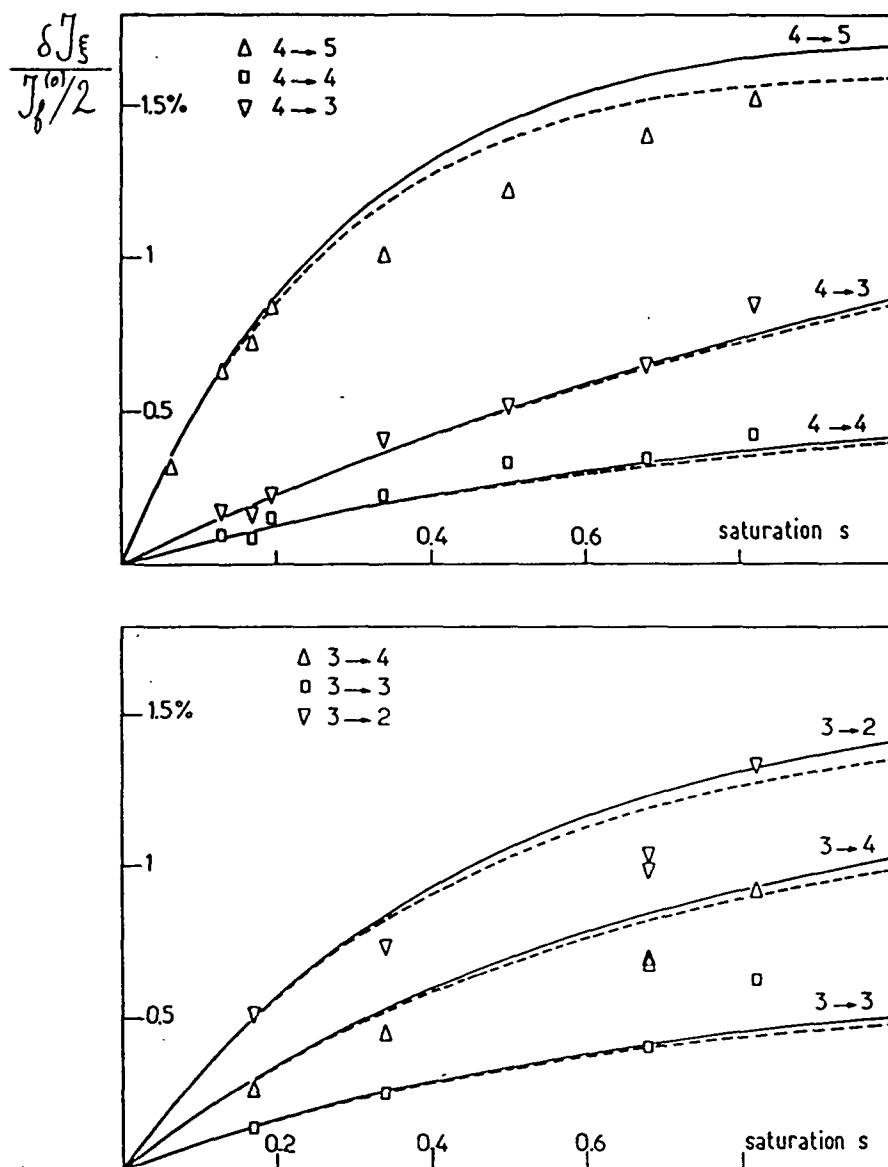


Fig.27 : Hauteurs des six composantes $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$ du spectre d'orientation en fonction de la saturation. Les points expérimentaux sont pris à 150°C (vitesse de balayage 50 MHz/mn). Courbes en trait continu : hauteurs théoriques calculées pour les valeurs des paramètres ($\gamma/2\pi=18$ MHz; $1/\epsilon=4,5$) tirées des spectres de fluorescence inhibée. En pointillés: les mêmes courbes obtenues pour une valeur légèrement différente ($1/\epsilon=6$) du coefficient de contraste.

5) Présentation et discussion des résultats obtenus à faible saturation

a) Comparaison des formes expérimentales et théoriques

Considérons à nouveau l'enregistrement expérimental du signal d'orientation de la figure 24. Nous avons vu (§ II-2-c) que le calcul à l'ordre le plus bas prévoit les signes respectifs des résonances, mais ne rend pas compte, à cette saturation ($s = 1,2$) des hauteurs relatives des composantes. En dessous du spectre expérimental, nous avons tracé le spectre théorique, calculé à tous les ordres et avec prise en compte de l'alignement, obtenu au § II-3. La normalisation (c'est-à-dire la valeur de β/α) a été optimisée pour ajuster le spectre théorique au spectre expérimental. Les hauteurs respectives sont alors très correctement restituées.

Nous avons enregistré plusieurs spectres pour des saturations inférieures à 1 ; les hauteurs (en module) des diverses composantes sont portées sur la figure 27 en fonction de la saturation. On voit que, pour certaines composantes, la croissance n'est linéaire que pour $s \lesssim 0,2$. Les courbes théoriques ont été tracées en ajustant la normalisation (cf. § II-5-c) et en choisissant, pour le coefficient de contraste, la valeur $1/\mathcal{C} = 4,5$ indiquée par le dépouillement des spectres de fluorescence inhibée associés. Les spectres théoriques sont en accord avec les hauteurs relatives du signal à très faible saturation, et restituent raisonnablement la croissance avec la saturation, bien que la non-linéarité soit déjà très prononcée. Les courbes en pointillés ont été tracées avec une valeur de \mathcal{C} quelque peu différente ($1/\mathcal{C} = 6$) de celle tirée des spectres de fluorescence inhibée. Cette valeur donne un meilleur accord avec les points expérimentaux.

Cette tendance pour les spectres expérimentaux de la population et ceux caractéristiques de l'orientation à conduire à des valeurs légèrement différentes du contraste peut trouver son origine dans la distribution spatiale des atomes liée à la répartition gaussienne des intensités des deux faisceaux ; cette distribution spatiale est du reste différente pour les atomes $7S$ et $6P_{3/2}$ compte tenu de leurs mécanismes de relaxation très différents. Nous n'avons pas tenté de prendre ce type d'effets en compte. Toutefois pour ce qui nous intéresse ici, les pentes à l'origine des diverses courbes sont insensibles au paramètre \mathcal{C} , et comme ce sont essentiellement les pentes à l'origine qui contribuent dans l'optimisation conduisant à β/α (cf. § suivant), on voit que la détermination de β/α n'est pas directement entachée d'erreur.

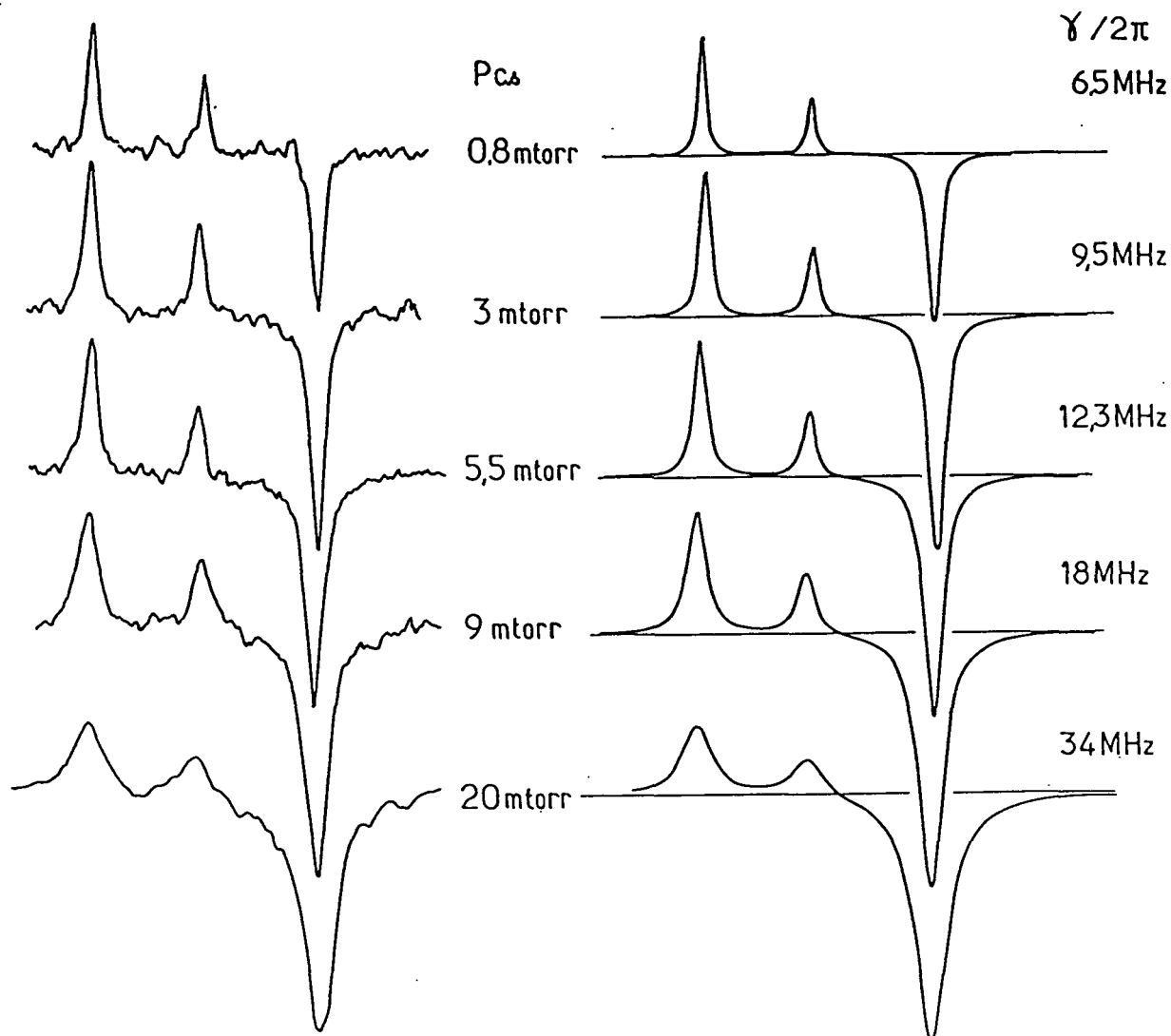


Fig.28 : effet de la pression de césium sur les spectres d'orientation (laser exciteur résonnant pour $6S, F=4 \rightarrow 7S, F=4$). Le paramètre de saturation s et l'amortissement du dipôle sont ajustés sur les spectres théoriques ($s= 2; 1,5; 1,2; 0,9; 0,25$ respectivement).

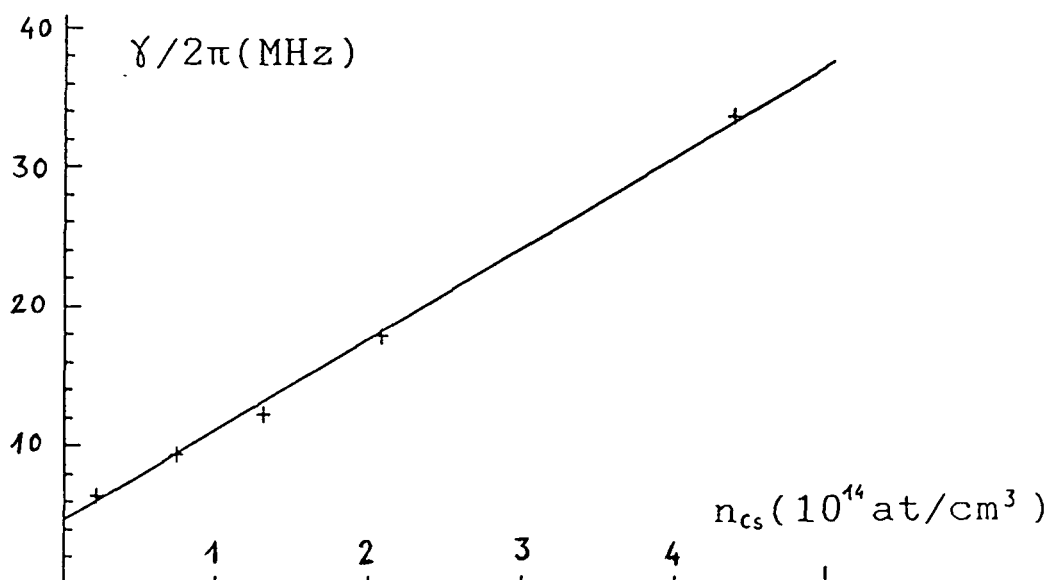


Fig.29 : Valeurs de l'amortissement du dipôle $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ en fonction de la densité de césium, extraites des spectres de la fig. 28.

β) Effet de la pression de césium

Au premier chapitre, le dépouillement des spectres de fluorescence inhibée (formés de lorentziennes de largeur 2γ se retranchant sur une enveloppe de largeur Doppler) nous a donné l'évolution, avec la pression de césium, de l'amortissement γ de la cohérence $7s - 6p_{3/2}$ (fig. 15 et éq. I-54). Les spectres d'orientation sont dépourvus d'enveloppe de largeur Doppler ; aussi est-il plus facile d'en extraire la valeur de γ .

Nous avons enregistré des spectre à des pressions de césium allant de 0,8 à 20 mtorr (pour des valeurs de s comprises entre 2 et 0,3), et nous avons optimisé les paramètres s et γ pour ajuster les spectres théoriques aux spectres expérimentaux (fig. 28). Nous obtenons ainsi pour γ une croissance linéaire avec la densité atomique n_{Cs} (fig. 29) :

$$\gamma/2\pi(\text{MHz}) = 4,9 + 6,5 (\pm 0,7) n_{Cs} (10^{14} \text{ cm}^3) .$$

Ce résultat est en bon accord avec l'équation I-54.

c) Détermination de β/α

L'équation II-6 montre que le rapport entre le terme source d'orientation et le terme source de population est déterminé, hormis un facteur angulaire simple, par le rapport β/α des polarisabilités vectorielle et scalaire (à la fréquence de la transition $6S - 7S$) de l'atome de césium. La normalisation, correspondant à l'accord optimal entre les spectres théoriques et expérimentaux (fig. 27), nous donne donc la valeur de β/α . Nous avons ainsi obtenu

$$|\beta/\alpha| = 0,10 \pm 0,015 .$$

L'incertitude tient compte de la dispersion des points expérimentaux, et des incertitudes sur le paramètre de saturation s et sur le modèle théorique. La précision atteinte n'est pas très bonne ; mais notre but n'était pas de mesurer β/α avec précision. Nous tenions seulement à démontrer, sur le cas d'une orientation électronique bien connue, le principe de l'utilisation du faisceau sonde pour détecter une orientation dans le niveau $7S$. Aussi nous n'avons pas, à ce stade, cherché à améliorer l'efficacité du montage expérimental, par exemple avec un dispositif à multi-passage ou une plus grande ouverture pour l'optique de détection de la fluorescence (cf. § II-7).

Notre détermination de $|\beta/\alpha|$ est en accord avec les mesures, plus précises, réalisées précédemment :

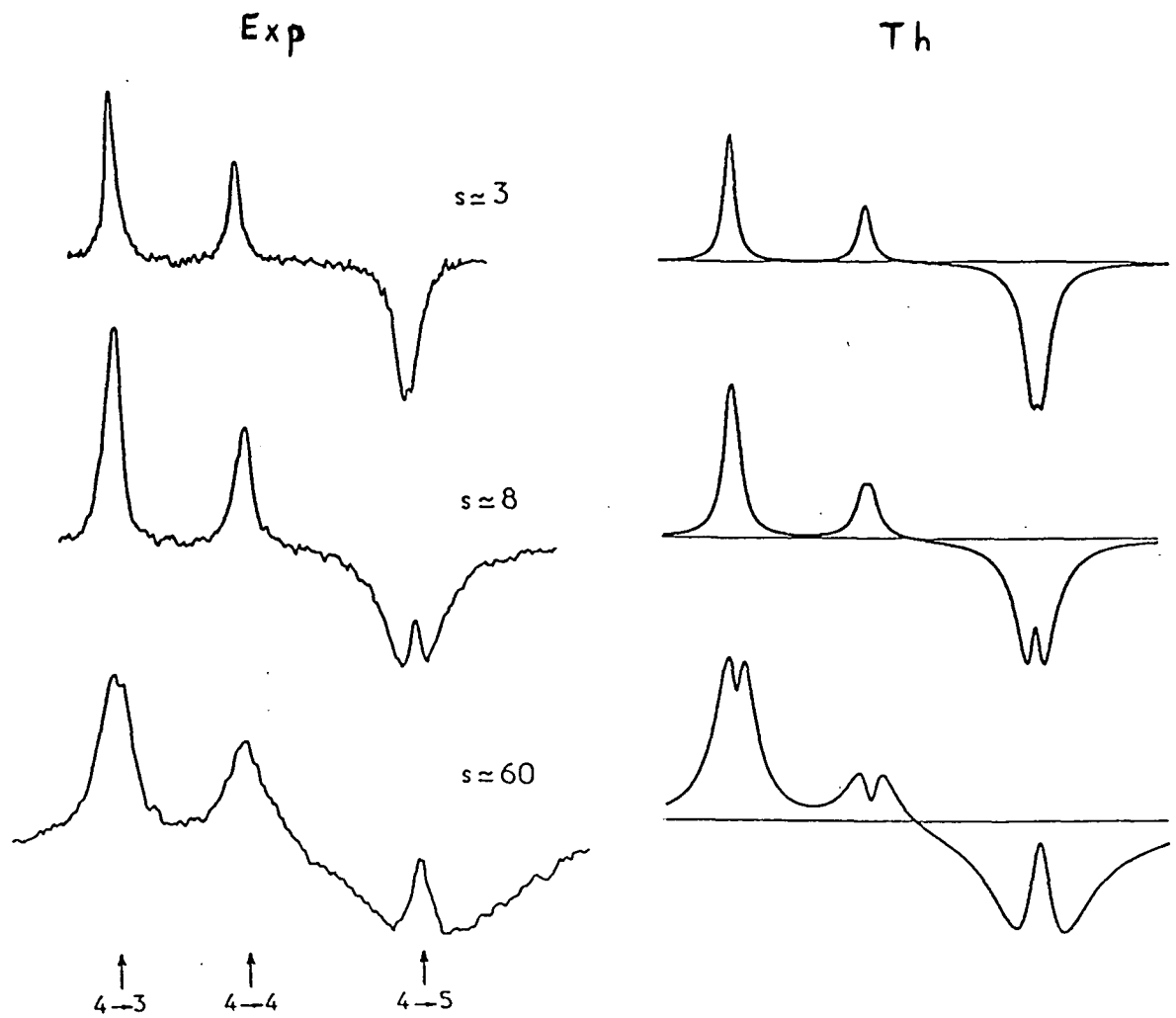


Fig.30 : Evolution des spectres d'orientation avec le paramètre de saturation (température 105°C , densité de césium 2×10^{14} at/cm³, champ électrique 2000 V/cm, puissance du faisceau sonde 0,08; 0,22; 1,9 mW).

$$\begin{aligned}\alpha/\beta &= -9,91 \pm 0,11 \text{ (II-42)} \\ \alpha/\beta &= -9,90 \pm 0,10 \text{ (II-43)} \\ |\alpha/\beta| &= 9,8 \pm 0,12 \text{ (II-44)}\end{aligned}$$

On notera que nous ne donnons pas le signe de β/α , déterminé du reste dans plusieurs des mesures antérieures, et qui ne pouvait se déduire des signes des signaux observés ici que de manière très indirecte.

6) Comportement du signal d'orientation à forte saturation

Jusqu'à présent, nous avons parlé de spectres où les différentes résonances du signal d'orientation, bien que de hauteurs et de signes différents, avaient toutes une forme lorentzienne, de largeur 2γ . Il n'en va pas de même à très forte saturation où les spectres prennent une allure très différente (fig. 30). Que les raies s'élargissent et se recouvrent partiellement est prévisible à forte saturation (l'élargissement radiatif s'était d'ailleurs déjà manifesté sur les spectres de fluorescence inhibée). Par contre l'expérience montre qu'une caractéristique nouvelle vient donner aux spectres l'apparence de spectres à quatre composantes : l'une des composantes se creuse profondément en son centre (à résonance, le signal redescend alors pratiquement jusque zéro). Ce phénomène est présent, quelque soit le niveau hyperfin F peuplé par le laser vert, sur la composante $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}$, $F' = F + 1$, mais ne semble pas avoir lieu sur les composantes $F \rightarrow F' = F$ ou $F - 1$ (nous avons observé à plusieurs reprises, sur le sommet de la composante $4 \rightarrow 3$, ce qui pourrait être l'amorce d'un creux ; mais cela est toujours resté compatible avec du bruit). La composante $F \rightarrow F' = F + 1$ est également celle qui s'élargit le plus avec la saturation.

Nous avons vu que le modèle théorique développé au premier chapitre continuait à décrire qualitativement les spectres de fluorescence même à forte saturation, c'est-à-dire au-delà de son domaine de validité. On peut donc se demander si la forme spectrale que nous avons obtenue pour le signal d'orientation présente, à très forte saturation, donc au-delà de son domaine de validité, des différences qualitatives nettes par rapport au spectre expérimental. A $s = 3$, on constate que le modèle théorique reproduit encore correctement l'enregistrement expérimental (fig. 30) : il indique, sur la composante $7S, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}$, $F' = 5$, un élargissement déjà sensible et une amorce de creux en bon accord avec le spectre expérimental. Pour $s = 8$, il n'y a pas encore de désaccord flagrant : l'importance croissante du creux reste prévue par le modèle. Mais pour $s = 60$, le modèle annonce que les composantes $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et 4 se creusent, elles aussi (profondément) en leur centre, ce

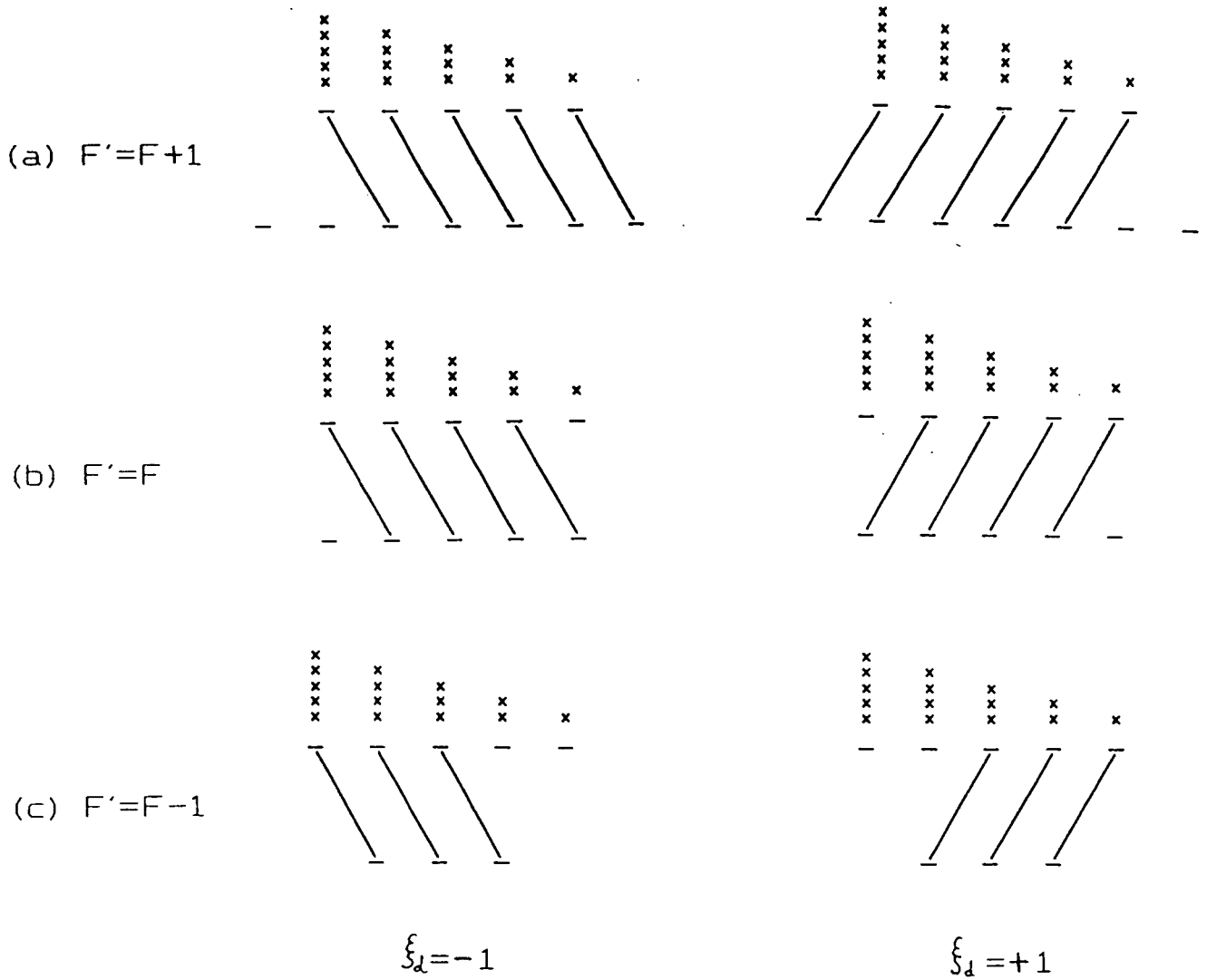


Fig.31 : Schéma des couplages, induits par le faisceau sonde polarisé circulairement, entre les sous-niveaux Zeeman des niveaux $7S, F$ et $6P_{3/2}, F'$. (F est pris égal à 2 pour simplifier la figure). Les croix symbolisent les populations apportées par le laser vert.

qui ne se produit pas expérimentalement. Le désaccord entre l'expérience et la théorie extrapolée à forte saturation est tout aussi net lorsqu'on excite le niveau $7S, F = 3$: le modèle ne décrit correctement que la composante $F \rightarrow F' = F + 1$.

