



HAL
open science

Atomes froids piégés dans un réseau lumineux : étude par spectroscopie pompe-sonde

Samuel Guibal

► **To cite this version:**

Samuel Guibal. Atomes froids piégés dans un réseau lumineux : étude par spectroscopie pompe-sonde. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT: . tel-00011787

HAL Id: tel-00011787

<https://theses.hal.science/tel-00011787>

Submitted on 7 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.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE



LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

spécialité : Lasers et Matière

présentée par

Samuel GUIBAL

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

**Dynamique d'atomes froids piégés dans un
réseau lumineux:
Étude par spectroscopie pompe-sonde**

soutenue le 28 février 1997 devant le jury:

| | |
|-----------------|--------------------|
| M. B. CAGNAC | Président |
| M. J.-C. KELLER | Rapporteur |
| M. D.R. MEACHER | Rapporteur |
| M. J. BAUCHE | Examineur |
| M. P. VERKERK | Examineur |
| M. G. GRYNBERG | Directeur de Thèse |

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE



LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

spécialité : Lasers et Matière

présentée par

Samuel GUIBAL

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

**Dynamique d'atomes froids piégés dans un
réseau lumineux:
Étude par spectroscopie pompe-sonde**

soutenue le 28 février 1997 devant le jury:

| | |
|-----------------|--------------------|
| M. B. CAGNAC | Président |
| M. J.-C. KELLER | Rapporteur |
| M. D.R. MEACHER | Rapporteur |
| M. J. BAUCHE | Examineur |
| M. P. VERKERK | Examineur |
| M. G. GRYNBERG | Directeur de Thèse |

Ce travail a été effectué au laboratoire Kastler Brossel et je tiens à remercier sa directrice, Michèle Leduc, de m'y avoir accueilli.

Gilbert Grynberg a dirigé cette thèse et je le remercie de m'avoir accepté dans son équipe. C'est en grande partie grâce à l'efficacité et au dynamisme qui y régnait que j'ai pu rapidement obtenir mes premiers résultats expérimentaux.

Philippe Verkerk a également largement contribué à l'orientation de cette thèse. S'agissant d'une thèse expérimentale, je tiens particulièrement à le remercier de m'avoir transmis un peu de son savoir d'expérimentateur.

Jean-Yves Courtois a été très présent au cours des discussions scientifiques et son apport dans l'interprétation des résultats expérimentaux a toujours été déterminant. Je lui suis très reconnaissant d'avoir su répondre patiemment à mes interrogations.

Ce travail a été réalisé au sein d'une équipe de thésards(es) où, malgré les difficultés, régnait à la fois bonne humeur et curiosité scientifique. Ce sont maintenant des amis, ce qui ne m'empêche pas de les remercier tous: Konstantinos Petsas, Christine Triché, Cécile Robilliard, Luca Guidoni.

Je tiens également à remercier Brahim Lounis qui a guidé mes premiers pas sur son montage expérimental, ainsi que David Meacher avec qui j'ai partagé ces débuts.

Je remercie Bernard Cagnac, Jean-Claude Keller, David Meacher, Jacques Bauche, Philippe Verkerk et Gilbert Grynberg qui m'ont fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je remercie également, collectivement, le groupe "Atomes froids" avec lequel notre équipe conserve de fortes interactions.

La recherche expérimentale ne se fait pas sans l'aide de techniciens de valeurs et je tiens à remercier tous les membres des ateliers de mécanique et d'électronique du laboratoire de leur soutien efficace.

Je remercie également les secrétaires du laboratoire pour leur patience infinie....