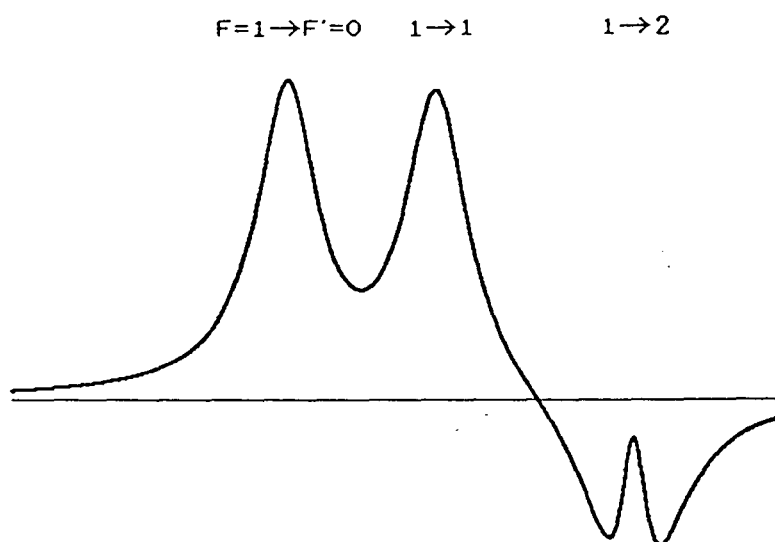
Pour comprendre ce qui rend le modèle inapte à décrire le comportement du signal aux très fortes saturations, il nous est apparu instructif de comparer ses prédictions à celles d'un modèle physique imagé très simple, ce modèle ayant l'avantage d'expliquer physiquement l'origine de la différence de comportement entre la composante $F' = F + 1$ et les deux autres composantes. Nous supposons l'hélicité ξ_d basculée de $+1$ à -1 , et nous considérons la façon dont le faisceau sonde couple les sous-niveaux $|7S, F_m\rangle$ aux sous-niveaux $|6P_{3/2}, F'm'\rangle$ ($m' = m - \xi_d$). Sur la figure 31, nous avons représenté les sous-niveaux $|Fm\rangle$ et $|F'm'\rangle$ des niveaux $7S$ et $6P_{3/2}, F'$ (dans le cas $F = 2$ pour simplifier la figure). Nous avons symbolisé par des croix les atomes excités par le laser vert dans les différents sous-niveaux $|Fm\rangle$: le fait que le nombre de croix diminue avec m indique que le laser vert crée une orientation dans le niveau $7S, F$. Les traits symbolisent les couplages établis sous l'effet du faisceau sonde.

- Lorsque $F' = F + 1$ (fig. 31-a), tous les sous-niveaux $|Fm\rangle$ sont couplés à un sous-niveau $|F'm'\rangle$, quelle que soit l'hélicité ξ_d du faisceau sonde. Or, lorsqu'il est très saturant, le faisceau sonde a pour effet, sur un couple de sous-niveaux $|Fm\rangle |F'm - \xi_d\rangle$, d'égaliser les populations des deux sous-niveaux. On conçoit dès lors que, puisque cette égalisation affecte tous les sous-niveaux $|Fm\rangle$ indépendamment de l'hélicité ξ_d , la variation de la population du niveau $7S, F$ (et donc de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$) associée au basculement de ξ_d tend vers 0 à résonance et à forte saturation. Expérimentalement, c'est bien sur les composantes $F \rightarrow F' = F + 1$ que le signal redescend jusqu'à 0.

- Lorsque $F' = F$ (fig. 31-b), tous les $|Fm\rangle$ sont couplés à un $|F'm'\rangle$ par le faisceau sonde, sauf le sous-niveau $|F, m = -\xi_d F\rangle$ qui ne sera donc pas concerné par l'égalisation des populations. Or la population du sous-niveau $|F, m = +F\rangle$ n'est pas la même que celle du sous-niveau $|F, m = -F\rangle$. On s'attend donc à ce que le signal ne redescende pas jusque 0 à résonance, même à très forte saturation.

- Lorsque $F' = F - 1$ (fig. 31-c), ce sont les deux niveaux $|F, m = \xi_d F\rangle$ et $|F, m = -\xi_d (F - 1)\rangle$ qui ne subissent pas l'effet du faisceau sonde. La conclusion est qualitativement la même que pour $F' = F$: il doit rester un signal associé au basculement de ξ_d .

Nous attendons donc d'un modèle théorique correct qu'il rende compte du type de comportement prévu par ce modèle imagé, lorsque ξ_d est basculé de $+1$ à



cas fictif d'un spin nucléaire $I=3/2$

Fig.32 : Spectre théorique obtenu pour des conditions identiques à celles de la fig.30-c, mais pour le cas où le spin nucléaire est $I=3/2$ et lorsque l'hélicité ξ_s du faisceau sonde est basculée de +1 à -1.

-1. En fait notre modèle extrapolé à très forte saturation s'avère défaillant : sur les trois résonances, il prédit des creux (avec annulation du signal à résonance). Nous attribuons ce défaut du modèle à l'absence de prise en compte des ordres tensoriels élevés. En effet, puisque sur les transitions $\Delta F = 0$ et $\Delta F = -1$ un ou deux des sous-niveaux extrêmes n'est pas couplé au faisceau sonde, l'interaction avec le faisceau sonde très saturant doit donner naissance à des moments multipolaires d'ordres élevés. C'est d'ailleurs grâce au développement des sources laser qu'ont été obtenues les intensités lumineuses nécessaires pour saturer les transitions atomiques et exciter, lorsque le faisceau est polarisé, des moments d'ordres élevés ; citons à titre d'exemple la mise en évidence d'un moment hexaséculaire dans le niveau $2p_4$ du néon [45].

Pour confirmer cette interprétation, nous avons adapté notre modèle théorique au cas d'un spin nucléaire $I = 3/2$ (cf. app. A, § IV) et aux transitions $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$. Dans l'état excité $F = 1$, la prise en compte de la population, de l'orientation et de l'alignement n'omet aucun ordre tensoriel : les prédictions du modèle théorique deviennent exactes et l'on s'attend à ce qu'elles soient compatibles avec celles du modèle imagé. Le spectre calculé est représenté sur la figure 32 et présente bien les caractéristiques attendues à forte saturation : la composante $F' = F + 1$ se creuse mais aucun creux n'apparaît sur les deux autres composantes. Nous pouvons donc conclure que les spectres de fluorescence caractéristiques de l'orientation deviennent à forte saturation sensibles, sur les composantes $\Delta F = 0$ et -1 , aux ordres tensoriels élevés induits par le faisceau sonde. Néanmoins, vu le but ultime de ces expériences (cf. § II-7), les signaux obtenus à très forte saturation ne semblent pas présenter d'intérêt majeur pour nous, car c'est pour des saturations faibles (s voisin de 1) que le signal lié à l'orientation $7S$ est maximal.

7) Perspectives : détection d'une polarisation ou d'un alignement violant la parité

Ce chapitre a présenté une méthode de détection et de mesure d'une polarisation électronique \vec{P}_e dans le niveau $7S$ utilisant le fait que, si $\vec{P}_e \cdot \hat{k}_d$ n'est pas nul, la fluorescence totale partant du niveau $7S$ est sensible à l'hélicité ξ_d du faisceau détecteur. Le nombre d'atomes orientés dans la zone observée (10^3) donne une idée de la très bonne sensibilité de la détection. Nous allons voir succinctement comment cette méthode peut être utilisée pour détecter une orientation violant la parité, ou étendue à la détection d'un alignement violant la parité.

Une orientation violant la parité est attendue le long du faisceau excitateur⁽¹⁾

(i) en champs électrique et magnétique nuls, et en polarisation $\hat{\epsilon}_e$ linéaire : $\vec{P}^{(Pv)} \propto \hat{k}_e$

(ii) en présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique transverses : $\vec{P}^{(Pv)} \propto \xi_e (\hat{k}_e \wedge \vec{E}_s) \wedge \vec{H} = \xi_e (\vec{E}_s \cdot \vec{H}) \hat{k}_e$. En présence d'un champ électrique seul, $\vec{P}^{(Pv)}$ est transverse (ces effets sont discutés dans les comptes rendus au Colloque Kastler [46]) ; c'est cette observable qui a été mesurée au laboratoire en 1982 [14]. Le champ magnétique (≈ 10 Gauss) est nécessaire pour faire tourner $\vec{P}^{(Pv)}$ (effet Hanle) et lui donner une direction lui permettant d'être détectée avec le faisceau sonde.

L'extension possible de cette méthode pour détecter un alignement mérite une attention particulière. En effet jusqu'ici, en l'absence de faisceau sonde, le signal de fluorescence ne nous donnait pas accès à ce type d'observable. La haute résolution spectrale atteinte à l'aide du faisceau sonde rend cet accès désormais possible. Lorsque le champ électrique statique est longitudinal, et la polarisation $\hat{\epsilon}_e$ linéaire, on montre [12] que l'on prépare dans le niveau 7S deux types d'alignements : l'alignement Stark, d'axes parallèle et perpendiculaire à $\hat{\epsilon}_e$, et l'alignement violant la parité, qui a ses axes à $\pm 45^\circ$ de $\hat{\epsilon}_e$. C'est cet alignement qu'il est prévu de mesurer dans l'expérience de violation de parité utilisant une excitation pulsée [12]. Par des effets tout à fait analogues à ceux étudiés dans ce chapitre, on s'attend à ce que, en présence de ces alignements, le taux d'émission stimulée $7S \rightarrow 6P_{3/2}$, et par suite le taux de fluorescence $7S \rightarrow 6P$, soit sensible à la direction de la polarisation plane $\hat{\epsilon}_d$ du faisceau détecteur par rapport aux axes de l'alignement. Ceci autorise en principe une mesure simultanée de chacun de ces deux alignements. Le signal violant la parité a alors la signature $(\hat{\epsilon}_e \cdot \hat{\epsilon}_d)(\hat{\epsilon}_e \wedge \hat{\epsilon}_d) \cdot \hat{E}_s$.

Comme nous l'avons déjà indiqué, l'utilisation du faisceau sonde doit

(1) Le faisceau excitateur et le faisceau sonde sont supposés colinéaires. Nous noterons cependant que, pour détecter une orientation dans le niveau 7S, il n'est pas nécessaire de résoudre la structure hyperfine de la transition $7S - 6P_{3/2}$. Une géométrie où le faisceau sonde et le faisceau excitateur sont perpendiculaires est également envisageable. Elle permettrait notamment d'éviter le recours au champ magnétique pour détecter l'orientation transverse évoquée en ii).

permettre d'augmenter le flux de fluorescence détectée grâce

- à la suppression de l'analyseur de polarisation

- à la possibilité de détecter en principe la lumière de fluorescence émise à la fois à 1,36 et 1,47 μm .

Une telle option nécessite de repenser complètement l'ensemble du montage expérimental -mais surtout l'optique de détection- pour augmenter au maximum l'efficacité de la collection de la lumière émise par la vapeur.

Cette méthode méritera d'être comparée à celle de l'expérience pulsée lorsque celle-ci aura davantage progressé.

2^{ème} partie :

OBSERVATION DU FAISCEAU SONDE TRANSMIS

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, cette deuxième partie sera nettement moins étoffée que la première : la plus grande partie du travail expérimental a été effectuée en observant la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$. Le calcul du champ rayonné vers l'avant, que nous allons développer dans cette partie s'avérera plus simple que les calculs de populations effectués jusque là.

CHAPITRE III

ETUDE DE L'INTENSITE ET DE LA POLARISATION
DU FAISCEAU SONDE TRANSMIS

1) Motivations pour cette étude et ordre de grandeur des effets attendus

Les motivations pour cette étude sont évidentes : en observant le comportement du système par une méthode très proche de celle qui sera utilisée sur le montage pulsé, on est confronté à des problèmes expérimentaux (problèmes de bruits ou de défauts dans les optiques), qui seront cruciaux pour la future expérience de violation de parité. Cependant rien n'avait été optimisé à l'avance pour les expériences que nous allons décrire. Ainsi, l'intensité du faisceau sonde n'est pas stabilisée ; le bruit d'intensité atteint plusieurs % dans la gamme de fréquence allant de 50 à 1000 Hz. Le détecteur (montage formé d'une photodiode au Germanium et d'un amplificateur opérationnel) n'a pas été spécialement conçu pour cette détection. Au contraire, le détecteur de fluorescence, son préamplificateur, et l'optique de collection ont bénéficié des optimisations nécessaires à l'expérience de violation de parité réalisée [10]. Aussi étions nous portés à croire, vu les faibles épaisseurs optiques à la longueur d'onde du faisceau sonde (qq 10^{-4} à 10^{-3}) que le rapport signal/bruit serait moins bon sur le faisceau sonde transmis que sur la fluorescence. Il n'en a rien été : après une rapide période d'optimisation, le rapport signal/bruit s'est avéré très bon.

De même que l'étude de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ (voir la première partie de ce mémoire), l'observation du faisceau sonde transmis donne accès :

- à la différence de population entre les niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$
- aux caractéristiques angulaires du niveau $7S$.

L'amplification par les atomes $7S$ n'a lieu que lorsque le faisceau sonde est résonnant pour ces atomes : il s'agit donc d'un effet fin, tandis que

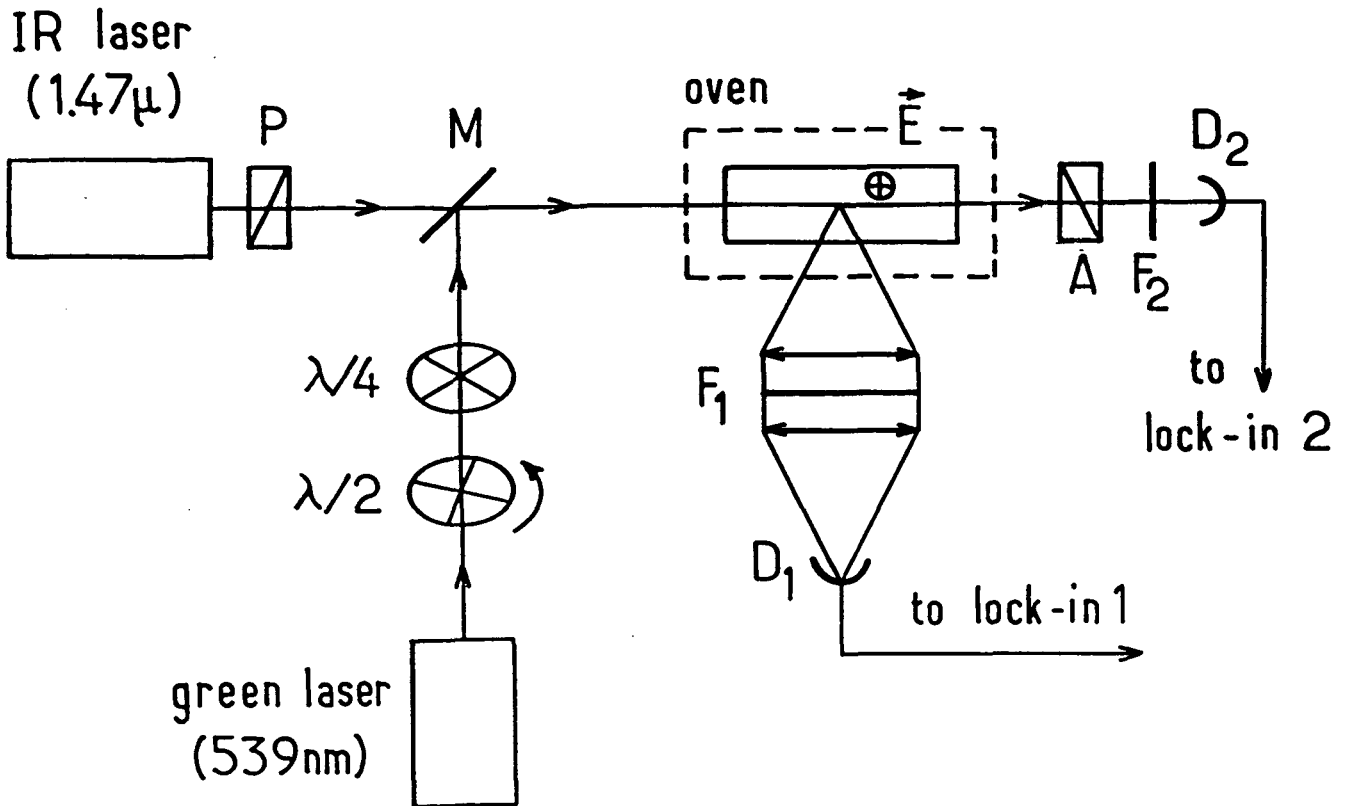


Fig.33 : Montage expérimental pour l'observation du faisceau sonde transmis. M : miroir dichroïque; F1: filtre transmettant la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$; F2: filtre transmettant la longueur d'onde 1,47 μm; D1 : détecteur de fluorescence; D2 : photodiode détectant le faisceau sonde transmis; le polariseur P et l'analyseur A sont des prismes de Glan.

l'absorption par les atomes $\overset{r}{\text{thémalisés}}$ et emprisonnés dans le niveau $6P_{3/2}$ donne lieu à une absorption de largeur Doppler. Par contre, la modification de la polarisation du faisceau sonde, liée à une orientation dans les niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$, ne donne lieu qu'à des signaux fins puisque les collisions détruisent toute orientation dans le niveau $6P_{3/2}$.

Nous allons voir comment nous pouvons enregistrer simultanément les modifications de l'intensité et de la polarisation du faisceau sonde.

2) Méthodes expérimentales

a) Modifications apportées au montage expérimental

Par rapport au montage utilisé pour l'enregistrement des spectres de fluorescence inhibée, peu de modifications ont été apportées (fig. 33). Une lame $\lambda/4$ a été placée sur le faisceau excitateur, derrière la lame $\lambda/2$ tournante. On obtient ainsi une modulation de la polarisation plane du faisceau vert (et donc de la population du niveau $7S$) et, en quadrature de phase, une modulation de l'hélicité du faisceau vert (et donc de l'orientation des atomes $7S$). Sur le trajet du faisceau sonde, nous avons disposé deux prismes de Glan : un polariseur, placé à l'entrée de la cellule, définit la polarisation linéaire du faisceau sonde ; à la sortie de la cellule, un analyseur rejette la polarisation non détectée. Le faisceau sonde traverse ensuite un filtre (F_2 sur le schéma), formé d'un miroir R_{\max} à 539 nm et d'un verre Schott RG 1000. Ce filtre arrête totalement le faisceau vert. Le courant issu du détecteur (photodiode Judson J16-5) est préamplifié puis envoyé à l'entrée d'une détection synchrone double-phase (EG & G, modèle 5206).

b) L'information contenue dans le faisceau sonde

Comme nous le verrons plus en détail au § III-3, la différence de population entre $7S$ et $6P_{3/2}$ et l'orientation du niveau $7S$ se traduisent respectivement par une modification de l'intensité et de la polarisation du faisceau sonde. La population excitée et l'orientation étant modulées en quadrature de phase, il est facile de séparer leurs contributions respectives au courant issu du détecteur.

Lorsque le prisme d'analyse est parallèle à la polarisation incidente du faisceau sonde, l'intensité transmise n'est pas sensible à une petite modification de la polarisation et ne donne accès qu'à la densité optique de la vapeur. Au contraire, il est bien connu que l'observation d'une faible rotation

optique sur l'intensité transmise est plus facile lorsque le prisme d'analyse est presque croisé [21].

En effet supposons que le faisceau sonde a initialement la polarisation (plane) $\hat{\epsilon}_d$ et posons $\hat{\epsilon}_\perp = \hat{k}_d \wedge \hat{\epsilon}_d$ (\hat{k}_d est la direction de propagation du faisceau sonde). Du fait de la traversée de la vapeur, le faisceau sonde subit, en amplitude et en polarisation, de petites modifications modulées comme la polarisation plane et l'hélicité du faisceau vert. A l'ordre le plus bas on peut écrire ces modifications :

$$\hat{\epsilon}_d \rightarrow \hat{\epsilon}_d \left(1 + \delta_a \cos^2 \frac{\Omega_e t}{2} \right) + \hat{\epsilon}_\perp \delta_p \sin \Omega_e t$$

où $|\delta_a|, |\delta_p| \ll 1$ (dans notre cas $|\delta_p| \ll |\delta_a|$). L'analyse ^{est faite} par un prisme décroisé d'un angle $\theta \ll 1$ (polarisation transmise $\theta \hat{\epsilon}_d + \hat{\epsilon}_\perp$). L'intensité détectée est proportionnelle à :

$$\left| \left\{ \hat{\epsilon}_d \left(1 + \delta_a \cos^2 \frac{\Omega_e t}{2} \right) + \hat{\epsilon}_\perp \delta_p \sin \Omega_e t \right\} \cdot (\theta \hat{\epsilon}_d + \hat{\epsilon}_\perp) \right|^2$$

Les signaux obtenus aux sorties de la détection synchrone double-phase sont les coefficients des termes en $\cos \Omega_e t$ et $\sin \Omega_e t$, c'est à dire $\theta^2 \text{Re}(\delta_a)$ et $2\theta \text{Re}(\delta_p)$. En présence d'un signal continu $\propto \theta^2$, le bruit, associé aux fluctuations d'intensité du faisceau

sonde diminue comme θ^2 lorsqu'on croise le prisme d'analyse, alors que le signal de rotation optique diminue comme θ . On peut donc, tant que le bruit d'intensité est dominant, diminuer la valeur de θ pour améliorer le rapport signal/bruit. Lorsqu'une lame $\lambda/4$ d'axes parallèles à $\hat{\epsilon}_d, \hat{\epsilon}_\perp$ est insérée avant le prisme d'analyse, le signal de rotation détecté n'est plus $2\theta \text{Re}(\delta_p)$ mais $2\theta \text{Re}(i\delta_p) = -2\theta \text{Im}(\delta_p)$ ⁽¹⁾; le signal d'amplification n'est pas modifié.

Nous disposons donc d'une méthode permettant l'enregistrement simultané du signal de rotation optique (ou de dichroïsme circulaire) et du signal d'absorption.

(1) Si l'on suppose que les axes de la lame $\lambda/4$ sont imparfaitement orientés, on montre aisément que le signal détecté n'est pas $-2\theta \text{Im}(\delta_p)$ mais :

$$-2(\theta - \psi) \text{Im}(\delta_p) + 2\psi \text{Re}(\delta_p)$$

où ψ est l'angle entre l'orientation de la lame et l'orientation correcte. L'angle θ étant en pratique de quelques degrés. On comprend que l'orientation de la lame quart d'onde requiert une grande précision si l'on veut n'être sensible qu'à la partie imaginaire.

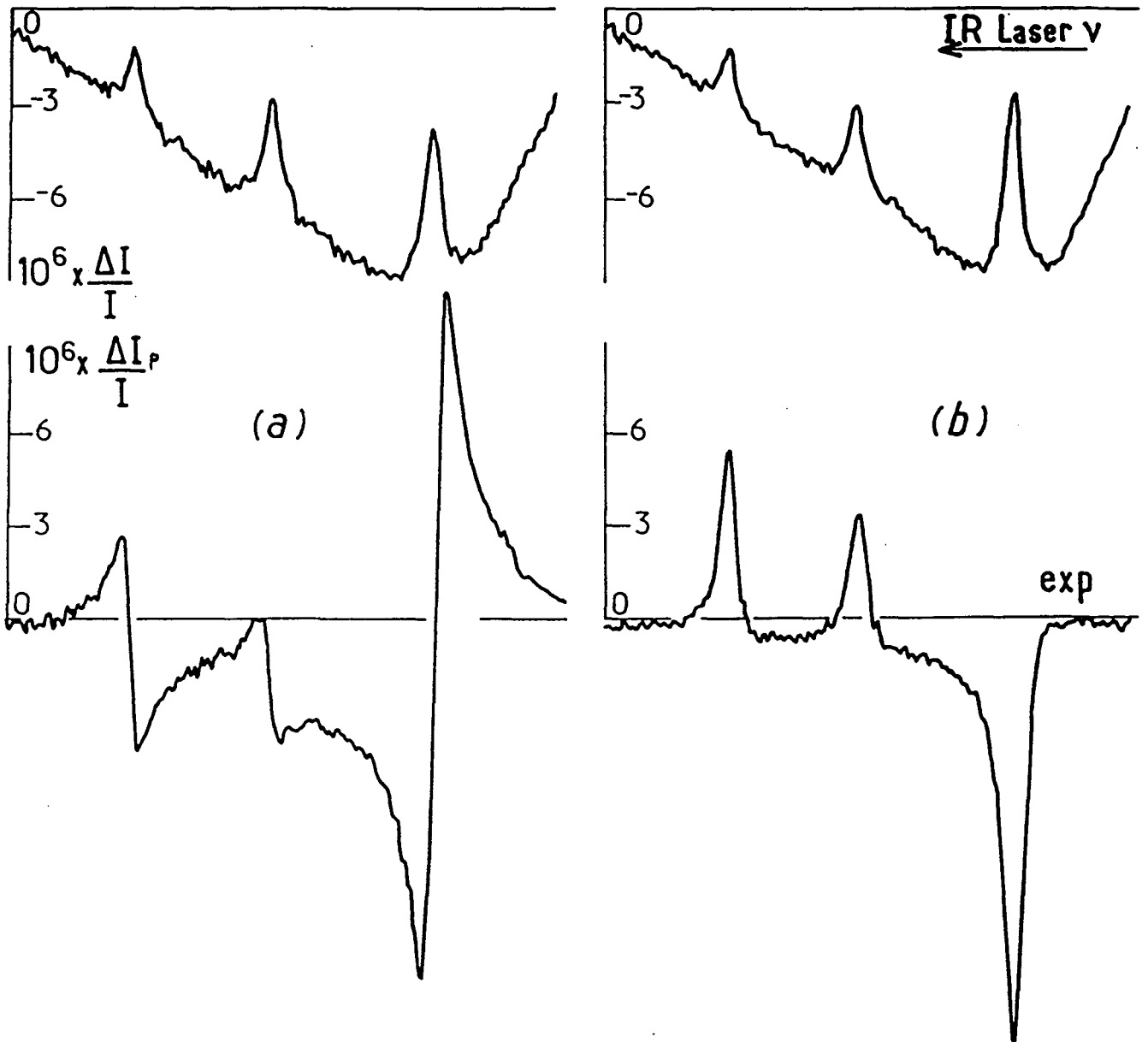


Fig.34 : Spectres obtenus en détectant, dans l'intensité transmise par le prisme d'analyse (angle de décroisement: 5×10^{-2} radian), les modulations synchrones avec la polarisation plane du faisceau excitateur (spectres du haut) ou avec l'hélicité du faisceau excitateur (spectres du bas).

Pour les spectres (b) une lame quart d'onde (dont les axes sont parallèles à ceux du polariseur) a été insérée devant le prisme d'analyse.

Densité de césium: 10^{14} at/cm³; champ électrique dans la cellule: 1800V/cm.

c) Les spectres et leur amélioration

La figure 34-a est un exemple d'enregistrement réalisé en détectant l'intensité du faisceau sonde entre prismes presque croisés. La courbe du haut donne la modulation synchrone avec celle des populations $7S$ et $6P_{3/2}$. On y distingue nettement une absorption de largeur Doppler due aux atomes thermalisés du niveau $6P_{3/2}$ et une amplification par les atomes $7S$ monocinétiques. Ce spectre a, au signe près, l'allure des spectres de fluorescence inhibée étudiés au premier chapitre. Cela n'est pas surprenant puisque les atomes $7S$ ne se désexcitent que par fluorescence ou émission induite : les deux spectres sont donc complémentaires l'un de l'autre. Le spectre du bas, donnant l'intensité modulée comme l'hélicité du faisceau sonde, correspond au signal de rotation optique, reconnaissable à sa forme de dispersion.

En fait les enregistrements de pouvoir rotatoire réalisés avec une orientation quelconque pour $\hat{\epsilon}_d$ se sont avérés être des mélanges pouvant contenir jusqu'à plusieurs dizaines de % de forme d'absorption. Pour obtenir un spectre qui ait réellement une forme de dispersion, il a été nécessaire d'orienter la polarisation plane incidente $\hat{\epsilon}_d$ du faisceau détecteur suivant un des axes de la biréfringence globale des deux fenêtres de la cellule. La contribution de la forme d'absorption est alors trop petite pour être mise en évidence.

Sur la figure 34-b, les mêmes quantités ont été portées, mais après qu'une lame $\lambda/4$ d'axes parallèles à ceux du polariseur ait été insérée avant le prisme d'analyse. Le spectre obtenu a alors essentiellement une forme d'absorption, ainsi qu'on l'attend pour un spectre de dichroïsme. Toutefois, on remarque que les trois résonances sont quelque peu dissymétriques, ce qui indique que la forme de dispersion contribue au signal. Cette contribution de 15 à 20 % du spectre de pouvoir rotatoire est imputable à une orientation imparfaite de la lame $\lambda/4$; voir note⁽¹⁾ page 146 (on peut montrer qu'à l'ordre le plus bas, le fait que le déphasage de la lame ne soit pas exactement $\pi/2$ n'intervient pas dans la mesure où son orientation est presque correcte).

Par la suite, nous sommes parvenus à mieux orienter la lame quart d'onde, et la contribution de forme dispersive aux spectres de dichroïsme est alors $\lesssim 5\%$. Ce sont ces spectres que nous comparerons aux spectres théoriques (cf. § III-4, figs. 36 et 37).

Le bruit associé au signal s'avère lui aussi sensible aux conditions expérimentales, et notamment à la géométrie de l'expérience. En effet, une mauvaise superposition des faisceaux, ou une mauvaise focalisation du faisceau sonde transmis sur le détecteur donnent lieu à une nette dégradation du rapport signal/bruit. C'est la raison d'une partie du bruit sur les spectres de la figure 34. Au contraire, l'optimisation de la détection et de l'alignement des faisceaux a contribué au très bon rapport signal/bruit des enregistrements des figures 36 et 37.

Lorsqu'on se place à faible densité de césium, on est contraint à observer de faibles épaisseurs optiques car la puissance du faisceau vert est limitée (à ≈ 300 mW dans la cellule) de même que le champ électrique statique (on ne peut dépasser 2000 V/cm sans risquer une décharge). On est alors gêné par le bruit associé aux fluctuations d'intensité du faisceau sonde. Ce bruit peut être en partie supprimé si l'on prend soin de retrancher du signal du détecteur la valeur correspondant à l'intensité du faisceau sonde avant la cellule. Cette méthode a été utilisée pour enregistrer le spectre de transmission de la figure 35. La densité de césium est faible et l'emprisonnement de la raie de résonance peu efficace ; aussi le faisceau sonde est-il plus amplifié par les atomes $7S$ qu'absorbé par les atomes $6P_{3/2}$ thermalisés. Si l'on compare au spectre de fluorescence inhibée, enregistré simultanément, on voit que le rapport signal/bruit est aussi bon, voire meilleur, en transmission qu'en fluorescence. Sur le spectre de fluorescence, on voit nettement que la puissance du laser vert a dérivé pendant l'enregistrement (les valeurs du signal de fluorescence au début et à la fin du spectre différent par 7 à 8 %). Il en résulte une déformation assez sensible du spectre de fluorescence inhibée. Au contraire le spectre de transmission n'est pratiquement pas affecté. Cela illustre le fait que les informations obtenues en observant la fluorescence et la transmission du faisceau sonde, même lorsqu'elles sont en principe équivalentes n'ont pas la même sensibilité aux défauts du montage expérimental.

Signalons enfin une deuxième méthode de détection qui consiste à orienter le prisme d'analyse à 45° du polariseur et à détecter séparément le faisceau transmis et le faisceau rejeté. En faisant la somme et la différence des deux signaux, on reconstitue simultanément les spectres d'amplification et de rotation optique, même si leurs modulations respectives ne permettent pas de les distinguer. Mais cette deuxième méthode, qui requiert deux détecteurs dont les réponses sont aussi identiques que possible, est plus lourde à mettre en oeuvre que la méthode exposée plus haut. Aussi n'avons nous enregistrés que

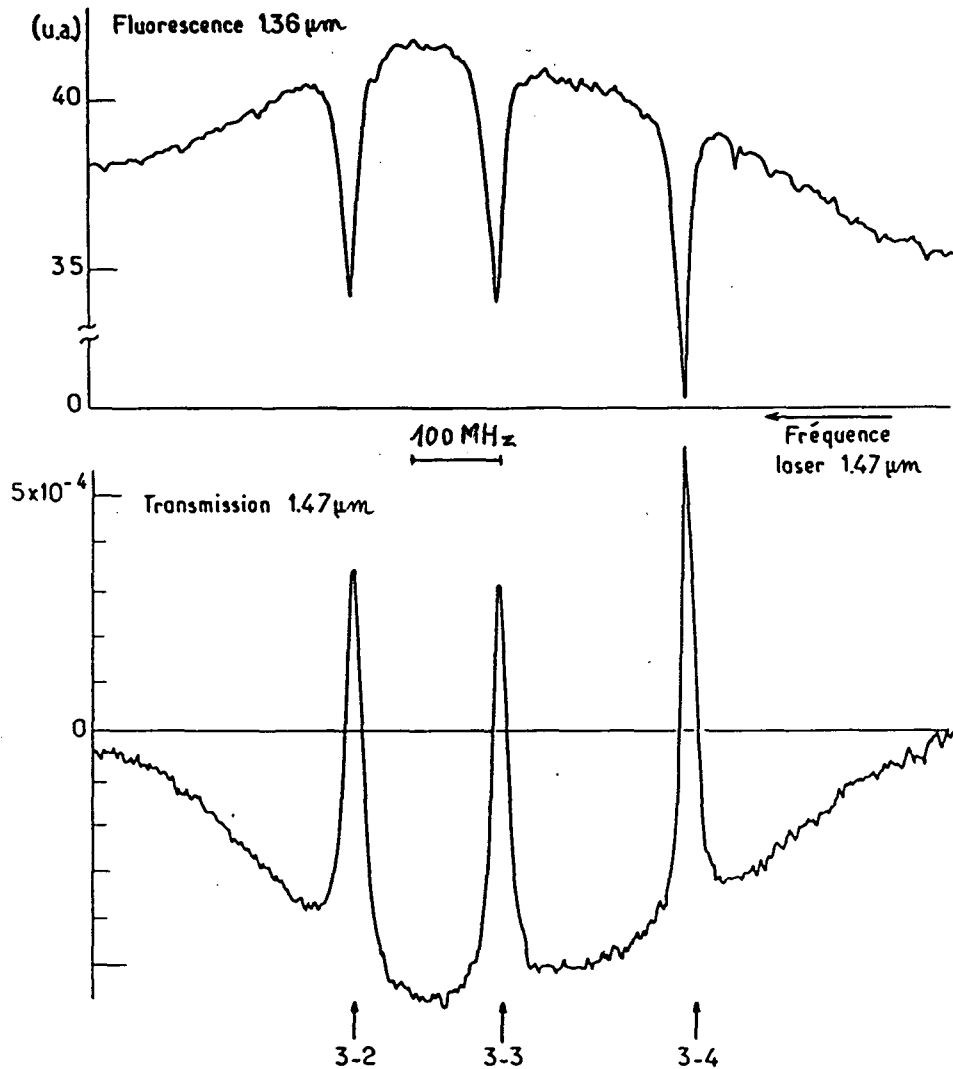


Fig. 35: Spectre obtenu en enregistrant simultanément la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ et la transmission du faisceau sonde. Le laser vert excite le niveau $7S, F=3$; le laser sonde balaye les transitions $7S, F=3 - 6P_{3/2}, F'=2, 3, 4$. Le faisceau sonde est observé à l'aide d'une photodiode Judson J16-5. Champ électrique: 2000V/cm . Densité de césium: $3 \times 10^{13}\ \text{at/cm}^3$.

quelques spectres par cette deuxième méthode, pour nous assurer que l'information qu'on en tire est bien équivalente à celle qu'on obtient en détectant le faisceau sonde derrière deux prismes légèrement décroisés.

3) Calcul des signaux détectés

Nous allons maintenant calculer les spectres d'amplification des faisceau sonde, de dichroïsme circulaire et de rotation optique.

Pour y parvenir, nous aurions pu envisager la méthode suivante : considérer que chaque fois qu'un atome effectue une transition entre $7S$ et $6P_{3/2}$, il amplifie (ou absorbe) le faisceau sonde. Cette méthode donne directement le spectre d'amplification, elle permet également de calculer le spectre de dichroïsme circulaire : ayant calculé l'orientation du niveau $7S$ (en présence du faisceau sonde polarisé linéairement), on considère que le faisceau sonde est la superposition de deux ondes d'hélicités $+1$ et -1 , et on constate que ces deux ondes sont amplifiées différemment. Ayant ainsi obtenu le dichroïsme circulaire, la relation de Kramers-Kronig ne permet malheureusement pas d'en déduire le pouvoir rotatoire car elle n'est valable qu'à l'ordre le plus bas dans le paramètre de saturation ⁽¹⁾.

Pour obtenir une expression plus exacte de tous les signaux, y compris le pouvoir rotatoire, nous allons développer une autre approche : le calcul du champ rayonné par la vapeur (avec une polarisation parallèle ou perpendiculaire à \hat{E}_d) nous donnera l'expression de l'amplification, du pouvoir rotatoire et du dichroïsme.

Nous écrivons le champ électrique du faisceau sonde (dans le référentiel du laboratoire) :

$$\vec{E}_d(z, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_d(z) \exp \{-i\omega_d(t-z/c)\} + \text{c.c.}$$

Son amplitude obéit à l'équation de propagation stationnaire [47]

(1) En fait on peut également établir des relations de Kramers-Kronig dans le cas de processus non linéaires. Mais celles-ci ne s'appliquent qu'aux ordres successifs de la réponse du système (cf par ex. [48]). Il faudrait donc écrire le développement perturbatif du signal, appliquer les relations de Kramers-Kronig sur chaque terme du développement, avant de sommer tous les termes.

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{\mathcal{E}}_d(z) = \frac{i\omega_d}{2\mathcal{E}_{oc}} \langle \vec{\mathcal{D}} \rangle \quad (\text{III-1})$$

où $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ est relié au dipôle macroscopique $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle(z,t)$ au sein de la vapeur par :

$$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle(z,t) = \frac{1}{2} \langle \vec{\mathcal{D}} \rangle \exp \{-i\omega_d(t-z/c)\} + \text{c.c.}$$

et \mathcal{E}_0 est la constante diélectrique du vide.

Compte-tenu des faibles épaisseurs optiques, nous considérons que $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ est indépendant de z . (lorsque l'excitation est pulsée, cette approximation peut ne plus être valable car les épaisseurs optiques atteignent ou dépassent l'unité. Cela complique considérablement le problème car il faut alors résoudre un système d'équations couplées pour l'évolution atomique et le champ $\vec{\mathcal{E}}_d(z,t)$. On attend également des effets nouveaux liés aux propriétés de l'amplification du faisceau sonde ; cf [12] et § III-5).

$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ résulte d'une intégrale sur les vitesses :

$$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle = 2 \int \sum_{F'} \text{tr} \left\{ \rho_{FF'}(\nu) \vec{\mathcal{D}} \right\} e^{i(\omega_d - \omega_{FF'} - \nu)t} d\nu \quad (\text{III-2})$$

Comme au premier chapitre, $\rho_{FF'}(\nu) \equiv \mathbb{P}(7S,F) \rho(\nu) \mathbb{P}(6P_{3/2},F')$ désigne la cohérence $7S-6P_{3/2}$, $\omega_{FF'}/2\pi$ est la fréquence de la transition $7S,F \rightarrow 6P_{3/2},F'$, $\vec{\mathcal{D}}$ l'opérateur dipolaire électrique.

Rappelons que la "vitesse" ν est reliée à la vitesse géométrique v_z des atomes par la relation I-7.

a) Le spectre d'amplification

Nous allons, dans un premier temps, établir le lien entre les spectres obtenus en observant l'amplification du faisceau sonde et les spectres de fluorescence inhibée. Le produit scalaire des deux membres de III-1 par $\vec{\mathcal{E}}_d^*(z)$ nous donne :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left| \vec{\mathcal{E}}_d(z) \right|^2 = \frac{\omega_d}{\mathcal{E}_{oc}} \int i \vec{\mathcal{E}}_d^*(z) \sum_{F'} e^{i(\omega_d - \omega_{FF'} - \nu)t} \text{tr} \left(\rho_{FF'}(\nu) \vec{\mathcal{D}}_{FF'}^+ \right) d\nu + \text{c.c.}$$

A l'aide de I-24-a et de $\frac{d}{dt} n_{7F}(\nu) = 0$ il vient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left| \vec{\mathcal{E}}_d(z) \right|^2 = \frac{2\hbar \omega_d}{\epsilon_{0c}} \int \{ \Lambda_F(\nu) - \Gamma_{7S} n_{7F}(\nu) \} d\nu$$

Après traversée d'une longueur ℓ de vapeur excitée :

$$\frac{1}{2} \epsilon_{0c} \left(\left| \vec{\mathcal{E}}_d(\ell) \right|^2 - \left| \vec{\mathcal{E}}_d(0) \right|^2 \right) / \hbar \omega_d = -\ell \times \Gamma_{7S} \left[\bar{n}_{7F} - \bar{n}_{7F}^{(0)} \right] \quad (\text{III-3})$$

or $\Gamma_{7S} \left[\bar{n}_{7F} - \bar{n}_{7F}^{(0)} \right]$ est l'accroissement, sous l'effet du faisceau sonde, du nombre d'émissions spontanées par unité de temps et par unité de volume. L'équation III-3 n'est autre qu'une équation de conservation pour les photons émis par les atomes $7S$: l'amplification du faisceau sonde se fait aux dépens de l'émission spontanée. Le spectre d'amplification et de fluorescence inhibée (cf. chap. I) sont donc bien opposés l'un de l'autre, quelle que soit la saturation par le faisceau sonde : l'épaisseur optique sur la transition a pour expression

$$\frac{\Delta I}{I} = \ell \frac{\Lambda}{\gamma \Gamma_{7S}} 4\pi c \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar c} \right) \frac{\left| \langle 7S_{1/2} \| \vec{r} \| 6P_{3/2} \rangle \right|^2}{6} \times \left(\frac{1}{s} \frac{\Delta \mathcal{J}_f}{\mathcal{J}_f} \right)$$

b) Modification de la polarisation du faisceau sonde

$\hat{\mathcal{E}}_d$ désignant la polarisation (linéaire) du faisceau sonde à l'entrée de la vapeur :

$$\vec{\mathcal{E}}_d(0) = \mathcal{E}_d(0) \hat{\mathcal{E}}_d,$$

nous décomposerons le champ à la sortie de la zone de vapeur excitée :

$$\vec{\mathcal{E}}_d(\ell) = \mathcal{E}_d(\ell) \hat{\mathcal{E}}_d + \mathcal{E}_\perp(\ell) \hat{\mathcal{E}}_\perp,$$

où $\hat{\mathcal{E}}_\perp \equiv \hat{k}_d \wedge \hat{\mathcal{E}}_d$.

Il nous faut donc calculer :

$$\mathcal{E}_\perp(\ell) = \frac{i\omega_d \ell}{\epsilon_{0c}} \int_{F'} \sum e^{i(\omega_d - \omega_{FF'} - \nu)t} \text{tr} \left\{ \rho_{FF'}(\nu) \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_\perp \right\} d\nu$$

Insérant l'expression (I-25) de $\rho_{FF'}(\nu)$, il vient (toujours dans l'approximation des faibles épaisseurs optiques) :

$$\mathcal{E}_\perp(\ell) = - \frac{\mathcal{E}_d(0)\omega_d \ell}{2\hbar\epsilon_0 c} \int \sum_{F'} \text{tr} \left\{ \frac{[\mathcal{D}_{FF'} \rho_{FF'}(\nu) - \rho_{7F}(\nu) \mathcal{D}_{FF'}] \vec{\mathcal{D}} \cdot \hat{\epsilon}_\perp}{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) + \gamma} \right\} d\nu$$

Comme aux chapitres précédents, nous ferons l'hypothèse que, dans le niveau $6P_{3/2}$, les orientations, alignements, etc... sont détruits par les collisions résonnantes et que des populations $n_{PF'}(\nu)$ suffisent à décrire les atomes $6P_{3/2}$.

On peut donc, à l'aide de l'opérateur $\vec{\mathcal{J}}$ (cf. app. A) écrire :

$$\mathcal{E}_\perp(\ell) = - \frac{\mathcal{E}_d(0)\omega_d \ell}{2\hbar\epsilon_0 c} \int \sum_{F'} \text{tr} \left\{ \frac{\hat{\epsilon}_d \cdot \vec{\mathcal{J}}_{F'}^F \cdot \hat{\epsilon}_\perp}{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) + \gamma} \left(\frac{n_{PF'}(\nu) \mathbb{P}(6P_{3/2}, F')}{2F'+1} - \rho_{7F}(\nu) \right) \right\} d\nu$$

A l'aide des formules A-30 et A-2 à A-4, on obtient :

$$\hat{\epsilon}_d \cdot \vec{\mathcal{J}}_{F'}^F \cdot \hat{\epsilon}_\perp = \frac{|\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \times \left\{ i \frac{a_{F'}^F}{2} \vec{F} \cdot \hat{k} + b_{F'}^F \frac{(\vec{F} \cdot \hat{\epsilon}_d + \vec{F} \cdot \hat{\epsilon}_\perp)^2 - (\vec{F} \cdot \hat{\epsilon}_d - \vec{F} \cdot \hat{\epsilon}_\perp)^2}{4} \right\}$$

Cet opérateur n'est formé que d'opérateurs tensoriels irréductibles de rang 1 et 2. Il est donc clair que les populations des niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$ ne modifient pas la polarisation du faisceau sonde. Seuls un alignement dont les axes sont à 45° de $\hat{\epsilon}_d$ où une orientation sont susceptibles de donner lieu à une rotation de la polarisation. Dans le cas présent, seule l'orientation $7S$ intervient car ni le faisceau excitateur ni le faisceau détecteur ne créent d'alignement suivant les bissectrices de $\hat{\epsilon}_d$ et $\hat{\epsilon}_\perp$ (du moins si l'on se limite aux processus conservant la parité). Il reste donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\perp(\ell) = & - \mathcal{E}_d(0) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right) \frac{\pi\omega_d \ell}{2} \frac{|\langle 7S_{1/2} \| \vec{r} \| 6P_{3/2} \rangle|^2}{2} \times \\ & \times \int \text{tr}(\rho_{7F}(\nu) \vec{F} \cdot \hat{k}) \sum_{F'} \frac{ia_{F'}^F}{F(F+1)} \times \frac{2\mathcal{A}_{F'}^F}{i(\omega_{FF'} - \omega_d + \nu) + \gamma} d\nu \end{aligned} \quad (\text{III-4})$$

On reconnaît dans cette expression la constante de structure fine ($e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c \simeq 1/137$). Pour obtenir l'expression du champ rayonné avec la polarisation $\hat{\epsilon}_\perp$, il reste à connaître l'orientation :

$$p_{7F}(\nu) \equiv \text{tr}(\rho_{7F}(\nu) \vec{F} \cdot \hat{k}) .$$

Le faisceau sonde étant polarisé linéairement, l'équation d'évolution de p_{7F} est beaucoup plus simple que II-7-b, car elle ne fait intervenir ni la population, ni l'alignement (comme au chapitre II, nous négligeons les tenseurs de rang ≥ 3). Elle s'écrit :

$$\frac{d}{dt} p_{7F}(\nu) = 0 = -\Gamma_{7S} p_{7F}(\nu) + \xi_e \Lambda^{(1)} g(\nu) - \sum_{F'} \lambda_{11} R_{F'}^F(\nu) p_{7F}(\nu)$$

où la notation λ_{11} , identique à celle du chapitre II, désigne un coefficient fonction de F' (voir II-7b et les définitions des λ_{ij}).

On peut donc reporter l'expression :

$$p_{7F}(\nu) = \frac{\xi_e \Lambda^{(1)} g(\nu)}{\Gamma_{7S} + \sum_{F'} \lambda_{11} R_{F'}^F(\nu)}$$

dans III-4 et intégrer, comme nous l'avons fait lors des calculs des chapitres I et II, en remplaçant $g(\nu)$ par $\delta(\nu - \nu_e)$. Nous utilisons la notation $\lambda_{01} = 3a_{F'}^{\downarrow} / 2F(F+1)$ introduite au chapitre II pour écrire :

$$\mathcal{E}_1 = -\mathcal{E}_d \times \frac{1}{137} \xi_e \Lambda^{(1)} \frac{\pi \omega_d \ell \left| \langle 7S_{3/2} \| \vec{r} \| 6P_{3/2} \rangle \right|^2}{3 \gamma \Gamma_{7S}} \times \frac{\sum_{F'} \lambda_{01} C_{F'}^F \left(\frac{+\Delta_{F'} + i}{1 + \Delta_{F'}^2} \right)}{1 + \sum_{F'} \frac{\lambda_{11} s C_{F'}^F}{1 + \Delta_{F'}^2}}$$

où $\Delta_{F'} = \omega_{FF'} - \omega_d + \nu_e$, et le paramètre de saturation s est donné par I-37. On voit que la modification de la polarisation a bien la signature de l'hélicité du faisceau vert, comme nous l'avons annoncé au § III-2-b.

On peut alors décrire l'effet sur la polarisation à l'aide d'une différence d'

indice (complexe) entre les polarisations circulaires $\hat{\epsilon}_+ = \frac{\hat{\epsilon}_d + i\hat{\epsilon}_1}{\sqrt{2}}$ et $\hat{\epsilon}_- = \frac{\hat{\epsilon}_d - i\hat{\epsilon}_1}{\sqrt{2}}$:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_d \frac{n_- - n_+}{2} \ell \omega_d / c.$$

$n_- - n_+$ a pour expression :

$$\frac{n_- - n_+}{2} = - \xi_e \frac{\Lambda^{(1)}}{\gamma \Gamma_{7s}} \frac{2\pi c}{137} \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{r} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{6} \times \frac{\sum_{F'} \lambda_{01} C_{F'}^F \left(\frac{\Delta_{F'} + i}{1 + \Delta_{F'}^2} \right)}{1 + \sum_{F'} \frac{\lambda_{11} s C_{F'}^F}{1 + \Delta_{F'}^2}} \quad (\text{III-5})$$

Le calcul de la partie isotrope n de l'indice est semblable à celui de $n_+ - n_-$. Si l'on omet la présence des atomes $6P_{3/2}$, $n-1$ est donné par une expression analogue à III-5, mais en substituant Λ à $\xi_e \Lambda^{(1)}$ et $\lambda_{00}=1$ à λ_{01} et λ_{11} . $\Lambda^{(1)} / \Gamma_{7s}$ est, par unité de volume, le nombre d'atomes polarisés en l'absence de faisceau sonde et $c\vec{r}^2/\gamma$ est homogène à un volume ; il est donc facile de vérifier que $n-1$ est sans dimension.