**Dynamique d'atomes froids piégés dans un réseau lumineux:
Étude par spectroscopie pompe-sonde**

Introduction.....1

Chapitre I

**Refroidissement Sisyphe et localisation dans le réseau
optique standard**

1. Introduction.....5
2. Configuration modèle à une dimension.....6
 2.1. Refroidissement Sisyphe7
 2.2. Localisation et Quantification du mouvement atomique..... 10
3. Généralisation à 3 D 12
 3.1. Introduction 12
 3.2. Le réseau standard en tétraèdre..... 12
 3.2.1. Une configuration lin[^]lin tridimensionnelle 13
 3.2.2. Champ électrique dans le réseau tridimensionnel 15
 3.2.3. Caractéristiques géométriques du réseau..... 16
 3.2.4. Fréquences de vibration..... 16
 3.2.5. Topographie du potentiel..... 18
4. Conclusion..... 20

Chapitre II

**La spectroscopie pompe-sonde appliquée au réseau
standard**

1. Introduction..... 21
2. Optique non-linéaire et spectroscopie avec des atomes froids 22
 2.1. Introduction 22
 2.2. Spectroscopie pompe-sonde..... 23
 2.2.1. Diffusion spontanée et diffusion stimulée..... 23
 2.2.2. Principes de la diffusion stimulée..... 25

Table des matières

| | |
|--|----|
| 2.2.3. Conclusion..... | 27 |
| 3. Montage expérimental | 28 |
| 3.1. Introduction | 28 |
| 3.2. Transitions utilisées: l'atome de césium..... | 28 |
| 3.3. La source de césium..... | 30 |
| 3.4. Sources laser | 30 |
| 3.4.1. Introduction..... | 30 |
| 3.4.2. Principes | 31 |
| 3.4.3. Diode sur réseau | 31 |
| Cavité externe..... | 31 |
| Absorption saturée | 34 |
| Asservissement | 34 |
| 3.4.4. Diode laser injectée | 36 |
| 3.5. Piège magnéto-optique..... | 38 |
| 3.5.1. Principe | 38 |
| 3.5.2. Faisceaux laser | 39 |
| 3.5.3. Champ magnétique | 40 |
| 3.6. Tétraèdre..... | 40 |
| 3.7. Onde sonde en spectroscopie de transmission | 41 |
| 3.8. Onde sonde du temps de vol | 42 |
| 3.9. Séquence expérimentale..... | 44 |
| 4. Réalisation d'un piège à rubidium..... | 44 |
| 4.1. Le rubidium | 45 |
| 4.2. Lasers | 46 |
| 5. Spectre typique de transmission de la sonde..... | 48 |
| 6. Conclusion..... | 50 |

Chapitre III

Etude des résonances Raman

| | |
|--|----|
| 1. Introduction..... | 51 |
| 2. Mécanisme de diffusion Raman | 52 |
| 3. Largeur de raie et localisation atomique | 54 |
| 3.1. Transitions avec changement d'état interne..... | 55 |
| 3.2. Transitions sans changement d'état interne..... | 57 |
| 4. Résultats expérimentaux..... | 58 |
| 4.1. Sonde longitudinale | 59 |

| | | |
|--------|------------------------------------|----|
| 4.1.1. | Polarisation perpendiculaire | 59 |
| 4.1.2. | Polarisation parallèle..... | 61 |
| 4.2. | sonde transverse | 62 |
| 4.2.1. | polarisation σ | 63 |
| 4.2.2. | polarisation π | 64 |
| 5. | Conclusion..... | 66 |

Chapitre IV

Paramagnétisme dans le réseau optique

| | | |
|-------|--|----|
| 1. | Introduction..... | 69 |
| 2. | Réalisation expérimentale | 70 |
| 2.1. | Potentiel lumineux et effet d'un champ magnétique longitudinal | 71 |
| 2.2. | Détection..... | 72 |
| 2.2.1 | Spectroscopie Raman stimulée | 72 |
| 2.2.2 | Polarisation de la sonde et sélectivité | 72 |
| 3. | Résultats expérimentaux..... | 73 |
| 3.1. | Rapport des populations | 76 |
| 3.2. | Température de spin et température cinétique | 77 |
| 3.3. | Régime transitoire | 78 |
| 4. | Etude théorique..... | 80 |
| 4.1. | Simulations numériques | 80 |
| 4.2. | Et pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$? | 82 |
| 5. | Conclusion..... | 83 |