Les parties réelle et imaginaire de III-5 nous donnent respectivement le pouvoir rotatoire et le dichroïsme circulaire ; elles ont respectivement une forme de dispersion et d'absorption, élargie par la saturation. Ces résultats sont d'une simplicité remarquable si l'on compare à la forme spectrale obtenue au chapitre II pour le signal d'orientation observé en fluorescence. On note également que l'expression III-5 ne fait intervenir aucun dénominateur de saturation lié à la présence des atomes $6P_{3/2}$, contrairement aux formes spectrales obtenues lorsqu'on observe la fluorescence (terme \mathcal{F} dans I-47 et \mathcal{F}_p dans II-11).

4) Comparaison théorie-expérience

Les spectres de la figure 36 représentent, en fonction de la fréquence du faisceau sonde, le signal obtenu en enregistrant l'intensité transmise par le prisme d'analyse modulée comme (a) la polarisation plane (b) l'hélicité du faisceau excitateur. Le rapport signal/bruit est très bon, tant pour le spectre de rotation optique que pour le spectre d'absorption. La courbe (c) indique le spectre théorique de pouvoir rotatoire (partie réelle de l'expression III-5). L'accord théorie-expérience est excellent.

La figure 37-(b) montre les spectres de dichroïsme circulaire (une lame $\lambda/4$ d'axes parallèles aux axes du polariseur, a été insérée avant l'analyseur).

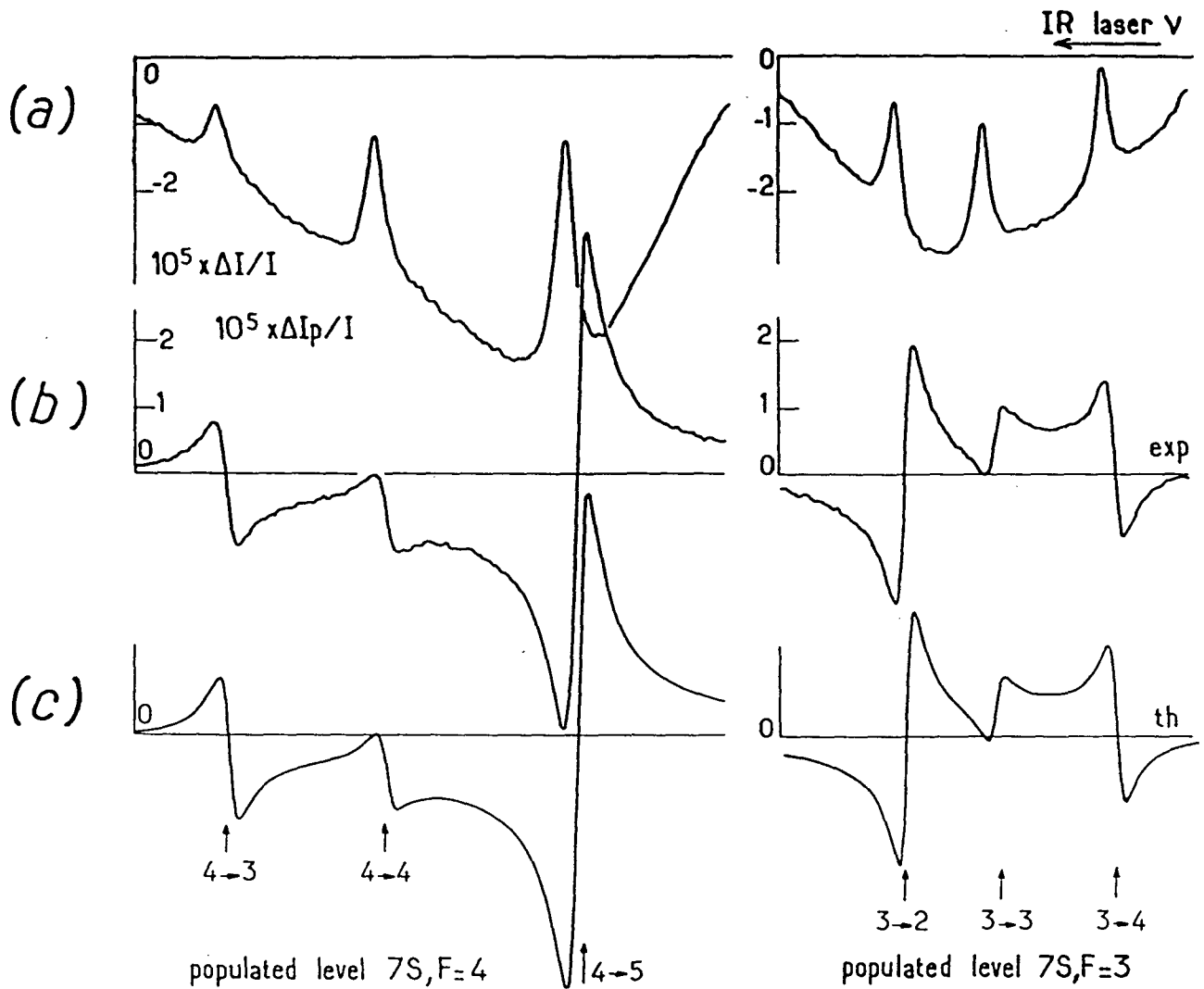


Fig.36 : Enregistrement simultané de la transmission du faisceau sonde (a) et de la rotation optique (b). Le faisceau sonde est détecté derrière un prisme d'analyse presque croisé (angle de décroisement: $7,5 \times 10^{-2}$ radian). La normalisation correspond à l'ouverture complète du prisme d'analyse.

Champ électrique 2000V/cm; densité de césium: 10^{14} at/cm³.

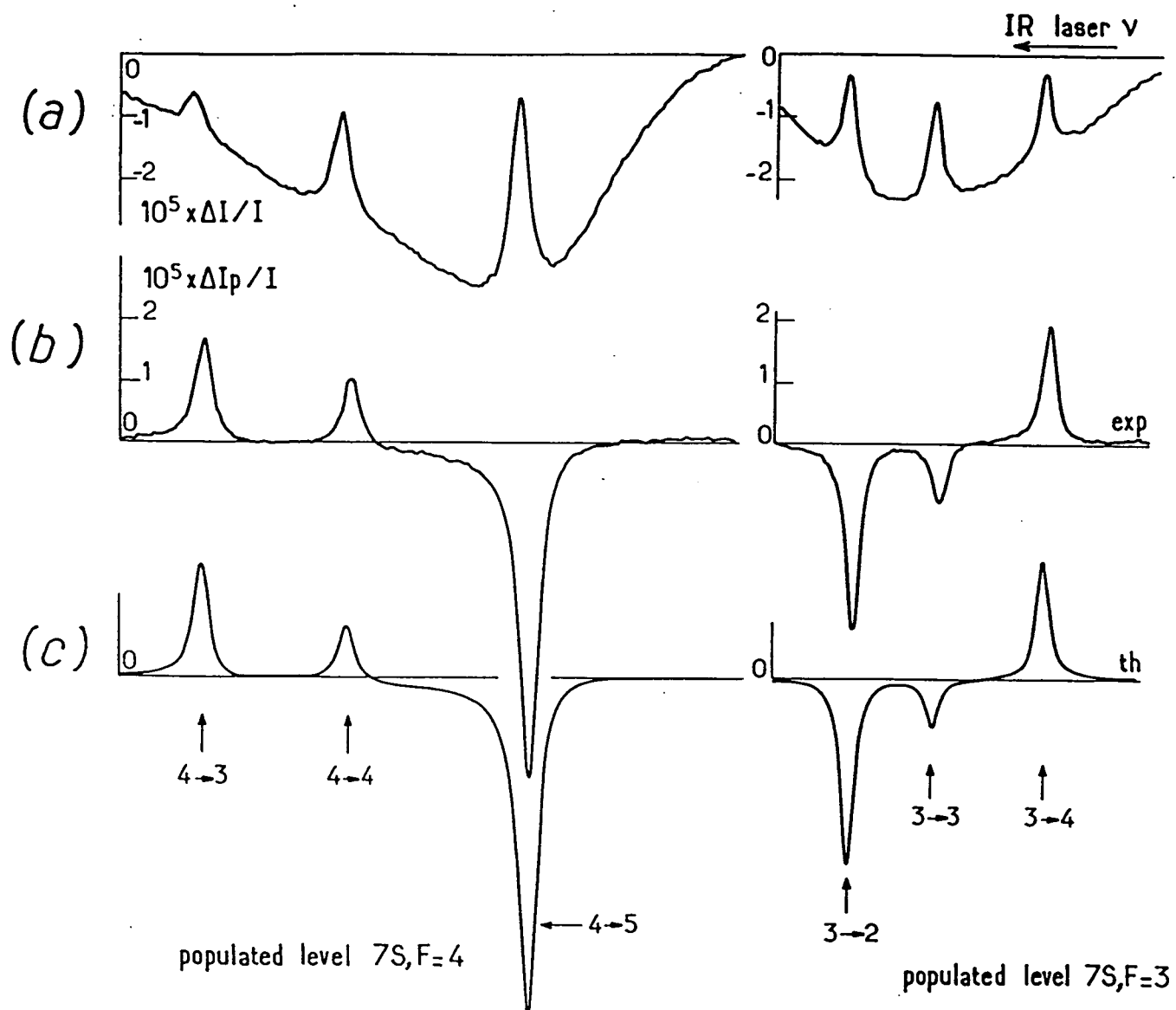


Fig.37 : Par rapport aux spectres de la figure 36, un lame quart d'onde à $1,47\mu\text{m}$ (d'axes parallèles aux axes du polariseur) a été insérée avant le prisme d'analyse. Le spectre (b) est donc le spectre de dichroïsme circulaire.

Là encore, le rapport signal/bruit est très bon. L'allure du spectre de dichroïsme a, au bruit près, une forme d'absorption pure pour les transitions $7S, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'$. Le spectre obtenu en excitant le niveau $7S, F=4$ n'est pas rigoureusement pur; le très bon rapport signal / bruit permet de déceler une légère contribution dispersive. Les spectres théoriques (c) ont été obtenus en traçant pour $F = 3$ le spectre de dichroïsme pur (partie imaginaire de III-5) et pour $F = 4$ le spectre de dichroïsme avec une contribution de 5 % du pouvoir rotatoire. Rappelons que la contribution du pouvoir rotatoire est due à un défaut d'orientation de la lame quart d'onde (voir note ⁽¹⁾, §III-2-b) ; cette dernière n'ayant exactement la même orientation pour les deux spectres (elle a dû être enlevée puis remise), la correction à appliquer pour tenir compte de ce défaut n'a pas de raison d'être la même. L'accord théorie-expérience est là encore satisfaisant.

On note que, pour ces spectres comme pour les spectres précédemment étudiés, il était important de prendre en compte les effets de saturation. Sur la figure 38 nous avons tracé un spectre de dichroïsme avec et sans prise en compte des effets de saturation, à $s=1$, lorsqu'on excite le niveau $7S, F=4$. On voit que, sans la prise en compte des effets de saturation, le spectre théorique n'aurait pas pu rendre compte du spectre expérimental correspondant (fig. 37).

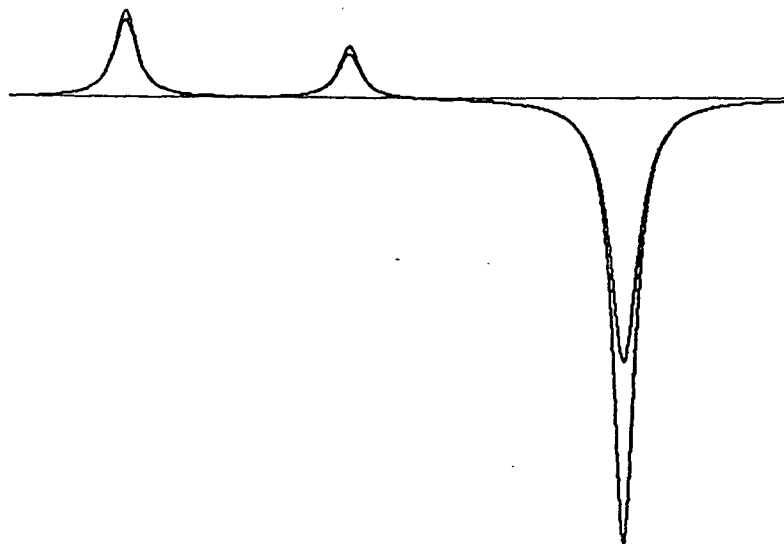


Fig. 38 - Spectres théoriques du signal de dichroïsme circulaire avec et sans prise en compte des effets de saturation (le spectre prenant en compte la saturation est bien sûr celui dont les hauteurs sont les plus faibles). Transitions $7S, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 3, 4, 5$; amortissement du dipôle $7S - 6P_{3/2} : \gamma/2\pi = 12$ MHz; saturation : $s=1$.

Au chapitre II, nous avons exploité les spectres du signal d'orientation observé en fluorescence et nous en avons déduit la valeur du rapport β/α des polarisabilités scalaire et vectorielle de la transition 6S - 7S. Les spectres tels que ceux des figures 36 et 37 offrent une autre possibilité de déterminer le rapport β/α . En effet la hauteur des pics du signal d'amplification et l'amplitude des signaux de rotation optique sont reliés, si l'on omet les effets de saturation, par un facteur

$$\frac{2}{\theta} \frac{\Lambda^{(1)} \lambda_{01}}{\Lambda} = \frac{2}{\theta} a_{F'} \downarrow g_F \frac{\beta}{\alpha}$$

(voir l'expression II-6 de $\Lambda^{(1)}$) où $g_F = \pm 1/(2I+1)$ pour $F = (2I \pm 1)/2$.

Des spectres enregistrés à très basse saturation permettent donc de déterminer simplement le rapport β/α . Lorsque la saturation devient non négligeable, le problème se complique quelque peu : prendre en compte la saturation des effets fins (dénominateurs de III-5 et I-50) ne pose pas de difficulté si le paramètre de saturation s est connu ; par contre la saturation des pics d'amplification par les effets de largeur Doppler (dénominateur de I-47) fait intervenir l'amortissement de la population $6P_{3/2}$.

5) Intérêt de la détection du faisceau sonde transmis pour une mesure de violation de parité

L'intérêt principal des transitions interdites pour les mesures de violation de parité est de défavoriser les processus conservant la parité et donc de permettre une plus grande asymétrie droite-gauche \mathcal{A}^{PV} . En contrepartie l'absorption $\Delta I_{ex}/I_{ex}$ est si faible pour le faisceau excitateur qu'il est très difficile d'observer l'excitation de la transition interdite sur le faisceau transmis; et surtout si l'asymétrie est \mathcal{A}^{PV} sur l'absorption (ou la fluorescence), elle sera $\mathcal{A}^{PV} \times \Delta I_{ex}/I_{ex}$ sur la transmission.

C'est pourquoi l'observation des transitions interdites passe généralement par la détection de la fluorescence des atomes excités. C'est d'ailleurs la fluorescence, soit directe, soit par échelons qui a été détectée

dans les mesures de violation de parité effectuées, tant sur le césium que sur le thallium, en excitant une transition interdite [14, 18, 49]. L'inconvénient réside dans les faibles angles solides de détection : la plus grande partie des photons de fluorescence échappe à la détection.

Observer l'amplification d'un faisceau sonde, résonnant pour une transition permise partant du niveau excité de la transition interdite, permet de détecter en principe, tous les atomes excités, ainsi qu'on le ferait en observant l'absorption du faisceau excitateur. Mais l'intérêt est qu'avec un faisceau excitateur suffisamment intense (rayon $\simeq 0,4$ mm, puissance $\simeq 300$ mW), nous obtenons des épaisseurs optiques nettement plus élevées pour le faisceau sonde ($\simeq 4 \times 10^{-3}$) que pour le faisceau excitateur ($\simeq 10^{-5}$). Ainsi il devient envisageable de détecter la violation de parité en observant la transmission, non pas du faisceau excitateur, mais du faisceau sonde : l'asymétrie droite-gauche est entièrement transférée dans la matrice de gain pour le faisceau sonde [12] et le rapport signal/bruit est d'autant plus grand que les épaisseurs optiques sont élevées.

On peut calculer simplement l'épaisseur optique pour le faisceau excitateur : elle est égale au rapport entre le nombre de photons verts absorbés $S \times \ell \times \Lambda$ et le nombre N_{ex} de photons verts incidents ($\Lambda = \int \Lambda_F(\nu) d\nu$ est le terme source de population dans le niveau $7S$, cf. I-21, ℓ la longueur de vapeur excitée, et S la section du faisceau vert, supposée égale à celle du faisceau sonde). Nous connaissons également le gain sur le faisceau sonde à résonance sur une transition $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$ (cf. III-5 et sa transposition à la partie isotrope de l'indice). Nous pouvons donc en déduire le rapport entre les épaisseurs optiques du faisceau détecteur et du faisceau excitateur :

$$\eta = \left\{ \frac{4\pi \omega_d}{137} \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{r} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{6\gamma} C_{F'}^F \right\} \frac{N_{ex}}{S} (1/\Gamma_{7S})$$

On voit apparaître la section efficace d'émission induite $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$ (terme entre accolades) et on comprend l'intérêt de la transition $7S \rightarrow 6P_{3/2}$: la section efficace est grande et le rapport de branchement favorable. La présence, dans le rapport η , de la durée de vie $1/\Gamma_{7S}$ du niveau $7S$ traduit le fait que les atomes ont d'autant plus de chances d'amplifier le faisceau sonde qu'ils restent longtemps dans le niveau $7S$.

Enfin le rapport η est proportionnel à N_{ex}/S : il est donc capital de disposer d'un faisceau excitateur aussi intense que possible. Or la nécessité d'adapter

la taille du faisceau sonde à celle du faisceau excitateur impose, compte-tenu de la divergence du faisceau IR, une valeur minimale pour la section S des faisceaux. C'est donc en définitive en augmentant la puissance du faisceau excitateur que l'on peut espérer augmenter le rapport η et donc l'épaisseur optique pour le faisceau sonde. La puissance des lasers à colorants continus étant limitée à une valeur de l'ordre du watt, c'est naturellement vers les lasers pulsés que l'on se tourne pour obtenir de fortes puissances excitatrices. Après une excitation pulsée de la transition interdite, l'épaisseur optique peut atteindre ou même dépasser 1.

C'est par suite, sur un montage pulsé que nous envisageons de réaliser les prochaines expériences de violation de parité.

Un phénomène nouveau, apparaissant lorsque les épaisseurs optiques sont supérieures à l'unité, devrait en outre permettre d'amplifier l'asymétrie de violation de parité. L'expérience consistera [12] à exciter la transition interdite 6S-7S, en présence d'un champ électrique longitudinal, par un faisceau pulsé polarisé linéairement. On crée ainsi deux alignements dans le niveau 7S. Le plus grand est un alignement Stark, conservant la parité ; ses axes sont parallèle et perpendiculaire à la polarisation $\hat{\epsilon}_e$ du faisceau excitateur. Le plus petit, violant la parité, a ses axes à $\pm 45^\circ$ de $\hat{\epsilon}_e$. Chacun de ces deux alignements donne naissance à un dichroïsme plan, que l'on détectera par la modification qu'il entraîne sur la polarisation $\hat{\epsilon}_d$ du faisceau sonde. Si le faisceau sonde est polarisé suivant un des axes de l'alignement Stark, il ne sera sensible, au début de sa propagation dans la vapeur, qu'à l'alignement violant la parité qui fera tourner $\hat{\epsilon}_d$ d'un petit angle $\delta\theta^{PV}$. Mais, dès lors, s'étant écarté des axes de l'alignement Stark, le faisceau sonde verra sa polarisation modifiée par le dichroïsme plan conservant la parité. Si le faisceau sonde est initialement polarisé suivant la direction de plus fort gain, le dichroïsme conservant la parité aura pour effet de diminuer l'angle $\delta\theta^{PV}$. C'est bien entendu le cas opposé qui est le plus intéressant : si la polarisation $\hat{\epsilon}_d$ est initialement suivant la direction de plus faible gain, l'angle $\delta\theta^{PV}$ c'est à dire le signal de violation de parité sera amplifié, au cours de la propagation dans la vapeur, par le dichroïsme plan conservant la parité.

Il est clair qu'il est trop tôt pour affirmer avec certitude que cette "amplification de la violation de parité" contribuera à améliorer la précision sur les mesures de violation de parité, car atteindre une précision de l'ordre du % sur une mesure dans laquelle intervient un processus non linéaire suppose

une parfaite maîtrise de tous les paramètres en jeu. Cependant cette méthode, de par l'intérêt qu'elle présente, mérite d'être étudiée afin d'en déterminer les possibilités et les limites. Si elle confirmait les espoirs que l'on peut fonder sur elle, elle permettrait par exemple de mesurer la violation de parité sur des alcalins plus légers, notamment le rubidium car cet atome a l'avantage d'avoir deux isotopes stables. Ayant obtenu deux combinaisons linéaires des charges faibles $C_u^{(1)}$ et $C_d^{(1)}$ des quarks u et d [10-III], on pourrait alors déterminer séparément $C_u^{(1)}$ et $C_d^{(1)}$.

Les résultats obtenus sur le montage pulsé feront l'objet de la thèse de Philippe JACQUIER [13].

CONCLUSION

Dans le but d'améliorer la précision statistique sur les mesures de violation de parité sur la transition 6S-7S de l'atome de césium, une nouvelle méthode a été envisagée pour exciter cette transition très interdite et détecter les atomes excités [12]. L'expérience consistera à exciter la transition 6S-7S par un faisceau pulsé et à observer l'amplification transitoire d'un faisceau sonde résonnant pour la transition 7S-6P_{3/2}. C'est en exploitant les propriétés de polarisation du faisceau sonde amplifié que l'on cherchera à détecter, et à mesurer, un alignement violant la parité dans le niveau 7S.

Les expériences décrites dans cette thèse ont permis de tester, sur un montage continu, plusieurs points essentiels sur lesquels repose le projet:

1) Nous avons constaté que la présence du faisceau sonde donne lieu à une émission induite 7S → 6P_{3/2}: celle-ci se manifeste par une diminution, sans largeur Doppler, de la fluorescence sur la transition concurrente 7S → 6P_{1/2}. Par la suite nous avons observé l'amplification du faisceau sonde associé à cette émission induite, malgré les faibles épaisseurs optiques disponibles du fait de l'excitation continue donc peu puissante.

2) Nous avons pu établir qu'en présence d'une orientation dans le niveau 7S l'émission induite est sensible à l'hélicité du faisceau sonde. Par la suite nous avons pu montrer qu'une orientation dans le niveau 7S modifie la polarisation du faisceau sonde: nous avons enregistré des spectres de pouvoir rotatoire et de dichroïsme circulaire d'un excellent rapport signal/bruit. Cette dernière expérience prépare assez directement la future expérience de violation de parité dont elle diffère par le caractère continu de l'excitation et la grandeur de l'effet cherché mais aussi par la nature du signal détecté: alignement au lieu d'orientation.

3) Détecter un alignement dans le niveau 7S_{1/2} impose de pouvoir résoudre la structure hyperfine de 6P_{3/2}. Les spectres enregistrés ont montré que la structure hyperfine est entièrement résolue, même aux pressions de césium nécessaires pour la future expérience de violation de parité (10 à 30 mTorr). La détection d'un alignement électrofaible dans le niveau 7S semble donc possible.

Parallèlement au travail expérimental, un effort théorique a été poursuivi pour parvenir à une compréhension, non seulement qualitative mais surtout quantitative des phénomènes observés à basse saturation.

Une résolution numérique des équations d'évolution eût été envisageable;

mais celle-ci n'aurait pas permis -ou du moins aurait rendu fastidieuse- une interprétation qualitative de tous les phénomènes observés . Au contraire nous avons pu aboutir à une forme entièrement analytique, beaucoup plus parlante, en exploitant le caractère "interdit" du système à trois niveaux: i) l'excitation de la transition interdite peut être traitée à l'ordre le plus bas ii) il existe, entre la largeur en fréquence de la transition $6S-7S$, la largeur de la raie $7S-6P_{3/2}$ et la largeur Doppler, une hiérarchie marquée qui simplifie les intégrales sur les vitesses iii) la contribution des processus cohérents de type Raman est faible devant celle des processus incohérents par échelons. Enfin une dernière approximation, justifiée à basse saturation, a permis une résolution non perturbative des équations d'évolution: omettant les ordres tensoriels $k \geq 3$, le modèle aboutit à une expression analytique de la forme spectrale prenant en compte la redistribution collisionnelle dans $6P_{3/2}$. La forme spectrale rend compte de façon détaillée de tous les spectres enregistrés à basse saturation ($s \lesssim 1$). Pour des intensités modérément saturantes, la forme spectrale théorique reste qualitativement valable et ce n'est qu'à très forte saturation, sur les composantes $\Delta F = 0$ et $\Delta F = -1$ des spectres de fluorescence caractéristiques de l'orientation $7S$, que l'effet de l'omission des ordres tensoriels élevés peut être mis en évidence. Cet effort théorique s'est concrétisé par le dépouillement numérique des spectres enregistrés à faible saturation. Nous en avons tiré, en fonction de la densité atomique, les amortissements de la cohérence $7S-6P_{3/2}$ et de la population totale $6P_{3/2}$. La connaissance de ces deux amortissements sera très utile pour nos futures expériences sur le césium. Le modèle théorique a également permis de tirer des spectres enregistrés la valeur de l'orientation du niveau $7S$ excité par un laser polarisé circulairement. Nous avons ainsi obtenu, pour le rapport des polarisabilités scalaire et vectorielle de la transition $6S-7S$ une valeur en très bon accord avec les valeurs obtenues antérieurement par d'autres méthodes, à l'ENS ou dans d'autres laboratoires. Cet accord montre que notre interprétation théorique est quantitativement suffisamment correcte pour permettre une mesure d'une anisotropie de la vapeur dans le niveau $7S$.

D'ores et déjà, puisqu'une orientation ou un alignement dans $7S$ semblent accessibles sur la fluorescence, sans analyse de polarisation, nous concluons que l'utilisation du faisceau sonde peut permettre d'améliorer la précision statistique sur le montage antérieurement utilisé à l'ENS pour les mesures de violation de parité, où l'excitation se fait en continu. Toutefois la voie actuellement suivie, dans laquelle l'excitation sera pulsée et la détection portera sur le transitoire de gain vu par le faisceau sonde, semble encore la

plus prometteuse: plusieurs tests importants réunis dans ce travail indiquent que le but fixé devrait être accessible.

Enfin, indépendamment de la violation de parité qui est en définitive notre motivation, ce travail a mis en évidence l'intérêt inhérent aux systèmes interdits à trois niveaux: les différentes spectroscopies (étude des populations ou des orientations, observation de la fluorescence ou de la transmission) que l'on peut réaliser sur ces systèmes inhabituels permettent d'aborder de plusieurs façons différentes les problèmes de relaxation dans les niveaux de résonance. Bien que le système ait été étudié par des méthodes variées, les résultats se recourent et s'interprètent dans un cadre théorique commun. Cette diversité, jointe à cette cohérence, avec en plus l'intérêt fondamental de la motivation, nous ont rendu ce travail particulièrement attrayant.

APPENDICE A

DECOMPOSITION DES OPERATEURS $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ ET $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^{\uparrow F}$

Pour simplifier les calculs des taux d'émission ou d'absorption sur la transition $7S \rightarrow 6P_{3/2}$, nous avons introduit l'opérateur

$$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F \equiv P(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} P(7S_{1/2}, F) ,$$

qui n'agit qu'à l'intérieur du niveau $7S_{1/2}, F$, et l'opérateur

$$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^{\uparrow F} \equiv P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} P(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} P(6P_{3/2}, F')$$

qui n'agit qu'à l'intérieur du niveau $6P_{3/2}, F'$ ($\vec{\mathcal{D}} \equiv -|e| \vec{r}$ est l'opérateur moment dipolaire électrique, $P(\alpha, F)$ est le projecteur sur la multiplicité F du niveau α). Les taux d'émission partant de $7S_{1/2}, F$ (ou d'absorption partant de $6P_{3/2}, F'$) sont alors donnés par des expressions du type $\text{tr}\{\hat{u} \cdot \vec{\mathcal{T}} \cdot \hat{v} Q\}$ où \hat{u}, \hat{v} sont des vecteurs polarisation, et Q un opérateur n'agissant qu'à l'intérieur du niveau de départ. En particulier la probabilité d'émission d'un photon de polarisation $\hat{\epsilon}$ est proportionnelle à $\text{tr}\{\hat{\epsilon} \cdot \vec{\mathcal{T}} \cdot \hat{\epsilon}^* \rho_{7F}\}$, et la probabilité d'absorption d'un photon de polarisation $\hat{\epsilon}$ est proportionnelle à $\text{tr}\{\hat{\epsilon}^* \cdot \vec{\mathcal{T}}' \cdot \hat{\epsilon} \rho_{PF}\}$, où ρ_{7F} et ρ_{PF} sont les matrices densité dans $7S, F$ et $6P_{3/2}, F'$.

Les opérateurs $\vec{\mathcal{T}}$ et $\vec{\mathcal{T}}'$ sont les opérateurs tensoriels de rang 2. On peut donc les décomposer sur la base formée par les opérateurs tensoriels irréductibles $F^{(0)}$, $F^{(1)}$ et $F^{(2)}$, respectivement de rang 0, 1 et 2. Cet appendice sera consacré au calcul des décompositions de $\vec{\mathcal{T}}$ et $\vec{\mathcal{T}}'$ sur cette base, pour les transitions $7S_{1/2}, F - 6P_{3/2}, F'$, puis $7S_{1/2}, F - 6P_{1/2}, F'$. Enfin nous donnerons la généralisation de la méthode à n'importe quelle transition dipolaire d'un atome de spin nucléaire quelconque.

Les notations, définitions et conventions seront identiques à celles de l'appendice C du livre de Messiah [30].

I - DECOMPOSITION DE $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ EN PARTIES IRREDUCTIBLES

1) La méthode de la décomposition

Pour illustrer la méthode de décomposition d'un opérateur de rang 2, rappelons que la décomposition du produit tensoriel $\vec{F} \otimes \vec{F}$ en opérateurs tensoriels irréductibles

$$\vec{F} \otimes \vec{F} = \vec{F}^{(0)} + i \vec{F}^{(1)} + \vec{F}^{(2)} \quad (\text{A-1})$$

se traduit, en coordonnées cartésiennes, par l'identité

$$F_i F_j = \frac{\vec{F}^2}{3} \delta_{ij} + \left[\frac{F_i F_j - F_j F_i}{2} \right] + \left[\frac{F_i F_j + F_j F_i}{2} - \frac{\vec{F}^2}{3} \delta_{ij} \right].$$

$$\vec{F}^{(0)} = \frac{\vec{F}^2}{3} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ est un opérateur scalaire:}$$

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(0)} \cdot \hat{v} = \frac{\vec{F}^2}{3} (\hat{u} \cdot \hat{v}) \quad (\text{A-2})$$

$$\vec{F}^{(1)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & F_z & -F_y \\ -F_z & 0 & F_x \\ F_y & -F_x & 0 \end{pmatrix} \text{ est un opérateur antisymétrique}^{(1)}:$$

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(1)} \cdot \hat{v} = \frac{1}{2} \vec{F} \cdot (\hat{u} \wedge \hat{v}) \quad (\text{A-3})$$

$\vec{F}^{(2)}$, appelé alignement, est un opérateur tensoriel irréductible de rang 2; il est donc symétrique ($[\vec{F}^{(2)}]_{ij} = [\vec{F}^{(2)}]_{ji}$), et la trace $\sum_i [\vec{F}^{(2)}]_{i1}$ est nulle.

$$\hat{u} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \hat{v} = \frac{1}{2} [(\vec{F} \cdot \hat{u})(\vec{F} \cdot \hat{v}) + (\vec{F} \cdot \hat{v})(\vec{F} \cdot \hat{u})] - \frac{\vec{F}^2}{3} (\hat{u} \cdot \hat{v}) \quad (\text{A-4})$$

De la même façon, on réalise la décomposition d'un opérateur \vec{J} , de rang 2, en opérateurs tensoriels irréductibles de rang 0, 1 et 2 en écrivant

(1) Noter la présence du facteur i dans (A-1) qui fait de $\vec{F}^{(1)}$ un opérateur réel (mais non hermitique).

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_{1j} &= \frac{1}{3} \delta_{1j} \sum_k \mathcal{T}_{kk} \\
&+ \frac{1}{2} [\mathcal{T}_{1j} - \mathcal{T}_{j1}] \\
&+ \frac{1}{2} [\mathcal{T}_{1j} + \mathcal{T}_{j1}] - \frac{1}{3} \delta_{1j} \sum_k \mathcal{T}_{kk}
\end{aligned} \tag{A-5}$$

Nous savons a priori que cette décomposition est unique; mais nous vérifierons, dans le cas des transitions $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$, que toutes les composantes de $\vec{\mathcal{T}}$ conduisent bien à la même décomposition.

2) Application à l'opérateur $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$

L'opérateur $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ est défini par (\vec{u}, \vec{v} quelconques):

$$\vec{u} \cdot \vec{\mathcal{T}}_{F'}^F \cdot \vec{v} \equiv P(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{v} P(7S_{1/2}, F); \tag{A-6}$$

il n'agit qu'à l'intérieur du niveau $7S_{1/2}, F$.

Evaluons d'abord les composantes sphériques (découplées) de $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_{qq'} &= \sum_{m_1 m_2 \mu} |7S_{1/2}, Fm_1\rangle \langle 7S_{1/2}, Fm_1| \mathcal{D}_q^{(1)} |6P_{3/2}, F'\mu\rangle \\
&\times \langle 6P_{3/2}, F'\mu| \mathcal{D}_{q'}^{(1)} |7S_{1/2}, Fm_2\rangle \langle 7S_{1/2}, Fm_2|
\end{aligned} \tag{A-7}$$

Les états $|F, m\rangle, |F', \mu\rangle$ résultent du couplage du moment cinétique électronique ($J = 1/2$ ou $3/2$) avec le spin nucléaire ($I = 7/2$ pour le noyau de ^{133}Cs). Nous utiliserons le théorème de Wigner-Eckart écrit sous la forme⁽¹⁾:

$$\begin{aligned}
\langle (j_1, j_2) jm | T_{q_1}^{(k_1)} | (j_1', j_2) j'm' \rangle &= \langle j_1 || T^{(k_1)} || j_1' \rangle \\
&\times (-1)^{-j_2 - j_1 + m} \begin{Bmatrix} j_1' & k_1 & j \\ j_1 & j_2 & j_1' \end{Bmatrix} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} j_1' & k_1 & j \\ m' & q_1 & -m \end{Bmatrix}.
\end{aligned} \tag{A-8}$$

(1) J. Bauche, cours de Mécanique Quantique au D.E.A. d'Orsay, ou formules 84 et 89 de l'appendice C du livre de Messiah.

A l'aide de la relation de conjugaison

$$\langle j' \| T^{(k)} \| j \rangle = (-1)^{j'-j} \langle j \| [T^{(k)}]^\dagger \| j' \rangle^* ,$$

nous pouvons récrire (A-7) sous la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{qq'} &= \mathcal{A}_{F'}^F \times |\langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{D} \| 6P_{3/2} \rangle|^2 \times \\ &\times (-1)^q \sum_m |\langle 7S_{\frac{1}{2}}, Fm \rangle \langle 7S_{\frac{1}{2}}, Fm-q-q' \rangle| \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m-q & q & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m-q-q' & q' & -(m-q) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (A-9)$$

où nous avons posé

$$\mathcal{A}_{F'}^F \equiv \left\{ \begin{matrix} F & 1 & F' \\ 3/2 & 7/2 & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 \times (2F+1)(2F'+1) \quad (A-10)$$

Les coefficients 6-j sont donnés dans l'appendice C-II du livre de Messiah ([30], page 916)

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{matrix} 3 & 1 & F' \\ 3/2 & 7/2 & 1/2 \end{matrix} \right\} &= (-1)^{F'+1} \sqrt{\frac{(F'+6)(-F'+5)}{16 \times 6 \times 7}} \\ \left\{ \begin{matrix} 4 & 1 & F' \\ 3/2 & 7/2 & 1/2 \end{matrix} \right\} &= (-1)^{F'+1} \sqrt{\frac{(F'-2)(F'+3)}{16 \times 6 \times 9}} \end{aligned}$$

Nous obtenons donc

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_4^3 &= 15/16 \quad ; \quad \mathcal{A}_5^4 = 44/16 \\ \mathcal{A}_3^3 &= \mathcal{A}_4^4 = 21/16 \\ \mathcal{A}_2^3 &= 20/16 \quad ; \quad \mathcal{A}_3^4 = 7/16 \end{aligned} \quad (A-11)$$

Il reste maintenant à décomposer le tenseur ayant pour composantes sphériques:

$$\mathcal{P}_{q,q'} = \sum_m |F,m\rangle \langle F,m-q-q'| (-1)^q \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m-q & q & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m-q-q' & q' & -(m-q) \end{pmatrix} \quad (\text{A-12})$$

(\mathcal{P} est un intermédiaire de calcul et n'apparaît que dans cet appendice).

Nous utiliserons

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{m}{\sqrt{j(j+1)(2j+1)}} ,$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{\sqrt{2(j+m+1)(j-m)}}{\sqrt{2j(2j+1)(2j+2)}} ,$$

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m+1} \frac{\sqrt{2(j+m+1)(j-m+1)}}{\sqrt{(2j+1)(2j+2)(2j+3)}} ,$$

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m+1} \frac{\sqrt{(j-m)(j-m+1)}}{\sqrt{(2j+1)(2j+2)(2j+3)}} .$$

a) Cas d'une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F+1$

Nous introduirons

$$\Delta \equiv (2F+1)(2F+2)(2F+3) . \quad (\text{A-13})$$

Les composantes sphériques sont alors

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{11} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F,m\rangle \langle F,m-2| \sqrt{(F+m)(F+m+1)(F-m+1)(F-m+2)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [(F_+)^2] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{10} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F,m\rangle \langle F,m-1| (F-m+2) \sqrt{2(F+m)(F-m+1)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [\sqrt{2} (-F_2 + F+2) F_+] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{1-1} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m| (F-m+1)(F-m+2) \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [F_z^2 - F_z(2F+3) + (F+1)(F+2)]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{01} &= \frac{1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m-1| (F+m+1) \sqrt{2(F+m)(F-m+1)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [-\sqrt{2} (F_z + F+1) F_+]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{00} &= \frac{1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m| 2(F+m+1)(F-m+1) \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [-2((F+1)^2 - F_z^2)]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{0-1} &= \frac{1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m+1| (F-m+1) \sqrt{2(F-m)(F+m+1)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [-\sqrt{2} (-F_z + F+1) F_-]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{-11} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m| (F+m+1)(F+m+2) \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [F_z^2 + F_z(2F+3) + (F+1)(F+2)]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{-10} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m+1| (F+m+2) \sqrt{2(F-m)(F+m+1)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [\sqrt{2} (F_z + F+2) (F_-)]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{-1-1} &= \frac{-1}{\Delta} \sum_m |F, m\rangle \langle F, m+2| \sqrt{(F-m)(F-m-1)(F+m+1)(F+m+2)} \\ &= \frac{-P_F}{\Delta} [(F_-)^2]\end{aligned}$$

Pour passer des composantes sphériques \mathcal{P}_{qq} , aux composantes cartésiennes \mathcal{P}_{XIXJ} , il faut garder en mémoire les relations

$$\mathcal{Q}_x = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{D}_1^{(1)} - \mathcal{D}_{-1}^{(1)}) \quad ; \quad \mathcal{Q}_y = \frac{i}{\sqrt{2}} (\mathcal{D}_1^{(1)} + \mathcal{D}_{-1}^{(1)}) \quad ; \quad \mathcal{Q}_z = \mathcal{D}_0^{(1)} \quad .$$

La trace de $\vec{\mathcal{P}}$ s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{xx} = \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz} &= -(\mathcal{P}_{1-1} + \mathcal{P}_{-11}) + \mathcal{P}_{00} \\ &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} \{-2(F+1)(F+2) - 2(F+1)^2\} \\ &= \frac{\mathcal{P}_F}{2F+1} \end{aligned}$$

La partie irréductible de rang 0 de $\vec{\mathcal{P}}$ est donc

$$\vec{\mathcal{P}}^{(0)} = \frac{1}{3} (\mathcal{P}_{xx} + \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \frac{\mathcal{P}_F}{2F+1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A-14})$$

La partie antisymétrique de $\vec{\mathcal{P}}$ a pour composantes

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} - \mathcal{P}_{yx}) &= \frac{i}{2} (\mathcal{P}_{-11} - \mathcal{P}_{1-1}) \\ [\vec{\mathcal{P}}^{(1)}]_{xy} &= \frac{-i\mathcal{P}_F}{\Delta} F_z (2F+3) \end{aligned} \quad (\text{A-15-a})$$

puis

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xz} - \mathcal{P}_{zx}) &= \frac{-1}{2\sqrt{2}} (\mathcal{P}_{10} - \mathcal{P}_{-10} - \mathcal{P}_{01} + \mathcal{P}_{0-1}) \\ &= \frac{-\mathcal{P}_F}{2\Delta} [(-F_z + F + 2)F_+ - (F_z + F + 2)F_- + (F_z + F + 1)F_+ - (-F_z + F + 1)F_-] \\ &= \frac{\mathcal{P}_F}{\Delta} (2F+3) (F_+ - F_-) \\ [\vec{\mathcal{P}}^{(1)}]_{xz} &= \frac{i\mathcal{P}_F}{\Delta} F_y (2F+3) \end{aligned} \quad (\text{A-15-b})$$

enfin

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} (\mathcal{P}_{yz} - \mathcal{P}_{zy}) &= \frac{i}{2\sqrt{2}} (\mathcal{P}_{10} + \mathcal{P}_{-10} - \mathcal{P}_{01} - \mathcal{P}_{0-1}) \\
&= \frac{iP_F}{2\Delta} (2F+3) (F_+ + F_-) \\
[\vec{\mathcal{P}}^{(1)}]_{yz} &= \frac{-iP_F}{\Delta} F_x (2F+3). \tag{A-15-c}
\end{aligned}$$

Les relations (A-15-a,b,c) montrent que la partie antisymétrique de $\vec{\mathcal{P}}$ est bien proportionnelle à $\vec{F}^{(1)}$:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \mathcal{P}_{xy} - \mathcal{P}_{yx} & \mathcal{P}_{xz} - \mathcal{P}_{zx} \\ \mathcal{P}_{yx} - \mathcal{P}_{xy} & 0 & \mathcal{P}_{yz} - \mathcal{P}_{zy} \\ \mathcal{P}_{zx} - \mathcal{P}_{xz} & \mathcal{P}_{zy} - \mathcal{P}_{yz} & 0 \end{pmatrix} &= \frac{-2i(2F+3)}{\Delta} \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & F_z & -F_y \\ -F_z & 0 & F_x \\ F_y & -F_x & 0 \end{pmatrix} P_F \\
\vec{\mathcal{P}}^{(1)} &= \frac{-2i(2F+3)}{\Delta} P_F \vec{F}^{(1)} \tag{A-16}
\end{aligned}$$

Il reste la partie symétrique et de trace nulle, dont nous allons calculer cinq composantes indépendantes:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} + \mathcal{P}_{yx}) &= \frac{-i}{2} (\mathcal{P}_{11} - \mathcal{P}_{-1-1}) \\
&= \frac{iP_F}{2\Delta} [(F_+)^2 - (F_-)^2] \\
[\vec{\mathcal{P}}^{(2)}]_{xy} &= \frac{-2P_F}{\Delta} \times [\vec{F}^{(2)}]_{xy} \tag{A-17-a}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xz} + \mathcal{P}_{zx}) &= \frac{-1}{2\sqrt{2}} (\mathcal{P}_{10} - \mathcal{P}_{-10} + \mathcal{P}_{01} - \mathcal{P}_{0-1}) \\
&= \frac{P_F}{2\Delta} [(-F_z + F + 2)F_+ - (F_z + F + 2)F_- - (F_z + F + 1)F_+ + (-F_z + F + 1)F_-] \\
&= \frac{P_F}{2\Delta} [-2F_z (F_+ + F_-) + (F_+ - F_-)]
\end{aligned}$$

$$[\vec{\mathcal{P}}^{(2)}]_{xz} = \frac{-2P_F}{\Delta} [\vec{F}^{(2)}]_{xz} \tag{A-17-b}$$

De la même façon:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\varphi_{yz} + \varphi_{zy}) &= \frac{i}{2\sqrt{2}} (\varphi_{10} + \varphi_{-10} + \varphi_{01} + \varphi_{10}) \\ [\vec{\Phi}^{(2)}]_{yz} &= \frac{-2P_F}{\Delta} [\vec{F}^{(2)}]_{yz} \end{aligned} \quad (\text{A-17-c})$$

Nous calculerons enfin deux éléments de la diagonale de $\vec{\Phi}^{(2)}$ à l'aide de la formule (A-14):

$$\begin{aligned} \varphi_{zz} - \frac{1}{3} (\varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \varphi_{zz}) &= \varphi_{00} - \frac{1}{3} \frac{P_F}{2F+1} \\ &= \frac{-2P_F}{\Delta} \left[F_z^2 - (F+1)^2 + \frac{(F+1)(2F+3)}{3} \right] \\ [\vec{\Phi}^{(2)}]_{zz} &= \frac{-2P_F}{\Delta} [\vec{F}^{(2)}]_{zz} ; \end{aligned} \quad (\text{A-17-d})$$

$$\begin{aligned} \varphi_{xx} &= \frac{1}{2} (\varphi_{11} + \varphi_{-1-1} - \varphi_{-11} - \varphi_{1-1}) \\ &= \frac{-P_F}{2\Delta} [F_+^2 + F_-^2 - 2F_z^2 - 2(F+1)(F+2)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_{xx} - \frac{1}{3} \text{tr}(\vec{\Phi}) &= \frac{-2P_F}{\Delta} \left[F_x^2 - (F+1)^2 + \frac{1}{3} \frac{\Delta}{2(2F+1)} \right] \\ [\vec{\Phi}^{(2)}]_{xx} &= \frac{-2P_F}{\Delta} [\vec{F}^{(2)}]_{xx} \end{aligned} \quad (\text{A-17-e})$$

En extrayant de $\vec{\Phi}$ la partie symétrique à trace nulle, nous avons effectivement obtenu un tenseur irréductible de rang 2:

$$\vec{\Phi}^{(2)} = \frac{-2P_F}{\Delta} \vec{F}^{(2)} , \quad (\text{A-18})$$

et nous pouvons rassembler (A-14), (A-16) et (A-18) pour écrire la décomposition de $\vec{\Phi}$ pour une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F+1$:

$$\vec{\phi} = \left\{ \frac{1}{F(F+1)(2F+1)} \times \vec{F}^{(0)} - \frac{1}{(F+1)(2F+1)} \times i \vec{F}^{(1)} - \frac{1}{(F+1)(2F+1)(2F+3)} \vec{F}^{(2)} \right\} P_F$$

$$\vec{\phi} = \frac{P_F}{F(F+1)(2F+1)} \left\{ \vec{F}^{(0)} - i F \vec{F}^{(1)} - \frac{F}{2F+3} \vec{F}^{(2)} \right\} \quad (\text{A-19})$$

b) Cas d'une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F$

Nous poserons alors

$$\Delta \equiv F(2F+1)(2F+2) \quad (\text{A-20})$$

et nous aurons pour composantes sphériques

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{11} &= \frac{P_F}{\Delta} [(F_+)^2] \\ \mathcal{P}_{10} &= \frac{P_F}{\Delta} [-\sqrt{2} (F_z - 1) F_+] \\ \mathcal{P}_{1-1} &= \frac{P_F}{\Delta} [F_z (F_z - 1) - F(F+1)] \\ \mathcal{P}_{01} &= \frac{P_F}{\Delta} [-\sqrt{2} F_z (F_+)] \\ \mathcal{P}_{00} &= \frac{P_F}{\Delta} [2 F_z^2] \\ \mathcal{P}_{0-1} &= \frac{P_F}{\Delta} [\sqrt{2} F_z (F_-)] \\ \mathcal{P}_{-11} &= \frac{P_F}{\Delta} [F_z (F_z + 1) - F(F+1)] \\ \mathcal{P}_{-10} &= \frac{P_F}{\Delta} [\sqrt{2} (F_z + 1) (F_-)] \\ \mathcal{P}_{-1-1} &= \frac{P_F}{\Delta} [(F_-)^2] \end{aligned}$$

De nouveau, pour obtenir la partie scalaire de $\vec{\mathcal{P}}$ nous calculerons la trace:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{xx} + \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz} &= - (\mathcal{P}_{-11} + \mathcal{P}_{1-1}) + \mathcal{P}_{00} \\ &= \frac{\mathbb{P}_F}{\Delta} \{ 2F(F+1) - F_2(F_2-1) - F_2(F_2+1) + 2F_2^2 \} \\ &= \frac{\mathbb{P}_F}{\Delta} [2F(F+1)] \end{aligned}$$

d'où la partie irréductible de rang 0 de $\vec{\mathcal{P}}$:

$$\vec{\mathcal{P}}^{(0)} = \frac{1}{3} \frac{\mathbb{P}_F}{\Delta} [2F(F+1)] \quad (\text{A-21})$$

Pour la composante irréductible de rang 1 de $\vec{\mathcal{P}}$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} - \mathcal{P}_{yx}) &= \frac{i}{2} (\mathcal{P}_{-11} - \mathcal{P}_{1-1}) \\ &= i \frac{\mathbb{P}_F}{\Delta} F_2 \end{aligned}$$

d'où

$$\vec{\mathcal{P}}^{(1)} = 2 i \frac{\mathbb{P}_F}{\Delta} \vec{F}^{(1)} \quad (\text{A-22})$$

Puis nous extrairons la partie de rang 2 en calculant

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} + \mathcal{P}_{yx}) &= \frac{-i}{2} (\mathcal{P}_{11} - \mathcal{P}_{-1-1}) \\ &= \frac{i\mathbb{P}_F}{2\Delta} \times 2 i [F_x F_y + F_y F_x] \\ [\vec{\mathcal{P}}^{(2)}]_{xy} &= \frac{2\mathbb{P}_F}{\Delta} \times [\vec{F}^{(2)}]_{xy} \end{aligned} \quad (\text{A-23})$$