Chapitre V

Processus de propagation dans le réseau: résonances "Brillouin"

| | | |
|------|--|----|
| 1. | Introduction..... | 85 |
| 2. | Propagation dans le réseau..... | 86 |
| 2.1. | Configuration et potentiel..... | 87 |
| 2.2. | Mécanisme élémentaire de propagation | 88 |
| 2.3. | Interférence pompe-sonde | 90 |
| 2.4. | Simulations des spectres..... | 91 |
| 3. | Manifestation expérimentale | 93 |
| 3.1. | Une résonance supplémentaire..... | 93 |

| | |
|--|----|
| 3.2. Propriétés de la résonance | 93 |
| 3.2.1. Influence de la polarisation de la sonde | 93 |
| 3.2.2. Influence de la direction de propagation de la sonde..... | 95 |
| 4. Validité du modèle $1/2 \rightarrow 3/2$ | 97 |
| 5. Conclusion..... | 98 |

Chapitre VI

Résonances Rayleigh

| | |
|--|-----|
| 1. Introduction..... | 99 |
| 2. Mécanismes de diffusion..... | 100 |
| 2.1. Généralités sur la diffusion Rayleigh..... | 100 |
| 2.2. Effet photorefractif | 101 |
| 3. Diffusion Rayleigh dans le réseau..... | 102 |
| 3.1. Géométrie, interférence pompe-sonde | 103 |
| 3.2. Observable modulée, relaxation..... | 104 |
| 3.3. Un spectre expérimental | 105 |
| 3.4. Pression de radiation | 106 |
| 3.4.1 Une force supplémentaire..... | 106 |
| 3.4.2. ...dont il faut tenir compte | 106 |
| 4. Un modèle phénoménologique | 107 |
| 5. Etude de la forme de raie | 109 |
| 5.1. Expérience..... | 109 |
| 5.1.1. Variation avec le désaccord | 109 |
| 5.1.2. Variation avec les angles du tétraèdre..... | 111 |
| 5.2. Simulations Monte-Carlo | 112 |
| 6. Conclusion..... | 114 |

Conclusion

Bibliographie

Introduction

L'interférence de plusieurs ondes lumineuses conduit à un champ électrique dont l'amplitude (et/ou la polarisation) est spatialement modulée. On peut ainsi créer des structures lumineuses régulières à une, deux ou trois dimensions (et même davantage pour réaliser des structures quasipériodiques [Hippert94]) dont la dimension des cellules élémentaires est de l'ordre de la longueur d'onde. Ces réseaux de lumière sont d'une grande variété. En effet, le nombre de faisceaux, la direction de propagation et la polarisation de chacun d'entre eux déterminent la topographie d'un tel réseau. On voit que le nombre de degrés de liberté est important, ouvrant la voie aux configurations les plus diverses.

Depuis les premières expériences de spectroscopie des vapeurs atomiques, on sait que les atomes peuvent interagir assez fortement avec des radiations électromagnétiques de longueurs d'onde bien déterminées. La manifestation la plus évidente de ce couplage réside dans l'absorption et l'émission de la lumière. Ces processus d'absorption et d'émission s'accompagnent d'un échange d'impulsion entre l'atome et le champ, la lumière peut ainsi exercer une force sur l'atome ouvrant la possibilité d'agir sur le mouvement atomique.

Ce couplage du système atomique avec le champ électromagnétique entraîne également une perturbation de l'énergie initiale des niveaux atomiques. Ce déplacement lumineux [Cohen62] dépend de l'intensité du champ et peut donc être spatialement modulé si celle-ci n'est pas uniforme. Une telle modulation d'énergie interne fait apparaître une force supplémentaire, offrant une nouvelle possibilité d'agir sur le mouvement atomique. D'autre part, le détail de l'interaction atome-lumière fait également intervenir la complexité des niveaux d'énergie de l'atome. En particulier, la multiplicité Zeeman des transitions atomiques permet l'apparition de processus de

pompage optique [Kastler50], où le choix de la polarisation du champ lumineux autorise un contrôle de l'état interne des atomes.