Rassemblant (A-21), (A-22), (A-23) et (A-20), nous obtenons

$$\vec{\mathcal{P}} = \frac{\mathcal{P}_F}{F(F+1)(2F+1)} \{ \vec{F}^{(0)} + i \vec{F}^{(1)} + \vec{F}^{(2)} \} \quad (\text{A-24})$$

Remarque: Dans le cas d'une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'=F$, le théorème de Wigner-Eckart indique que les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire sont proportionnels à ceux de $\mathcal{P}_F \vec{F}$. Aussi n'est-on pas surpris de voir apparaître dans (A-23), à un facteur multiplicatif près, les coefficients de la décomposition de $\vec{F} \otimes \vec{F}$ (A-1).

c) Cas d'une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F-1$

Nous posons alors

$$\Delta \equiv 2F(2F-1)(2F+1) ; \quad (\text{A-25})$$

les composantes sphériques s'écrivent:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{11} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [(F_+)^2] \\ \mathcal{P}_{10} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [-\sqrt{2} (F+F_2-1) (F_+)] \\ \mathcal{P}_{1-1} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [F(F-1) + F_2(F_2+2F-1)] \\ \mathcal{P}_{01} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [\sqrt{2} (F-F_2) (F_+)] \\ \mathcal{P}_{00} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [-2(F^2-F_2^2)] \\ \mathcal{P}_{0-1} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [-\sqrt{2} (F+F_2) (F_-)] \\ \mathcal{P}_{-11} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [F(F-1) + F_2(F_2-2F+1)] \\ \mathcal{P}_{-10} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [\sqrt{2} (F_2-F+1) (F_-)] \\ \mathcal{P}_{-1-1} &= \frac{-\mathcal{P}_F}{\Delta} [(F_-)^2] \end{aligned}$$

Trace de $\vec{\Phi}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{xx} + \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz} &= -(\mathcal{P}_{-11} + \mathcal{P}_{1-1}) + \mathcal{P}_{00} \\ &= \{2F(F-1) + 2F_2^2\} + 2(F^2 - F_2^2) = 2F(2F-1) \end{aligned}$$

La partie scalaire de $\vec{\Phi}$ est donc:

$$\vec{\Phi}^{(0)} = \frac{1}{3} \frac{P_F}{\Delta} 2F(2F-1). \quad (\text{A-26})$$

D'autre part

$$\begin{aligned} [\vec{\Phi}^{(1)}]_{xy} &= \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} - \mathcal{P}_{yx}) = \frac{i}{2} (\mathcal{P}_{-11} - \mathcal{P}_{1-1}) \\ &= i(2F-1) F_2 \frac{P_F}{\Delta} \end{aligned}$$

d'où la partie de rang 1 de $\vec{\Phi}$:

$$\vec{\Phi}^{(1)} = 2i(2F-1) \frac{P_F}{\Delta} \vec{F}^{(1)} \quad (\text{A-27})$$

Enfin nous extrairons de $\vec{\Phi}$ la composante de rang 2:

$$\begin{aligned} [\vec{\Phi}^{(2)}]_{xy} &= \frac{1}{2} (\mathcal{P}_{xy} + \mathcal{P}_{yx}) = \frac{-i}{2} (\mathcal{P}_{11} - \mathcal{P}_{-1-1}) \\ &= i \frac{P_F}{2\Delta} [(F_+)^2 - (F_-)^2] \\ \vec{\Phi}^{(2)} &= \frac{-2P_F}{\Delta} \vec{F}^{(2)} \end{aligned} \quad (\text{A-28})$$

si bien que, à l'aide des relations (A-25) à (A-28), nous pouvons écrire, pour une transition $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F' = F-1$, la décomposition de $\vec{\Phi}$:

$$\vec{\Phi} = \frac{P_F}{F(F+1)(2F+1)} \left\{ \vec{F}^{(0)} + i(F+1) \vec{F}^{(1)} - \frac{F+1}{2F-1} \vec{F}^{(2)} \right\} \quad (\text{A-29})$$

3) Expression de $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$

$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ se déduit de $\vec{\mathcal{P}}$ à l'aide de

$$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F = \mathcal{A}_{F'}^F |\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle|^2 \vec{\mathcal{P}} .$$

Nous écrivons la décomposition de $\vec{\mathcal{T}}$

$$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F = \frac{\mathcal{A}_{F'}^F |\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \mathcal{P}(7S_{1/2}, F) \left\{ \vec{F}^{(0)} + ia_{F'}^F \vec{F}^{(1)} + b_{F'}^F \vec{F}^{(2)} \right\} \quad (\text{A-30})$$

à l'aide de deux coefficients réels a et b dont les valeurs découlent de (A-19), (A-24) et (A-29):

$$\begin{array}{l} F'=F+1 : \quad a_{F'}^F = -F \quad , \quad b_{F'}^F = -\frac{F}{2F+3} ; \\ F'=F : \quad a_{F'}^F = 1 \quad , \quad b_{F'}^F = 1 ; \\ F'=F-1 : \quad a_{F'}^F = F+1 \quad , \quad b_{F'}^F = -\frac{F+1}{2F-1} . \end{array} \quad (\text{A-31})$$

A titre de vérification, envisageons le cas où la structure hyperfine du niveau $6P_{3/2}$ n'est pas résolue. A l'opérateur $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$, il faut alors substituer $\sum_{F'} \vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$.

En facteur de $\vec{F}^{(0)}$, le coefficient $\mathcal{A}_{F'}^F$ est remplacé par

$$\sum_{F'} \mathcal{A}_{F'}^F = \frac{15}{16} + \frac{21}{16} + \frac{20}{16} = \frac{56}{16} = \frac{7}{2} \text{ pour } F=3 ,$$

$$\sum_{F'} \mathcal{A}_{F'}^F = \frac{44}{16} + \frac{21}{16} + \frac{7}{16} = \frac{72}{16} = \frac{9}{2} \text{ pour } F=4 .$$

On voit que

$$\sum_{F'} \frac{F}{F'} \downarrow = \frac{1}{2} (2F+1) \quad (\text{A-32})$$

Or

$$\frac{P(7S_{1/2}, F) \bar{F}^{(0)}}{F(F+1)(2F+1)} = \frac{1}{3} \frac{P(7S_{1/2}, F)}{2F+1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

si bien que la partie scalaire de $\sum_{F'} \frac{F}{F'} \downarrow$ est indépendante de F. On voit que la fluorescence totale non polarisée, donnée par la partie scalaire de

$$\text{tr} \left\{ \rho_{7F} \sum_{F'} \frac{F}{F'} \downarrow \right\},$$

est alors bien proportionnelle à $\text{tr} \{ \rho_{7F} \}$, avec le même

coefficient pour F=3 et F=4.

La partie irréductible de rang 2, quant à elle, disparaît si on somme sur les niveaux de $6P_{3/2}$:

$$\sum_{F'} \frac{3}{F'} \downarrow \frac{3}{F'} \downarrow = \frac{15}{16} \times \left(-\frac{1}{3} \right) + \frac{21}{16} + \frac{20}{16} \times \left(-\frac{4}{5} \right) = -\frac{5}{16} + \frac{21}{16} - \frac{16}{16} = 0 \quad (\text{A-33})$$

$$\sum_{F'} \frac{4}{F'} \downarrow \frac{4}{F'} \downarrow = \frac{44}{16} \times \left(-\frac{4}{11} \right) + \frac{21}{16} + \frac{7}{16} \times \left(-\frac{5}{7} \right) = -\frac{16}{16} + \frac{21}{16} - \frac{5}{16} = 0 \quad (\text{A-34})$$

Lorsqu'on ne résoud pas la structure hyperfine, l'interaction atome-champ n'est plus sensible au spin nucléaire. Ces deux relations traduisent le fait que, dans le niveau $7S_{1/2}$, l'alignement doit être nul car le moment cinétique électronique J, inférieur à 1, est trop faible pour qu'y apparaissent des grandeurs tensorielles de rang k=2. Aussi est-il nécessaire, pour détecter un alignement dans les niveaux $7S_{1/2}, F$, de résoudre la structure hyperfine de $6P_{3/2}$.

Nous verrons plus loin (§ III) une vérification analogue pour la partie de rang 1 de $\frac{F}{F'} \downarrow$.

II - CAS DE L'ABSORPTION $6P_{3/2}, F' \rightarrow 7S_{1/2}, F$: DECOMPOSITION DE $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$

Il nous faut maintenant trouver les coefficients $\mathcal{A}_{F'}^F$, $a_{F'}^F$ et $b_{F'}^F$ de la décomposition de $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$:

$$\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F = \frac{\mathcal{A}_{F'}^F \langle 7S_{1/2} | \vec{\mathcal{D}} | 6P_{3/2} \rangle^2}{F'(F'+1)(2F'+1)} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \left\{ \vec{F}^{(0)} + ia_{F'}^F \vec{F}^{(1)} + b_{F'}^F \vec{F}^{(2)} \right\} \quad (\text{A-35})$$

où $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ est défini par (\vec{u}, \vec{v} quelconques)

$$\vec{u} \cdot \vec{\mathcal{T}}_{F'}^F \cdot \vec{v} \equiv \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{v} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \quad (\text{A-36})$$

(rappelons que $\vec{\mathcal{T}}_{F'}^F$ n'agit que dans $6P_{3/2}, F'$, alors que $\vec{\mathcal{T}}_F^F$ n'agit que dans $7S_{1/2}, F$).

Pour exprimer $\mathcal{A}_{F'}^F$, $a_{F'}^F$, $b_{F'}^F$ en fonction des coefficients de la décomposition de $\vec{\mathcal{T}}_F^F$, nous utiliserons la propriété d'invariance de la trace d'un produit d'opérateurs dans toute permutation circulaire de ces opérateurs. Pour commencer, écrivons que

$$\text{tr} \{ \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{v} \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \} = \text{tr} \{ \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{v} \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \}.$$

Nous obtenons

$$\text{tr} \{ \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{T}}_F^F \cdot \vec{v} \} = \text{tr} \{ \vec{v} \cdot \vec{\mathcal{T}}_{F'}^F \cdot \vec{u} \}.$$

Les traces de toutes les composantes de $\vec{F}^{(1)}$ et $\vec{F}^{(2)}$ étant nulles, il reste

$$\frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{F(F+1)(2F+1)} \text{tr} \{ \mathbb{P}(7S_{1/2}, F) \vec{u} \cdot \vec{F}^{(0)} \cdot \vec{v} \} = \frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{F'(F'+1)(2F'+1)} \text{tr} \{ \mathbb{P}(6P_{3/2}, F') \vec{v} \cdot \vec{F}^{(0)} \cdot \vec{u} \}.$$

A l'aide de A-2, nous obtenons

$$\boxed{\mathcal{A}_{F'}^F = \mathcal{A}_{F'}^F} \quad (\text{A-37})$$

Pour déterminer $a' \uparrow_{F'}^F$, nous utiliserons les règles de commutation entre $\vec{\mathcal{J}}$ (opérateur vectoriel) et \vec{F} (moment cinétique total):

$$[(\vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{u}), (\vec{F} \cdot \vec{v})] = i(\vec{u} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{\mathcal{J}}.$$

(cette relation est établie, par exemple, dans le livre de Messiah, page 454). Plus précisément, nous utiliserons la restriction de cette relation à la transition $7S_{\frac{1}{2}}, F - 6P_{\frac{3}{2}}, F'$:

$$[P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{u} P(7S_{\frac{1}{2}}, F), \vec{F} \cdot \vec{v}] = P(6P_{\frac{3}{2}}, F') i(\vec{u} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{\mathcal{J}} P(7S_{\frac{1}{2}}, F).$$

Nous pouvons donc écrire

$$\begin{aligned} \text{tr} \{ P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{w} P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{u} P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \vec{F} \cdot \vec{v} \} \\ = i \text{tr} \{ P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{w} P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \vec{\mathcal{J}} \cdot (\vec{u} \wedge \vec{v}) P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \} \\ + \text{tr} \{ P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{w} P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \vec{F} \cdot \vec{v} P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \vec{\mathcal{J}} \cdot \vec{u} P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \}. \end{aligned}$$

La propriété d'invariance de la trace permet de voir que le dernier terme n'est autre que $\text{tr} \left\{ \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{J}} \uparrow_{F'}^F \cdot \vec{w} (\vec{F} \cdot \vec{v}) \right\}$. Nous obtenons

$$\text{tr} \left\{ \vec{w} \cdot \vec{\mathcal{J}} \downarrow_{F'}^F \cdot \vec{u} (\vec{F} \cdot \vec{v}) \right\} = i \text{tr} \left\{ \vec{w} \cdot \vec{\mathcal{J}} \downarrow_{F'}^F \cdot (\vec{u} \wedge \vec{v}) \right\} + \text{tr} \left\{ \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{J}} \uparrow_{F'}^F \cdot \vec{w} (\vec{F} \cdot \vec{v}) \right\}.$$

Remplaçons les opérateurs $\vec{\mathcal{J}}$ par leur décomposition en parties irréductibles, en omettant le facteur $\# \uparrow_{F'}^F, | \langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{J}} \| 6P_{\frac{3}{2}} \rangle|^2$, présent dans les deux membres de l'équation. Il vient

$$\frac{\text{tr} \left\{ i a \downarrow_{F'}^F \cdot \vec{w} \cdot \vec{F}^{(1)} \cdot \vec{u} (\vec{F} \cdot \vec{v}) P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \right\}}{F(F+1)(2F+1)} = i \frac{\text{tr} \left\{ \frac{\vec{F}^2}{3} \cdot \vec{w} \cdot (\vec{u} \wedge \vec{v}) P(7S_{\frac{1}{2}}, F) \right\}}{F(F+1)(2F+1)} \\ + \frac{\text{tr} \left\{ i a \uparrow_{F'}^F \cdot \vec{u} \cdot \vec{F}^{(1)} \cdot \vec{w} (\vec{F} \cdot \vec{v}) P(6P_{\frac{3}{2}}, F') \right\}}{F'(F'+1)(2F'+1)}.$$

toutes les autres traces étant nulles⁽¹⁾. A l'aide de (A-3) et (C-6) on obtient la relation cherchée:

$$ia \downarrow_{F'}^F \frac{(\vec{w} \wedge \vec{u}) \cdot \vec{v}}{6} = i \frac{\vec{w} \cdot (\vec{u} \wedge \vec{v})}{3} + ia' \uparrow_{F'}^F \frac{(\vec{u} \wedge \vec{w}) \cdot \vec{v}}{6}$$

$$\boxed{a' \uparrow_{F'}^F = 2 - a \downarrow_{F'}^F} \quad (\text{A-38})$$

Utilisons une fois de plus la propriété d'invariance de la trace, puis le commutateur $[P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(7S_{1/2}, F), \vec{F} \cdot \vec{u}] = 0$, pour écrire

$$\begin{aligned} \text{tr} \{ P(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(7S_{1/2}, F) (\vec{F} \cdot \vec{u})^2 \} \\ = \text{tr} \{ P(6P_{3/2}, F') \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(7S_{1/2}, F) \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{u} P(6P_{3/2}, F') (\vec{F} \cdot \vec{u})^2 \}, \end{aligned}$$

c'est-à-dire

$$\text{tr} \left\{ \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{D}} \uparrow_{F'}^F \cdot \vec{u} (\vec{F} \cdot \vec{u})^2 \right\} = \text{tr} \left\{ \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{D}} \downarrow_{F'}^F \cdot \vec{u} (\vec{F} \cdot \vec{u})^2 \right\}.$$

Après décomposition des opérateurs $\vec{\mathcal{D}}$, nous obtenons

$$\begin{aligned} \text{tr} \left\{ P(7S_{1/2}, F) \left[(\vec{F} \cdot \hat{u})^2 \vec{F}^2 / 3 + b \downarrow_{F'}^F \{ (\vec{F} \cdot \hat{u})^4 - (\vec{F} \cdot \hat{u})^2 \vec{F}^2 / 3 \} \right] \right\} / [F(F+1)(2F+1)] = \\ = \text{tr} \left\{ P(6P_{3/2}, F') \left[(\vec{F} \cdot \hat{u})^2 \vec{F}^2 / 3 + b' \uparrow_{F'}^F \{ (\vec{F} \cdot \hat{u})^4 - (\vec{F} \cdot \hat{u})^2 \vec{F}^2 / 3 \} \right] \right\} / [F'(F'+1)(2F'+1)] \end{aligned}$$

A l'aide de la relation C-8 on en déduit

$$\frac{F(F+1)}{9} + b \downarrow_{F'}^F \left\{ \frac{3F(F+1)-1}{15} - \frac{F(F+1)}{9} \right\} = \frac{F'(F'+1)}{9} + b' \uparrow_{F'}^F \left\{ \frac{3F'(F'+1)-1}{15} - \frac{F'(F'+1)}{9} \right\}$$

(1) Les traces de type $\text{tr} \{ P(\alpha, F) (\vec{F} \cdot \vec{u}) (\vec{F} \cdot \vec{v}) (\vec{F} \cdot \vec{w}) \}$ sont antisymétriques en $\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}$ (cf éq. C-7), alors que $\vec{u} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \vec{v}$ est symétrique en \vec{u} et \vec{v} ; les traces du type $\text{tr} \{ P(\alpha, F) \vec{u} \cdot \vec{F}^{(2)} \cdot \vec{v} (\vec{F} \cdot \vec{w}) \}$ sont donc nulles.

puis
$$b' \begin{matrix} \uparrow \\ F \\ \downarrow \\ F' \end{matrix} = b \begin{matrix} \downarrow \\ F \\ \uparrow \\ F' \end{matrix} \left\{ \frac{4F(F+1)-3}{4F'(F'+1)-3} \right\} + 5 \left\{ \frac{F(F+1) - F'(F'+1)}{4F'(F'+1)-3} \right\} . \quad (A-39)$$

Tableau récapitulatif

Nous pouvons maintenant rassembler les valeurs que nous avons obtenues pour les coefficients A , a et b , pour les transitions $7S_{1/2}, F - 6P_{3/2}, F'$:

$A_{F'}^F$	$F'=F+1$	$F'=F$	$F'=F-1$
$F=3$	$\frac{15}{16}$	$\frac{21}{16}$	$\frac{20}{16}$
$F=4$	$\frac{44}{16}$	$\frac{21}{16}$	$\frac{7}{16}$

$a \begin{matrix} \downarrow \\ F \\ \uparrow \\ F' \end{matrix}$	$F'=F+1$	$F'=F$	$F'=F-1$
$F=3$	-3	1	4
$F=4$	-4	1	5

$a' \begin{matrix} \uparrow \\ F \\ \downarrow \\ F' \end{matrix}$	$F'=F+1$	$F'=F$	$F'=F-1$
$F=3$	5	1	-2
$F=4$	6	1	-3

$b \begin{matrix} \downarrow \\ F \\ \uparrow \\ F' \end{matrix}$	$F'=F+1$	$F'=F$	$F'=F-1$
$F=3$	$-\frac{1}{3}$	1	$-\frac{4}{5}$
$F=4$	$-\frac{4}{11}$	1	$-\frac{5}{7}$

$b' \begin{matrix} \uparrow \\ F \\ \downarrow \\ F' \end{matrix}$	$F'=F+1$	$F'=F$	$F'=F-1$
$F=3$	$-\frac{5}{7}$	1	$-\frac{2}{7}$
$F=4$	$-\frac{2}{3}$	1	$-\frac{1}{3}$

III - CAS DES TRANSITIONS $7S_{\frac{1}{2}, F} - 6P_{\frac{1}{2}, F'}$ DE L'ATOME DE CESIUM

Sans calculs supplémentaires, on peut établir la décomposition des opérateurs effectifs $\vec{\mathcal{T}}_{\frac{1}{2}, F'}^F$ et $\vec{\mathcal{T}}'_{\frac{1}{2}, F'}^F$ pour les transitions $7S_{\frac{1}{2}, F} - 6P_{\frac{1}{2}, F'}$. La formule (A-8) permet de voir que seuls l'élément de matrice réduit et le coefficient 6-J seront modifiés par le remplacement $6P_{\frac{3}{2}} \rightarrow 6P_{\frac{1}{2}}$. L'opérateur $\vec{\mathcal{P}}$ (A-12) reste inchangé, si bien que les coefficients a et b auront les mêmes valeurs sur les quatre composantes de la transition $7S-6P_{\frac{1}{2}}$ que sur les composantes F-F' correspondantes de la transition $7S-6P_{\frac{3}{2}}$.

Les décompositions des opérateurs effectifs s'écrivent maintenant

$$\vec{\mathcal{T}}_{\frac{1}{2}, F'}^F = \frac{\mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^F |\langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{P}} \| 6P_{\frac{1}{2}} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \mathbb{P}(7S_{\frac{1}{2}}, F) \left\{ \vec{F}^{(0)} + ia \downarrow_{F'}^F, \vec{F}^{(1)} + b \downarrow_{F'}^F, \vec{F}^{(2)} \right\},$$

$$\vec{\mathcal{T}}'_{\frac{1}{2}, F'}^F = \frac{\mathcal{A}'_{\frac{1}{2}, F'}^F |\langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{P}} \| 6P_{\frac{1}{2}} \rangle|^2}{F'(F'+1)(2F'+1)} \mathbb{P}(6P_{\frac{1}{2}}, F') \left\{ \vec{F}^{(0)} + ia' \uparrow_{F'}^F, \vec{F}^{(1)} + b' \uparrow_{F'}^F, \vec{F}^{(2)} \right\},$$

où

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^F = \mathcal{A}'_{\frac{1}{2}, F'}^F \equiv \begin{Bmatrix} F & F & F' \\ \frac{1}{2} & 7/2 & \frac{1}{2} \end{Bmatrix}_2 (2F+1)(2F'+1).$$

$$\begin{Bmatrix} 3 & 1 & F' \\ \frac{1}{2} & 7/2 & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} = (-)^{F'} \sqrt{\frac{(F'+3)(F'-2)}{2 \times 3 \times 7 \times 8}},$$

$$\begin{Bmatrix} F & F & F' \\ \frac{1}{2} & 7/2 & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} = (-)^{F'+1} \sqrt{\frac{(5-F')(F'+6)}{2 \times 3 \times 8 \times 9}},$$

ce qui donne

$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}, 3}^3 = \frac{3}{8}$,	$\mathcal{A}'_{\frac{1}{2}, 4}^3 = \frac{21}{8}$
$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}, 3}^4 = \frac{4}{8}$,	$\mathcal{A}'_{\frac{1}{2}, 4}^4 = \frac{15}{8}$

Comme précédemment, on vérifie que l'alignement disparaît, pour une transition $7S_{\frac{1}{2}}, F \rightarrow 6P_{\frac{1}{2}}$, lorsqu'on somme sur les niveaux hyperfins de $6P_{\frac{1}{2}}$:

$$\sum_{F'} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^{\downarrow 3} \mathcal{B}_{F'}^{\downarrow 3} = \frac{7}{8} \times 1 + \frac{21}{8} \times \left(-\frac{1}{3} \right) = 0$$

$$\sum_{F'} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^{\downarrow 4} \mathcal{B}_{F'}^{\downarrow 4} = \frac{21}{8} \times \left(-\frac{5}{7} \right) + \frac{15}{8} \times 1 = 0 ,$$

ou, pour une transition $6P_{\frac{1}{2}}, F' \rightarrow 7S_{\frac{1}{2}}$, lorsqu'on somme sur les niveaux hyperfins de $7S_{\frac{1}{2}}$:

$$\sum_F \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, 3}^{\uparrow F} \mathcal{B}_3^{\uparrow F} = \frac{7}{8} \times 1 + \frac{21}{8} \times \left(-\frac{1}{3} \right) = 0$$

$$\sum_F \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, 4}^{\uparrow F} \mathcal{B}_4^{\uparrow F} = \frac{21}{8} \times \left(-\frac{5}{7} \right) + \frac{15}{8} \times 1 = 0 .$$

Envisageons enfin le cas où l'on ne résoud pas la structure fine de 6P. Le champ émis au départ de $7S, F$ n'est alors couplé qu'au moment orbital ($\ell=0$) du niveau $7S$; il doit donc être non polarisé.

$$\begin{aligned} \sum_{F'} \vec{\mathcal{J}}_{F'}^{\downarrow F} + \sum_{F'} \vec{\mathcal{J}}_{\frac{1}{2}, F'}^{\downarrow F} &= \frac{\mathbb{P}(7S_{\frac{1}{2}}, F)}{F(F+1)(2F+1)} \\ &\times \left\{ \left[\left| \langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle \right|^2 \sum_{F'} \mathcal{A}_{F'}^{\downarrow F} + \left| \langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{\frac{1}{2}} \rangle \right|^2 \sum_{F'} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^{\downarrow F} \right] \vec{F}^{(0)} \right. \\ &\left. + \left[\left| \langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle \right|^2 \sum_{F'} \mathcal{A}_{F'}^{\downarrow F} \mathcal{a}_{F'}^{\downarrow F} + \left| \langle 7S_{\frac{1}{2}} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{\frac{1}{2}} \rangle \right|^2 \sum_{F'} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}, F'}^{\downarrow F} \mathcal{a}_{F'}^{\downarrow F} \right] i\vec{F}^{(1)} \right\} \end{aligned}$$

(nous avons omis les termes en $\vec{F}^{(2)}$ car nous avons vu qu'ils disparaissent dès que la structure hyperfine n'est plus résolue). Or nous pouvons écrire

$$|\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{3/2} \rangle|^2 = 2 \times |\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{1/2} \rangle|^2$$

(en négligeant l'effet du couplage spin-orbite sur les fonctions d'onde radiales de $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$). Il vient

$$\sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{F'}^F + \sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{\frac{1}{2}, F'}^F = \frac{P(7S_{1/2}, F)}{F(F+1)(2F+1)} |\langle 7S_{1/2} \| \vec{\mathcal{D}} \| 6P_{1/2} \rangle|^2$$

$$\times \left\{ \left[2 \sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{F'}^F + \sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{\frac{1}{2}, F'}^F \right]_{\vec{F}^{(0)}} + \left[2 \sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{F'}^F \vec{a}_{F'}^F + \sum_{F'} \vec{\mathcal{D}}_{\frac{1}{2}, F}^F \vec{a}_{F'}^F \right]_{i \vec{F}^{(1)}} \right\}$$

Au départ de $7S_{1/2}, F=3$, nous trouvons

- en facteur de $\vec{F}^{(0)}$: $2 \times \frac{7}{2} + \frac{7}{2}$
- en facteur de $\vec{F}^{(1)}$: 0 .

Au départ de $7S_{1/2}, F=4$, nous trouvons

- en facteur de $\vec{F}^{(0)}$: $2 \times \frac{9}{2} + \frac{9}{2}$
- en facteur de $\vec{F}^{(1)}$: 0 .

On voit, comme prévu, que l'intensité polarisée (terme en $\vec{F}^{(1)}$) disparaît de la sommation et que l'intensité non polarisée (terme en $\vec{F}^{(0)}$) est deux fois plus importante vers $6P_{3/2}$ que vers $6P_{1/2}$.

IV - CAS GENERAL D'UNE TRANSITION $\tau_{j,F} \rightarrow \tau'_{j',F'}$ D'UN ATOME DE SPIN NUCLEAIRE QUELCONQUE

La méthode peut être étendue directement aux transitions dipolaires $\tau_{j,F} \rightarrow \tau'_{j',F'}$ d'un atome quelconque en posant

$$\vec{\mathcal{F}}_{\downarrow}^{\frac{F}{F'}} \equiv P(\tau_{j,F}) \vec{\mathcal{D}} P(\tau'_{j',F'}) \vec{\mathcal{D}} P(\tau_{j,F})$$

(le niveau $\tau_{j,F}$ doit être le niveau supérieur de la transition) et

$$\vec{\mathcal{F}}_{\uparrow}^{\frac{F}{F'}} \equiv P(\tau'_{j',F'}) \vec{\mathcal{D}} P(\tau_{j,F}) \vec{\mathcal{D}} P(\tau'_{j',F'}) .$$

La décomposition de $\vec{\mathcal{F}}$ s'écrit alors

$$\vec{\mathcal{F}}_{\downarrow}^{\frac{F}{F'}} = \frac{\mathcal{A}_{F'}^F |\langle \tau_{j,F} | \vec{\mathcal{D}} | \tau'_{j',F'} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} P(\tau_{j,F}) \left\{ \vec{F}^{(0)} + ia_{\downarrow}^{\frac{F}{F'}} \vec{F}^{(1)} + b_{\downarrow}^{\frac{F}{F'}} \vec{F}^{(2)} \right\} ,$$

où les coefficients a et b (et les coefficients a' et b' intervenant dans la décomposition de $\vec{\mathcal{F}}_{\uparrow}$) sont explicitement donnés par les formules A-31 et A-38, A-39. Les seuls coefficients qui doivent être recalculés sont les $\mathcal{A}_{F'}^F$:

$$\mathcal{A}_{F'}^F = \left\{ \begin{array}{ccc} F & 1 & F' \\ j' & I & j \end{array} \right\}^2 (2F+1)(2F'+1) ,$$

I étant le spin du noyau.

Les coefficients $6-j$ peuvent être calculés à l'aide des coefficients W de RACAHA, donnés par BIEDENHARN, BLATT et ROSE [50] (le facteur $W(j_1 j_2 J_1 J_2 ; j_3 J_3)$

est égal, au signe près, au symbole $6j \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & j_3 \\ J_1 & J_2 & J_3 \end{array} \right\}$ de WIGNER). Nous donnerons

simplement l'expression des symboles $6j$ intervenant pour une transition $\tau_{j,F} \rightarrow \tau'_{j',F'}$:

$$\left\{ \begin{array}{ccc} F & 1 & F' \\ j' & I & \frac{1}{2} \end{array} \right\}_2 = (F'-I + 3/2) (F'+I-\frac{1}{2}) / [12I(2I+1)] \quad \text{si } j'=1/2 \text{ et } F=I-\frac{1}{2}$$

$$= (F'+I + 5/2) (-F'+I + 3/2) / [12(I+1)(2I+1)] \quad \text{si } j'=1/2 \text{ et } F=I+\frac{1}{2}$$

$$= (F'+I + 5/2) (-F'+I + 3/2) / [24I(2I+1)] \quad \text{si } j'=3/2 \text{ et } F=I-\frac{1}{2}$$

$$= (F'-I + 3/2) (F'+I-\frac{1}{2}) / [24(I+1)(2I+1)] \quad \text{si } j'=3/2 \text{ et } F=I+\frac{1}{2} .$$

Corollaire : valeur explicite des éléments de matrice de l'opérateur dipolaire pour les transitions 7S-6P du césium.

La plupart du temps, les éléments de matrice apparaissent dans des expressions telles que le second membre de A-6. Aussi l'utilisation de l'opérateur effectif $\vec{\mathcal{D}}$ évite de pénibles sommations explicites sur les sous-niveaux Zeeman de 7S,F et $6P_{3/2}, F'$. Toutefois, pour certains problèmes, on peut avoir besoin de l'expression des éléments de matrice eux-mêmes. Nous donnerons donc l'expression des éléments de matrice de \mathcal{D}_q ($q = -1, 0, \pm 1$) entre 7S,F et $6P_{3/2}, F'$ puis entre 7S,F et $6P_{1/2}, F'$.

La formule (A-8) permet, connaissant l'expression des coefficients $6j$, de calculer les éléments de matrice. Les tableaux qui suivent donnent les valeurs des coefficients $C_{3/2}(F, F'; m, q)$ et $C_{1/2}(F, F'; m, q)$, définis par

$$\langle 7S_{1/2}, Fm | \mathcal{D}_q | 6P_{3/2}, F'm-q \rangle = \langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle \times C_{3/2}(F, F'; m, q)$$

$$\langle 7S_{1/2}, Fm | \mathcal{D}_q | 6P_{1/2}, F'm-q \rangle = \langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{1/2} \rangle \times C_{1/2}(F, F'; m, q) .$$

$$C_{3/2}(3, F'; m, q) = (-1)^{m+1} \times \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2(2F'+1)(F'+6)(-F'+5)}{3}} \begin{pmatrix} 3 & F' & 1 \\ m & -m+q & -q \end{pmatrix} :$$

$C_{3/2}(3, F'; m, q)$	$q=-1$	$q=0$	$q=+1$
$F'=2$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{8}{21} (2-m)(3-m)}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{16}{21} (9-m^2)}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{8}{21} (m+2)(m+3)}$
$F'=3$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{(m+4)(-m+3)}{2}}$	$\frac{m}{8}$	$-\frac{1}{8} \sqrt{\frac{(m+3)(-m+4)}{2}}$
$F'=4$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{42} (m+4)(m+5)}$	$-\frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{21} (16-m^2)}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{42} (m-4)(m-5)}$

$$C_{3/2}(4, F'; m, q) = (-1)^m \times \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2(2F'+1)(F'+2)(F'+3)}{3}} \begin{pmatrix} 4 & F' & 1 \\ m & -m+q & -q \end{pmatrix} :$$

$C_{3/2}(4, F'; m, q)$	$q=-1$	$q=0$	$q=+1$
$F'=3$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{(m-3)(m-4)}{18}}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{16-m^2}{9}}$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{(m+3)(m+4)}{18}}$
$F'=4$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{7}{30}} (m+5)(-m+4)$	$\frac{m}{8} \sqrt{\frac{7}{15}}$	$-\frac{1}{8} \sqrt{\frac{7}{30}} (m+4)(-m+5)$
$F'=5$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{8}{45}} (m+5)(m+6)$	$-\frac{1}{8} \sqrt{\frac{16}{45}} (25-m^2)$	$\frac{1}{8} \sqrt{\frac{8}{45}} (m-5)(m-6)$

$$C_{1/2}(3, F'; m, q) = \frac{1}{4} (-1)^m \sqrt{\frac{(F'+3)(F'-2)(2F'+1)}{3}} \begin{pmatrix} 3 & F' & 1 \\ m & -m+q & -q \end{pmatrix} :$$

$C_{1/2}(3, F'; m, q)$	$q=-1$	$q=0$	$q=+1$
$F'=3$	$-\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(4+m)(-m+3)}{12}}$	$-\frac{1}{4} \frac{m}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m+3)(-m+4)}{12}}$
$F'=4$	$-\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m+4)(m+5)}{12}}$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{16-m^2}{6}}$	$-\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m-4)(m-5)}{12}}$

$$C_{1/2}(4, F'; m, q) = \frac{1}{4} (-1)^m \sqrt{\frac{(F'+6)(5-F')(2F'+1)}{3}} \begin{pmatrix} 4 & F' & 1 \\ m & -m+q & -q \end{pmatrix} :$$

$C_{1/2}(4, F'; m, q)$	$q=-1$	$q=0$	$q=1$
$F'=3$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m-3)(m-4)}{12}}$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{16-m^2}{6}}$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m+3)(m+4)}{12}}$
$F'=4$	$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m+5)(-m+4)}{12}}$	$\frac{1}{4} \frac{m}{\sqrt{6}}$	$-\frac{1}{4} \sqrt{\frac{(m+4)(-m+5)}{12}}$

APPENDICE B

CALCUL DE LA QUANTITE \mathcal{F} INTERVENANT DANS L'INTENSITE DE FLUORESCENCE

Dans le calcul de l'intensité de fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$, nous avons été conduits à introduire la quantité sans dimension

$$\mathcal{F} \equiv 2 \frac{\Gamma^{c o 11}}{\Gamma_p} \left[1 - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu) + J(\nu)}{1 + I(\nu)} f(\nu) d\nu \right] \quad (B-1)$$

où les fonctions $I(\nu)$ et $J(\nu)$ sont telles que

$$I(\nu) = \sum_{F'} \frac{2C_{F'}^F + 3R_{F'}^F(\nu) \Gamma_{7S}^{-1}}{1 + \mu_{F'}^F R_{F'}^F(\nu) / (\Gamma_p + \Gamma^{c o 11})}$$

$$J(\nu) = \sum_{F'} \frac{\tau_{F'}}{1 + \mu_{F'}^F R_{F'}^F(\nu) / (\Gamma_p + \Gamma^{c o 11})}$$

et $f(\nu)$ est la répartition thermique (I-9), normalisée à 1.

Le calcul effectué page 47 montre que

$$I(\nu) = 2 + 3s \sum_{F'} \frac{\left(1 - \frac{2}{3} K C_{F'}^F \mu_{F'}^F \right) C_{F'}^F}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F K s}$$

De la même façon, nous allons modifier $J(\nu)$ de façon à séparer la partie indépendante de s :

$$\begin{aligned}
 J(\nu) &= \sum_{F'} \frac{\tau_{F'}}{C_F^F, \mu_F^F, Ks} \\
 &= 1 - Ks \sum_{F'} \frac{C_F^F, \mu_F^F, \tau_{F'}}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_F^F, \mu_F^F, Ks}
 \end{aligned}$$

Il vient

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\nu) + J(\nu)}{1 + I(\nu)} f(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{3 + s \sum_{F'} C_F^F \left[\frac{3 \left(1 - \frac{2}{3} K C_F^F, \mu_F^F \right) - K \mu_F^F, \tau_{F'}}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_F^F, \mu_F^F, Ks} \right]}{3 + 3s \sum_{F'} \frac{C_F^F \left(1 - \frac{2}{3} K C_F^F, \mu_F^F \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_F^F, \mu_F^F, Ks}} f(\nu) d\nu$$

Par suite, dans B-1 les termes indépendants de s s'éliminent:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F} &= \frac{2}{3} Ks \frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma_P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sum_{F'} \frac{C_F^F, \mu_F^F, \tau_{F'}}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_F^F, \mu_F^F, Ks}}{1 + \sum_{F'} \frac{C_F^F \left(1 - \frac{2}{3} K C_F^F, \mu_F^F \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_F^F, \mu_F^F, Ks}} f(\nu) d\nu \quad (B-2)
 \end{aligned}$$

La fonction à intégrer est le produit d'une fonction large $f(\nu)$, de largeur $2\Omega_D \sqrt{2\text{Log}2}$, par une fonction représentée par trois pics étroits. En effet le numérateur est formé de trois lorentziennes, centrées sur les fréquences des transitions hyperfines, et dont les largeurs sont $2\gamma \sqrt{1+\mu_F^F, C_F^F, \kappa s}$. Ces trois lorentziennes sont donc élargies par la saturation, mais il faudra de fortes puissances IR pour que les largeurs atteignent des valeurs proches de la largeur Doppler, car le coefficient $\kappa = \Gamma_{7S} / (\Gamma_P + \Gamma^{c011})$ est petit devant 1 (aux faibles densités de césium, la remontée de κ est compensée par la chute de γ). Le dénominateur est lui aussi formé de résonances, et sa présence peut également donner lieu à un élargissement; mais, aux fortes saturations, on constate numériquement que, sous l'effet du recouvrement des trois résonances, il se rapproche d'une fonction constante entre les deux résonances extrêmes. Son effet d'élargissement ne sera donc efficace que sur l'aile haute fréquence de la résonance $F'=F+1$, et sur l'aile haute fréquence de la résonance $F'=F-1$.

Afin d'aboutir à une solution analytique assez simple, nous allons supposer que la fonction $f(\nu)$ varie peu sur la largeur d'une résonance, et remplacer $f(\nu)$ par $f(\omega_d - \omega_{FF'})$ au passage de la transition $7S, F-6P_{3/2}, F'$. Cette approximation restreint le domaine où la forme spectrale est valable quantitativement à des puissances infrarouges pour lesquelles le paramètre de saturation est au plus de quelques unités. Pour des saturations plus élevées, elle donne une description approchée, utile pour comprendre qualitativement les effets physiques mis en jeu. Avec cette approximation, B-2 se récrit

$$\mathfrak{F} \simeq \frac{2}{3} \kappa s \frac{\Gamma^{c011}}{\Gamma_P} \sum_{F'} C_{F'}^F, \mu_{F'}^F, \tau_{F'} f(\omega_d - \omega_{FF'}) \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{F'}(\nu) d\nu \quad (\text{B-3})$$

où

$$\phi_{F'}(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F'}^F, \mu_{F'}^F, \kappa s} \sum_{F''} \frac{C_{F''}^F \left(1 - \frac{2}{3} \kappa C_{F''}^F, \mu_{F''}^F \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{FF''} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F''}^F, \mu_{F''}^F, \kappa s}$$

Lorsque le numérateur de $\phi_{F'}(\nu)$ prend des valeurs significatives, c'est-à-dire lorsque ν est au voisinage de $\omega_d - \omega_{FF'}$, les termes du dénominateur tels que $F'' \neq F'$ jouent le rôle de petites corrections car alors $\omega_{FF''} - \omega_d + \nu$ est proche de $\omega_{FF''} - \omega_{FF'}$, $\gg \gamma$. Nous allons approximer ces petites corrections par leur valeur en $\nu = \omega_d - \omega_{FF'}$ (de nouveau, en remplaçant les corrections par des constantes, nous supposons que les résonances sont bien séparées, c'est-à-dire étroites devant l'écart hyperfin, ce qui cesse d'être vrai à très forte saturation) et en écrivant

$$\phi_{F'}(\nu) \simeq \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F K_S} \frac{s C_{F'}^F \left(1 - \frac{2}{3} C_{F'}^F \mu_{F'}^F K \right)}{1 + \frac{s C_{F'}^F \left(1 - \frac{2}{3} C_{F'}^F \mu_{F'}^F K \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F K_S} + \delta_{F'}$$

où

$$\delta_{F'} \equiv s \sum_{F'' \neq F'} \frac{C_{F''}^F \left(1 - \frac{2}{3} C_{F''}^F \mu_{F''}^F K \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{FF''} - \omega_{FF'}}{\gamma} \right)^2 + C_{F''}^F \mu_{F''}^F K_S}$$

Il suffit maintenant de savoir que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{A+Bx^2} = \frac{\pi}{\sqrt{AB}}$$

pour calculer

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{F'}(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\nu}{\left[1 + \left(\frac{\omega_{FF'} - \omega_d + \nu}{\gamma} \right)^2 + C_{F'}^F \mu_{F'}^F K_S \right] (1 + \delta_{F'}) + s C_{F'}^F \left(1 - \frac{2}{3} C_{F'}^F \mu_{F'}^F K \right)}$$

$$= \frac{\pi \gamma}{\sqrt{(1+\delta_{F'}) \left[(1+C_F^F, \mu_F^F, \kappa s) (1+\delta_{F'}) + s C_F^F, \left(1 - \frac{2}{3} C_F^F, \mu_F^F, \kappa\right) \right]}}$$

A l'aide de l'expression de $f(\nu)$ (I-9), et de la définition de κ (I-49), nous déduisons de B-3 l'expression de \mathfrak{F} :

$$\mathfrak{F} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma_{7s}}{\Gamma_P \Omega_D} \left(\frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma_P + \Gamma_{coll}} \right) s \sum_{F'} \frac{C_F^F, \mu_F^F, \tau_F, e \frac{(\omega_d - \omega_{FF'})^2}{2 \Omega_D^2}}{(1+\delta_{F'}) \sqrt{1+s C_F^F, \left[\mu_F^F, \kappa + \left(1 - \frac{2}{3} C_F^F, \mu_F^F, \kappa\right) / (1+\delta_{F'}) \right]}}. \quad (B-4)$$

Dans cette expression, on peut remarquer que

- le facteur $\Gamma_{coll} / (\Gamma_P + \Gamma_{coll})$ est pratiquement égal à 1
- le facteur μ_F^F, τ_F , se récrit $(2F+1)/32$
- le facteur $\frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma_{7s}}{\Gamma_P \Omega_D} \times \frac{2F+1}{32}$ est l'inverse du contraste des creux de fluorescence inhibée.

Nous donnerons au dénominateur de B-4 une forme permettant de mieux apprécier l'évolution de \mathfrak{F} avec la saturation et, à l'aide de I-36 et I-51, nous écrirons finalement

$$\mathfrak{F} = \frac{1}{\mathcal{C}} \left(\frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma_P + \Gamma_{coll}} \right) \frac{2F+1}{32} s \sum_{F'} \frac{C_F^F, e \frac{(\omega_d - \omega_{FF'})^2}{2 \Omega_D^2}}{\sqrt{(1+\delta_{F'}) \left[1+s \sum_{F''} \mathcal{L}_{F''} \left(\frac{\omega_{FF''} - \omega_{FF'}}{\gamma} \right) \right] (1+C_F^F, \mu_F^F, \kappa s)}}$$

APPENDICE C

Cet appendice a pour seul objet de rappeler quelques formules utiles et de donner les valeurs numériques des éléments de matrice réduits du dipole électrique apparaissant dans les calculs, en rappelant leur lien avec les éléments de matrice radiaux et les éléments de matrice $\langle a|z|b\rangle$.

I - Éléments de matrice réduits de l'opérateur dipolaire électrique

L'élément de matrice réduit $\langle \tau_{jm} | T_q^k | \tau' j' m' \rangle$ d'un opérateur tensoriel irréductible n'est défini que par son utilisation dans le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle \tau_{jm} | T_q^k | \tau' j' m' \rangle = (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ -m & q & m' \end{pmatrix} \langle \tau_{j} || T^k || \tau' j' \rangle \quad (C-1)$$

L'élément de matrice réduit de l'opérateur dipolaire électrique $\vec{\mathcal{D}}$ intervient par exemple dans la durée de vie d'un état excité. En effet l'amortissement radiatif d'un état $|i\rangle$ couplé à des états $|f\rangle$ s'écrit (cf. par ex. [51] p.142)

$$\Gamma_i = \sum_f \frac{8\pi h \nu_{i \rightarrow f}^3}{c^3} \times \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \times \frac{2\pi |\langle i | \vec{\mathcal{D}} | f \rangle|^2}{3 \hbar^2}$$

($\nu_{i \rightarrow f}$ est la fréquence de la transition $i \rightarrow f$). A l'aide de :

$$\sum_{m'} |\langle \tau_{jm} | \vec{\mathcal{D}} | \tau' j' m' \rangle|^2 = \frac{1}{2j+1} |\langle \tau_j || \vec{\mathcal{D}} || \tau' j' \rangle|^2 \quad (C-2)$$

déduit de C-1, on obtient l'amortissement radiatif du niveau $7S_{1/2}$ du césium :

$$\Gamma_{7s} = \frac{16\pi^3 c}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right) \left\{ \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{(\lambda_{7s \rightarrow 6P_{3/2}})^3} + \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{1/2} \rangle|^2}{(\lambda_{7s \rightarrow 6P_{1/2}})^3} \right\} \quad (C-3)$$

La seule connaissance de Γ_{7s} ne permet pas de déduire les valeurs des deux éléments de matrice réduits : il faut faire une hypothèse supplémentaire. Négliger le couplage spin-orbite et écrire

$$|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2 = 2 \times |\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{1/2} \rangle|^2 \quad (C-4)$$

est un peu brutal. Nous tiendrons compte du couplage spin-orbite en multipliant le membre de droite de (C-4) par le carré du rapport 5,61 / 5,19 des éléments de matrice radiaux de $\vec{\mathcal{D}}$ calculés par BOUCHIAT, PIKETTY et PIGNON [16]. On obtient ainsi, compte-tenu des longueurs d'ondes 1,36 et 1,47 μm des transitions $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ et $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ et de la valeur expérimentale de Γ_{7s} , mesurée à 1% près [24]:

$$\Gamma_{7s} = \frac{1}{48\text{ns}} = \frac{16\pi^3 c}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right) \frac{|\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{(\lambda_{7s \rightarrow 6P_{3/2}})^3} \times 1,542$$

D'où les valeurs des éléments de matrice réduits ($a_0 = 5,29 \times 10^{-11}\text{m}$ est le rayon de Bohr) :

$$\begin{aligned} |\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle| &= 6,49 \text{ ea}_0 \\ |\langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{1/2} \rangle| &= 4,25 \text{ ea}_0 \end{aligned}$$

Dans l'expression de la fréquence de Rabi (éq. I-32), on voit apparaître l'élément de matrice réduit divisé par $\sqrt{6}$. Cela n'est pas surprenant car de (C-1) on tire :

$$\langle 7S_{1/2} m_j | \mathcal{D}_z | 6P_{3/2} m'_j \rangle = (-1)^{\frac{1}{2} - m_s} \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 3/2 \\ -m_j & 0 & m'_j \end{pmatrix} \langle 7S_{1/2} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle$$

En utilisant l'expression du coefficient $3j$ donnée au début de l'appendice A, on obtient :

$$|\langle 7S_{\frac{1}{2}} m_j | \mathcal{D}_z | 6P_{3/2}, m' j \rangle| = \frac{|\langle 7S_{\frac{1}{2}} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|}{\sqrt{6}} \delta_{m_j m'_j}$$

L'expression I-32 de la fréquence de Rabi fait donc très naturellement intervenir l'élément de matrice du dipôle entre deux sous-niveaux m_j de $7S$ et $6P_{3/2}$. De manière analogue, on obtient

$$|\langle 7S_{\frac{1}{2}} m_j | \mathcal{D}_z | 6P_{\frac{1}{2}}, m' j \rangle| = \frac{|\langle 7S_{\frac{1}{2}} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_{\frac{1}{2}} \rangle|}{\sqrt{6}} \delta_{m_j m'_j}$$

Dans certaines références, les calculs utilisent les éléments de matrices radiaux. Ceux-ci sont bien sûr reliés aux éléments de matrices réduits utilisés dans cette thèse; on obtient sans difficultés la relation

$$|\langle 7S_{\frac{1}{2}} || \vec{\mathcal{D}} || 6P_j \rangle| = \sqrt{\frac{2j+1}{3}} e |\langle 7S_{\frac{1}{2}} | r | 6P_j \rangle|_{\text{radial}} .$$