Il apparaît que les réseaux de lumière constituent des milieux très particuliers pour un ensemble d'atomes. En effet, l'état et l'énergie internes d'un atome dépendent de la polarisation et de l'intensité du champ en chaque point et vont donc subir une modulation spatiale corrélée à la variation du champ lumineux. L'amplitude de modulation du potentiel qui en résulte est conditionnée par l'intensité des ondes utilisées pour le former et, compte tenu des puissances lasers couramment accessibles en laboratoire, elle correspond à des températures de l'ordre de la centaine de microKelvin. On voit que pour que le mouvement des atomes soit sensible à une telle structure, il est nécessaire de travailler avec un ensemble d'atomes de très faible énergie cinétique: des atomes "froids".

L'histoire des réseaux optiques est liée à celle du refroidissement d'atomes par laser. Depuis l'avènement des lasers au cours des années 60 et les développements qui suivirent, l'expérimentateur dispose de sources lumineuses intenses et de longueur d'onde bien contrôlée qui peut être choisie proche d'une résonance atomique. Le laser devient un outil intéressant pour agir sur le mouvement des atomes et, en 1975, apparaissent les premières propositions théoriques d'un système permettant de ralentir une vapeur atomique au moyen d'un faisceau laser [Hänsch75, Wineland75]. En 1985, S. Chu réalise une expérience de refroidissement d'atomes à trois dimensions utilisant la force de pression de radiation: il crée la première "mélasse optique" [Chu85]. En 1988, P. Lett observe des températures anormalement basses dans une mélasse optique: le modèle simple utilisé jusqu'alors d'un atome à deux niveaux soumis à la seule pression de radiation devient insuffisant [Lett88]. Cette observation a stimulé de nouveaux développements théoriques et de nouveaux modèles de refroidissement apparaissent rapidement. Ces "nouveaux mécanismes" [Dalibard89, Ungar89] tiennent compte de la multiplicité Zeeman et des déplacements lumineux des niveaux atomiques, de la polarisation du champ lumineux, et des processus de pompage optique. En particulier, l'effet Sisyphe [voir p. ex. Cohen90], est un mécanisme de refroidissement qui intervient dans un champ lumineux spatialement modulé et qui conduit à une température de l'ordre de la profondeur des puits de potentiel créés par l'interaction des atomes avec le champ. La dynamique des atomes dans une telle situation est rendue particulièrement riche par la forte corrélation qui existe entre la position, l'état interne et les taux de pompage optique. Dans cette thèse nous étudions une extension à trois dimensions du modèle de refroidissement Sisyphe, où les atomes évoluent dans un potentiel périodique constitué d'une succession de puits au fond desquels ils peuvent être piégés. La structure ainsi obtenue s'apparente à un cristal (ordre à grande échelle,

symétries), mais dont l'échelle caractéristique est fixée par la longueur d'onde optique et où la cohésion n'est pas assurée par les interactions entre atomes (qui sont négligées) mais par le champ lumineux. D'autre part, ce "cristal optique" est très lacunaire, les densités obtenues correspondant à un taux d'occupation de l'ordre de un site sur trente. On se trouve en présence d'un nouveau milieu qui s'apparente à un gaz (peu d'interaction entre particules) et qui présente un ordre à grande échelle analogue à un solide cristallin.

L'étude expérimentale du mouvement des atomes froids piégés dans un tel réseau de lumière est réalisée grâce à la spectroscopie pompe-sonde. L'utilisation de cette technique est historiquement liée à l'intérêt potentiel des atomes froids comme nouveau milieu pour des expériences d'optique non linéaire. En effet, la distribution de vitesse très étroite permet de faire participer au processus non linéaire tous les atomes de l'échantillon avec la même efficacité (pas d'élargissement Doppler). Au cours des premières expériences de type pompe-sonde dans les mélasses optiques [Grison91], il est rapidement apparu que la spectroscopie de ces milieux constituait une source d'information très efficace pour en étudier la dynamique. Les premiers résultats concernent les mesures de coefficients de friction dans des mélasses optiques [Lounis92]. Dans le même temps est mise en évidence la localisation des atomes dans une mélasse Sisyphé grâce à l'observation de résonances de type Raman [Verkerk92], caractérisant le mouvement de vibration du centre de masse de l'atome piégé dans un puits quantique. Un autre type de résonance dite induite par le recul [Guo92] donna accès à une mesure directe de la distribution de vitesse des atomes [Courtois93, Meacher94, Guibal96]. Remarquons toutefois que, si la spectroscopie pompe-sonde est une méthode bien adaptée à l'étude des atomes froids, elle n'est pas la seule et que des informations similaires peuvent être obtenues par d'autres techniques (en particulier, l'analyse de la lumière de fluorescence [Westbrook90, Jessen92, Jurczak]).