II - Traces de produits de F_k

Fréquemment les calculs de valeurs moyennes d'opérateurs font intervenir des traces de produits de composantes du moment hyperfin. Nous rappelons quelques formules permettant de calculer rapidement ces traces (certaines sont extraites de la thèse de Michel POIRIER [52]) :

$$\text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u}) \right\} = 0 \quad (\text{C-5})$$

$$\text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u}) (\vec{F} \cdot \vec{v}) \right\} = \frac{\text{tr} \mathbb{P}_F \vec{F}^2}{3} (\vec{u} \cdot \vec{v}) \quad (\text{C-6})$$

$$\text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u}) (\vec{F} \cdot \vec{v}) (\vec{F} \cdot \vec{w}) \right\} = \frac{\text{tr} \mathbb{P}_F \vec{F}^2}{3} \frac{i(\vec{u} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{w}}{2} \quad (\text{C-7})$$

$$\begin{aligned} \text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u}) (\vec{F} \cdot \vec{v}) (\vec{F} \cdot \vec{w}) (\vec{F} \cdot \vec{t}) \right\} &= \\ &= \frac{\text{tr} \mathbb{P}_F \vec{F}^2}{3} \times \left\{ \frac{(\vec{F}^2 + \frac{1}{2}) [(\vec{u} \cdot \vec{v})(\vec{w} \cdot \vec{t}) + (\vec{v} \cdot \vec{w})(\vec{u} \cdot \vec{t})] + (\vec{F}^2 - 2)(\vec{u} \cdot \vec{w})(\vec{v} \cdot \vec{t})}{5} \right\} \quad (\text{C-8}) \end{aligned}$$

$$\text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u})^6 \right\} = \frac{\text{tr} \mathbb{P}_F \vec{F}^2}{3} \left\{ \frac{3(\vec{F}^2)^2 - 3\vec{F}^2 + 1}{7} \right\} \quad (\text{C-9})$$

$$\text{tr} \left\{ \mathbb{P}_F (\vec{F} \cdot \vec{u})^8 \right\} = \frac{\text{tr} \mathbb{P}_F \vec{F}^2}{3} \frac{\{5(\vec{F}^2)^3 - 10(\vec{F}^2)^2 + 9\vec{F}^2 - 3\}}{15} \quad (\text{C-10})$$

Enfin rappelons que le théorème de Wigner-Eckart permet d'obtenir le facteur de proportionnalité entre de spin et le moment hyperfin dans un niveau hyperfin $nS_{1/2, F} = I + \mathcal{E}_F/2$ (I est le spin du noyau : $7/2$ pour le ^{133}Cs ; $\mathcal{E}_F = \pm 1$):

$$\mathbb{P}(nS, F) \frac{\vec{\sigma}}{2} \mathbb{P}(nS, F) = g_F \mathbb{P}(nS, F) \vec{F} \quad \text{où} \quad g_F = \frac{\mathcal{E}_F}{2I+1}.$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] F. MARTIN: Introduction à l'unification des interactions faibles et électromagnétiques. J. Physique C3 (1980) 9.
G. 't HOOFT: Gauge Theories Between Elementary Particules. Scientific American (juin 1980) 90.
- [2] F.J. HASERT et al: Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. Phys. Lett. 46B (1973) 138.
P. MUSSET, J.P. VIALLE: Neutrino physics with Gargamelle. Phys. Repts. C39 (1978) 1.
- [3] C. Y. PRESCOTT et al : Parity non conservation in inelastic electron scattering. Phys. Lett. 77B (1978) 347; et 84B (1979) 524.
- [4] UA1 coll: Phys. Lett. 122B (1983) 103 et 126B (1983) 398.
UA2 coll: Phys. Lett. 122B (1983) 476 et 129B (1983) 130.
- [5] M.A. BOUCHIAT et L. POTTIER:
Atomic parity violation experiments. "Atomic Physics 9" p.246 éd. Van Dyck et Fortson World Scientific (Singapore 1984).
Optical experiments and weak interactions. Science 234 (5 déc. 1986) 1203.
- [6] C. BOUCHIAT et C.A. PIKETTY: Parity violation in atomic cesium and alternatives to the Standard Model of electroweak interactions. Phys. Lett. 128B (1983) 73.
L'existence d'un boson intermédiaire additionnel a été envisagée, dans le cadre des théories supersymétriques, pour briser la supersymétrie:
P. FAYET: Parity violation effects induced by a new gauge boson. Phys. Lett. 96B (1980) 83.
Plus récemment des considérations de grande unification ont conduit à des hypothèses comparables:
V. BARGER, N.G. DESHPANDE et K. WHISHNANT: Phenomenological mass limits on extra Z of E₆ superstrings. Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 31.
- [7] W.J. MARCIANO et Z. PARSA: Electroweak tests of the standard Model. Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 36 (1986) 171.
- [8] W.J. MARCIANO: $\sin^2\theta_w$ and radiative corrections. Proc of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, p.999.
- [9] R.D. PECCEI: Physics at LEP. Lectures presented at the 1986 CERN School of Physics (Sandham, suède, juin 1986).
- [10] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. POTTIER: Atomic parity violation measurement in the highly forbidden $6S\frac{1}{2}$ - $7S\frac{1}{2}$ caesium transition.
I J. Physique 46 (1985) 1897
II J. Physique 47 (1986) 1175
III J. Physique 47 (1986) 1709.
- [11] V.V. FLAMBAUM et I.B. KRIPLOVICH: P-odd nuclear forces: a source of parity violation in atoms. JETP 52 (1980) 835.
- [12] M.A. BOUCHIAT, P. JACQUIER, M. LINTZ, L.POTTIER: Parity violation in forbidden transitions: detection of the electroweak alignment or polarization in the upper state by stimulated emission. Opt. Comm. 56 (1985) 100.
- [13] P. JACQUIER Thèse d'état, Paris; en cours de rédaction.

L. Hunter et

[14] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. POTTIER: Observation of a parity violation in cesium. Phys. Lett. 117B (1982) 358 et 134B (1984) 463.
J. GUÉNA: Thèse d'état, Paris, 1985.

[15] M.A. BOUCHIAT et C. BOUCHIAT: Parity violation induced by weak neutral currents. J. Physique 35 (1974) 899 et 36 (1975) 493.

[16] C. BOUCHIAT, C.A. PIKETTY, D. PIGNON: A theoretical analysis of parity violation induced by neutral currents in atomic cesium. Nucl. Phys. B221 (1983) 68

C. BOUCHIAT, C.A. PIKETTY: A New Method for the Evaluation of the Parity-Violating Electric Dipole $6S \rightarrow 7S$ Amplitude in Atomic Cesium. Europhys. Lett. 2 (1986) 511.

[17] A.M. MARTENSSON-PENDRILL: Parity non-conservation in cesium. J. Physique 46 (1985) 1949

V.A. DZUBA, V.V. FLAMBAUM, P.G. SILVESTROV et O.P. SUSHKOV: Many-body relativistic calculations in atoms and parity violation in cesium. J. Phys. B18 (1985) 597.

[18] S.L. GILBERT et al: Measurement of parity nonconservation in atomic cesium. Phys. Rev. A34 (1986) 792.

[19] La littérature sur les systèmes à trois niveaux est imposante; nous nous contenterons de citer l'exposé assez pédagogique au chapitre 4 du livre de

S. STENHOLM: Foundations of laser spectroscopy (Wiley 1984), à la fin duquel on trouve une liste de références sur les divers aspects de la spectroscopie des systèmes à trois niveaux.

[20] M.S. SOREM et A.L. SCHAWLOW: Saturation spectroscopy of molecular iodine by intermodulated fluorescence. Opt. Comm. 5 (1972) 148.

M. KAIIVOLA, P. THORSEN et O. POULSEN: Dispersive line-shapes and optical pumping in a three-level system. Phys. Rev. A32 (1985) 207.

[21] C.E. WIEMAN et T. HANSCH: Doppler-free laser polarization spectroscopy. Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1170.

[22] C. DELSART et J.C. KELLER: Doppler-free laser induced dichroism and birefringence. Laser Spectroscopy III (Springer Verlag 1977) p 154.

[23] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. POTTIER: Hanle effect detection of the $6S\frac{1}{2}$ - $7S\frac{1}{2}$ single-photon transition of cesium, without electric field. Opt. Comm. 51 (1984) 243.

[24] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. POTTIER: Absolute polarisation measurements and natural lifetime of the $7S\frac{1}{2}$ state of Cs. J. Physique Lett. 45 (1984) L-523.

[25] A. OMONT: Relaxation par collisions des états excités d'un atome;

J. Physique 26 (1965) 26.

Thèse d'état, Paris (1967).

Comptes Rendus au Colloque Ampère XV (1969) p.221. (North Holland).

[26] C. GREGORY: Resonance broadening of caesium. Phys. Rev. 61 (1942) 465.

[27] C.L. CHEN et A.V. PHELPS: Self broadening of cesium resonance lines at 8521Å and 8944Å. Phys. Rev. 173 (1968) 6.

- [28] W. GELLERMAN, F. LÜTY, C.R. POLLOCK: Optical properties and stable, broadly tunable cw laser operation of new F_u -type centers in Tl^+ -doped alkali halides. *Optics Comm.* 39 (1981) 391.
- [29] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. POTTIER: Atomic parity violation measurements in the highly forbidden $6S\frac{1}{2}$ - $7S\frac{1}{2}$ caesium transition. *J. Physique* 46 (1985) 1897.
- [30] A. MESSIAH, *Mécanique quantique*. (Dunod).
- [31] M.W. ZEMANSKY: The diffusion of imprisoned resonance radiation in mercury vapor; *Phys. Rev.* 29 (1927) 513.
- [32] T. HOLSTEIN: Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. *Phys. Rev.* 72 (1947) 1212 et 83 (1951) 1159.
- [33] NESMEYANOV: Vapor pressures of the chemical elements (Elsevier, Londres) 1963.
- [34] L.K. LAM, T. FUJIMOTO, A.C. GALLAGHER, M.M. HESSEL: Collisional transfer between Na and Na_2 . *J. Chem. Phys.* 68 (1978) 3553.
- [35] L. KRAUSE: Collisional Excitation Transfer Between the $2P\frac{1}{2}$ and $2P_{3/2}$ Levels in Alkali Atoms; *Appl. Opt.* 5 (1966) 1375.
- [36] T. HÄNSCH et P.E. TOSCHEK: Theory of three-level gas-laser amplifier. *Z. Phys.* 236 (1970) 213
 V. P. CHEBOTAYEV: High resolution spectroscopy. Topics in applied physics, vol. 13, ed. Shimoda (Springer, 1976)
 M. S. FELD: Laser saturation spectroscopy in coupled Doppler-broadened systems: how to find a needle in a haystack. (Wiley, 1973).
- [37] M. DUCLOY, J.R.R. LEITE, M.S. FELD: Laser saturation spectroscopy in the time-delayed mode. Theory of optical free induction decay in coupled Doppler-broadened systems. *Phys. Rev.* A17 (1978) 623.
- [38] J.R.R. LEITE et al: Measurement of molecular-alignment relaxation rate in NH_3 using non-lorentzian laser-induced saturation resonances. *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 1465.
- [39] S.H. AUTLER et C.H. TOWNES: *Phys. Rev.* 78 (1950) 340 et 100 (1955) 703;
 voir également
 C. COHEN TANNOUDJI et S. HAROCHE *Polarisation, Matière et Rayonnement* p.191.
- [40] J. MLYNEK et al.: Raman heterodyne detection of NMR. *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983) 993.
- [41] M. DUCLOY: Nonlinear effects in Optical Pumping of Atoms by High-Intensity Multimode Gas Laser. General Theory. *Phys. Rev.* A8 (1973) 1844.
- [42] J. HOFFNAGLE et al.: Measurement of the forbidden $6S$ - $7S$ transition in cesium with and without an electric field. *Phys. Lett.* 85A (1981) 143.
- [43] M.A. BOUCHIAT, J. GUÉNA, L. HUNTER, L. POTTIER: New measurement of

the $6S \rightarrow 7S$ scalar to vector polarizability ratio. Opt. Comm. 45 (1983) 35.

[44] S. L. GILBERT, R.N. WATTS, C.E. WIEMAN: Hyperfine-structure measurement of the 7S state of cesium. Phys. Rev. A27 (1983) 581.

[45] M. DUCLOY, M.P. GORZA, B. DECOMPS: Higher-order nonlinear effects in a gas laser: creation and detection of an hexadecapole moment in the neon 2p_{1/2} level. Opt. Comm. 8 (1973) 21.

[46] M. A. BOUCHIAT: Pompage optique et violation de parité dans l'atome. Ann. Phys. 10 (1985) 923.

[47] voir par exemple éq. 3.24 dans
Y.R. SHEN: The principles of non-linear optics, Wiley (New York),
p.49

ou encore

M.D. LEVENSON: Introduction to nonlinear laser spectroscopy, Academic Press (New York, 1982), p.61

(cependant on prendra soin de remarquer qu'un facteur 2 manque au membre de gauche de l'équation 2.9.4).

[48] C. FLYTZANIS: Theory of non-linear optical susceptibilities. Quantum Electronics, vol I, part A, ed. Rabin et Tang (Academic Press, New York, 1975).

[49] P.S. DRELL, E.D. COMMINS: Parity nonconservation in atomic Thallium. Phys. Rev. A32 (1985) 2196.

[50] L.C. BIEDENHARN, J.M. BLATT et M.E. ROSE: Some properties of the Racah and associated coefficients. Revs. of Mod. Phys. 24 (1952) 249.

[51] J.C. SLATER: The quantum theory of atomic structure (Mc Graw-Hill, 1960).

[52] M. POIRIER: Thèse de troisième cycle, Paris, 1979.

INTRODUCTION.....	3
1 ^{ère} partie : Observation de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{3/2}$	13
I - EFFET DU FAISCEAU SONDE SUR LES POPULATIONS $7S$ ET $6P_{3/2}$	
1) Présentation des effets physiques	
a) l'état de la vapeur en l'absence de faisceaux.....	14
b) effet du faisceau excitateur.....	14
c) effet du faisceau sonde.....	18
d) particularités liées aux structures hyperfines des niveaux $7S$ et $6P_{3/2}$	23
e) importance des effets cohérents à deux photons.....	27
2) Montage expérimental.....	27
a) le laser d'excitation.....	28
α) caractéristiques requises.....	28
β) description du laser.....	28
γ) performances obtenues.....	31
b) le laser de détection.....	31
α) caractéristiques requises pour le faisceau sonde.....	31
β) description du laser.....	31
γ) performances obtenues.....	34
c) mesure des longueurs d'onde à l'aide du lambdamètre.....	35
d) la cellule à césium et la détection de la fluorescence.....	36
3) Présentation de quelques spectres expérimentaux.....	39
a) méthode utilisée pour les enregistrements.....	39
b) les quatre composantes du spectre enregistrées à basse saturation	42
c) spectre enregistré à forte saturation.....	42
d) mise en évidence, à faible densité de césium, d'une population monocinétique dans le niveau $6P_{3/2}$	44
4) Modèle théorique pour les spectres de fluorescence inhibée.....	44
a) prise en compte de l'effet des collisions.....	44
b) mise en équations du problème.....	45
α) les lasers.....	45

β) la vapeur de césium.....	46
γ) l'évolution atomique en présence des lasers.....	51
c) effets liés à la polarisation du faisceau sonde.....	55
d) équations satisfaites par les populations stationnaires des niveaux 7S et $6P_{3/2}$	59
e) calcul de l'accroissement de fluorescence 7S → $6P_{3/2}$ dû au faisceau sonde.....	62
α) solution à l'ordre le plus bas.....	62
β) résolution pour des intensités IR quelconques.....	67
γ) interprétation de la forme spectrale obtenue.....	73
f) cas où le faisceau sonde est résonnant pour le niveau hyperfin 7S, F_d non peuplé par le faisceau excitateur.....	75
5) Influence des conditions expérimentales sur les spectres de fluorescence inhibée.....	79
a) effet d'un désaccord du faisceau vert.....	79
b) effet de la pression de césium sur l'amortissement collisionnel de la cohérence 7S- $6P_{3/2}$	81
c) effet de la pression de césium sur l'amortissement de la population totale du niveau $6P_{3/2}$	85
d) influence de la section du faisceau sonde.....	89
e) effet de la saturation par le faisceau sonde.....	89
α) valeur limite de l'accroissement de fluorescence.....	91
β) spectres enregistrés en modulant la saturation.....	92
f) effet d'un champ magnétique.....	95
6) Processus cohérent et processus incohérent sur le système interdit à trois niveaux.....	96
a) équations d'évolution du système.....	96
b) calcul à l'ordre le plus bas dans l'intensité du faisceau sonde...	99
c) résolution non perturbative.....	103

II - UTILISATION DU FAISCEAU SONDE POUR DETECTER L'ORIENTATION DU NIVEAU 7S

1) Principe de l'expérience.....	107
a) l'orientation du niveau 7S, et sa détection.....	107
b) le dispositif expérimental.....	109
c) exemples de spectres expérimentaux.....	109
2) Calcul du spectre d'orientation à l'ordre le plus bas.....	110
a) le terme source et sa signature.....	110
b) le couplage avec le faisceau sonde.....	111
c) comparaison avec les spectres expérimentaux.....	112
3) Calcul du signal d'orientation avec prise en compte de l'alignement.....	113
a) hypothèses du calcul.....	113
b) équations satisfaites par la matrice densité à l'état stationnaire	114
c) résolution du système d'équations.....	116
d) expressions approchées des quantités \mathcal{G}_p et \mathcal{F}_p	121
α) calcul de \mathcal{G}_p	121
β) calcul de \mathcal{F}_p	123
e) domaine de validité de la solution obtenue.....	124
4) Tests confirmant la nature du signal détecté.....	127
a) effet de la modulation de polarisation utilisée expérimentalement	127
b) proportionnalité du signal au terme source.....	129
5) Présentation et discussion des résultats obtenus à faible saturation.....	131
a) comparaison des formes expérimentale et théorique.....	131
b) effet de la pression de césium.....	133
c) mesure de β/α	133
6) Comportement du signal à forte saturation.....	135
7) Perspectives: détection d'une polarisation ou d'un alignement violant la parité.....	139

2 ^{ème} partie : Observation du faisceau sonde transmis.....	142
III - ETUDE DE L'INTENSITE ET DE LA POLARISATION DU FAISCEAU SONDE TRANSMIS	
1) Motivations pour cette étude et ordres de grandeur des effets attendus...	143
2) Méthodes expérimentales.....	145
a) modifications apportées au montage expérimental.....	145
b) l'information contenue dans le faisceau sonde.....	145
c) les spectres et leur amélioration.....	148
3) Calcul des signaux détectés.....	151
a) le spectre d'amplification.....	152
b) modification de la polarisation du faisceau sonde.....	153
4) Comparaison théorie-expérience.....	156
5) Intérêt de la détection du faisceau sonde transmis pour une expérience de violation de parité.....	160
Conclusion.....	164
Appendice A.....	167
Appendice B.....	192
Appendice C.....	197
Références.....	201
table des matières.....	205
liste des figures.....	209

Chapitre I

Fig. 1:	(a) Schéma de niveaux de l'atome de césium (b) Schéma de principe des expériences dans lesquelles on excite la vapeur de césium en présence du faisceau sonde.....	7
Fig. 2:	Accroissement de fluorescence obtenu lorsqu'on balaye la fréquence du faisceau sonde.....	20
Fig. 3:	Excitation et détection du niveau 7S.....	24
Fig. 4:	Etapes du développement perturbatif faisant apparaître les effets à 1 et à 2 photons.....	26
Fig. 5:	Schéma du laser à colorant et de ses asservissements.....	29
Fig. 6:	Schéma du laser à centres colorés et de ses asservissements.....	32
Fig. 7:	Schéma de la cellule à césium.....	37
Fig. 8:	Les quatre composantes du spectre enregistrées à basse saturation...	41
Fig. 9:	Spectre enregistré à forte saturation.....	43
Fig. 10:	Spectres enregistrés à très basse densité de césium.....	43
Fig. 11:	Exemples de spectres théoriques de fluorescence inhibée.....	76
Fig. 12:	Spectre théorique correspondant aux conditions expérimentales de la figure 10-(a).....	78
Fig. 13:	Sélection d'une classe de vitesse par le laser vert.....	80
Fig. 14:	Effet de la pression de césium sur les spectres de fluorescence inhibée.....	82
Fig. 15:	Amortissement de la cohérence 7S-6P _{3/2} en fonction de la densité de césium.....	82
Fig. 16:	Amortissement de la population totale du niveau de résonnance en fonction de la densité atomique (a) cas du niveau 6P _{3/2} du césium (b) cas du niveau 6 ³ P ₁ du mercure (d'après ZEMANSKY [31]).....	86
Fig. 17:	Intensité transitoire du faisceau sonde transmis après une excitation pulsée.....	90
Fig. 18:	Effet de la section du faisceau sonde sur le contraste des spectres.	90
Fig. 19:	Spectres enregistrés en modulant l'intensité du faisceau sonde.....	92
Fig. 20:	Spectres de fluorescence inhibée enregistrés en présence d'un champ magnétique transverse.....	94
Fig. 21:	Schéma simplifié des niveaux de l'atome de césium, précisant les notations du § I-6.....	96
Fig. 22:	Forme spectrale typique des effets cohérents.....	100
Fig. 23:	Forme spectrale des creux de fluorescence inhibée calculée avec et sans prise en compte de l'effet Raman à deux photons.....	101

Chapitre II

Fig. 24: Modification de l'intensité de fluorescence liée à l'hélicité du faisceau sonde.....	108
Fig. 25: Table des coefficients intervenant dans l'expression du signal d'orientation.....	117
Fig. 26: Effet des corrections dues à la prise en compte de l'alignement sur les spectres de fluorescence inhibée.....	126
Fig. 27: Hauteurs des six composantes du spectre d'orientation, en fonction de la saturation.....	130
Fig. 28: Effet de la pression de césium sur les spectres d'orientation	132
Fig. 29: Evolution, avec la densité de césium, de l'amortissement du dipôle $7S-6P_{3/2}$ déduit des spectres de polarisation.....	132
Fig. 30: Allure des spectres d'orientation à forte saturation.....	134
Fig. 31: Schéma des couplages induits, entre les sous-niveaux Zeeman des niveaux $7S,F$ et $6P_{3/2},F'$, par le faisceau sonde polarisé circulairement.....	136
Fig. 32: Spectres théoriques du signal d'orientation tracés, à forte saturation, pour le cas d'un alcalin de spin nucléaire $I=3/2$	138

Chapitre III

Fig. 33: Schéma du montage expérimental pour l'observation du faisceau sonde transmis.....	144
Fig. 34: Exemple d'enregistrement expérimental de spectres de transmission, de rotation optique et de dichroïsme circulaire.....	147
Fig. 35: Enregistrement simultané de la fluorescence $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ et de la transmission du faisceau sonde.....	150
Fig. 36: Les six composantes du spectres de rotation optique.....	157
Fig. 37: Les six composantes du spectre de dichroïsme circulaire.....	158
Fig. 38: Comparaison des spectres théoriques de pouvoir rotatoire, avec et sans prise en compte des effets de saturation.....	159

TWO-LASER SPECTROSCOPY OF A FORBIDDEN THREE-LEVEL SYSTEM : 6S_{1/2} - 7S_{1/2} - 6P_{3/2} OF THE CESIUM ATOM

Abstract

Parity violation measurements in the 6S-7S transition of cesium agree, within the 10% accuracy, with the Standard Model of electromagnetic, weak, and strong interaction. However, fundamental features, such as electroweak corrections or the Z⁰-nucleon axial coupling, which are of the order of a few percent, have never been observed.

A novel project, currently developed, aims at improving the detection efficiency (previously 1/2000) : a probe laser, tuned to the 7S-6P_{3/2} transition, will force the 7S atoms to emit in only one direction and only one transition.

This dissertation describes the preliminary experiments (and their theoretical interpretation) which allow a good understanding of the behaviour of cesium atoms in the presence of two c.w. lasers : one driving the highly forbidden 6S-7S transition, the other probing the allowed 7S-6P_{3/2} transition. The Cs-Cs collisional processes are taken into account. These experiments have shown that the probe beam does stimulate emission of the 7S atoms and is then amplified. We have also shown that an electronic polarization of the 7S atoms can be detected by two different methods using the probe beam : observation of the 7S-6P_{1/2} fluorescence (without polarization analysis), or detection of the optical rotation of the probe beam. At the Cs density required for the planned parity-violation measurement, the Doppler-free spectra show complete resolution of the hyperfine structure of the 7S-6P_{3/2} transition. The detection of an electroweak alignment in the 7S level, on which the project is based, thus appears to be possible.

Résumé

Les mesures de violation de parité sur la transition 6S-7S du césium confirment, avec une précision de 10%, la prédiction du Modèle Standard des interactions électromagnétiques, faibles et fortes. Toutefois, des prédictions essentielles de la théorie, telles que les corrections radiatives, ou l'existence d'un couplage axial Z^0 -nucleon, qui sont de l'ordre de quelques pour cent, n'ont pas encore été testées.

Un nouveau projet, en cours de développement, vise à améliorer l'efficacité de la détection (qui était de 1/2000) : l'utilisation d'un faisceau sonde résonnant avec la transition 7S-6P_{3/2} doit forcer les atomes 7S à émettre sur une seule transition et dans une seule direction.

Ce mémoire décrit les expériences préliminaires (et leur interprétation théorique) permettant d'arriver à une bonne compréhension du comportement d'atomes de césium en présence d'un laser continu excitant la transition très interdite 6S-7S et d'un laser sonde résonnant avec la transition 7S-6P_{3/2}. Les inévitables processus collisionnels Cs-Cs sont pris en compte. Nous avons vérifié qu'en présence du faisceau sonde, l'émission stimulée 7S-6P_{3/2} a effectivement lieu et que le faisceau sonde est alors amplifié. Nous avons pu montrer également qu'en présence du faisceau sonde, l'orientation des atomes 7S peut être détectée, et ce par deux méthodes différentes : observation de la fluorescence 7S-6P_{1/2} (sans analyse de polarisation), ou détection de la rotation optique sur le faisceau sonde. Enfin les spectres sans effet Doppler ont montré que, dans les conditions prévues pour la future expérience de violation de parité, la structure hyperfine de la transition 7S-6P_{3/2} est résolue. La détection d'un alignement électrofaible dans le niveau 7S_{1/2}, sur laquelle repose le projet, semble donc possible.

Mots-clés

Spectroscopie à 2 lasers

Parité

Césium

Transition interdite

Spectroscopie de polarisation.