La spectroscopie de ces réseaux [Grynberg97], [Guibal97'] donne accès aux processus élémentaires de diffusion de la lumière par le milieu qui sont eux-mêmes reliés à la structure aussi bien statique (relaxation vers l'équilibre) que dynamique (modes propres du mouvement) du réseau. Ceci se manifeste dans le spectre de transmission de la sonde par des résonances en amplification et en absorption. Nous proposons dans ce mémoire une étude expérimentale détaillée des diverses résonances observées dans les réseaux d'atomes froids. Ces résonances sont interprétées en termes de mécanismes de diffusion Raman, Brillouin et Rayleigh, mécanismes bien connus dans les vapeurs atomiques ou moléculaires "chaudes" ainsi que dans les solides.

Nous montrons que l'observation de résonances Raman stimulées [Verkerk94] apporte une preuve de la localisation des atomes au fond des puits de potentiel. L'étude

de ces résonances en présence d'un champ magnétique nous permettra également de révéler la structure très particulière du réseau, qui présente un comportement paramagnétique [Meacher95].

Nous mettons en évidence l'existence d'un mécanisme de diffusion de type Brillouin [Courtois96, Courtois96'], lié à la diffusion de la lumière sur une onde de densité se propageant dans le milieu. Ce mécanisme est très semblable à la diffusion par des ondes sonores dans les milieux denses mais son originalité réside dans le fait qu'il ne nécessite pas d'interaction entre les particules.

L'étude du processus Rayleigh [Guibal97, Guibal97'], quant à elle, apporte des informations sur la diffusion spatiale des atomes au sein du réseau. Nous montrons également que l'allure de la résonance Rayleigh est modifiée par la pression de radiation, qui décale le réseau atomique du réseau lumineux. Il est ainsi possible, dans certaines conditions, d'observer une amplification du faisceau sonde lorsque toutes les fréquences sont égales, effet analogue à l'effet photoréfractif observé dans certains cristaux.

Chapitre I

Refroidissement Sisyphe et localisation dans le réseau optique standard

1. Introduction

Les premières idées sur le ralentissement d'atomes neutres par laser exploitaient simplement la force de pression de radiation pour agir sur le mouvement des atomes [Hänsch75] et pouvaient être analysées dans le cadre théorique simple d'un atome à deux niveaux soumis à un champ lumineux scalaire. Cependant, les températures atteintes lors des expériences [Lett88] étaient beaucoup plus basses que les prédictions de ce modèle. Pour expliquer les températures observées, les modèles durent prendre en compte d'une part la multiplicité des sous-niveaux Zeeman atomiques et d'autre part le caractère vectoriel de l'onde électromagnétique avec laquelle interagissent les atomes. De nouveaux mécanismes de refroidissement prévoyant des températures compatibles avec l'expérience ont alors été proposés, qui ont ouvert la voie à de nouveaux développements. Parmi ces nouveaux mécanismes, dits à gradient de polarisation, l'effet Sisyphe [Dalibard89] est à la base de la physique des réseaux optiques et, dans ce chapitre, nous allons en rappeler les principes d'abord dans le cas unidimensionnel, puis montrer comment il peut conduire à la localisation des atomes dans des structures périodiques à une, deux ou trois dimensions créées par la lumière.

2. Configuration modèle à une dimension

L'interaction entre un atome et la lumière peut être interprétée en termes d'échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre la matière et le rayonnement. Considérons d'abord un atome immobile éclairé par une onde plane progressive de vecteur d'onde \mathbf{k} . A chaque absorption, l'atome va recevoir la quantité de mouvement du photon $\hbar\mathbf{k}$. Cette absorption sera suivie de l'émission spontanée d'un photon dans une direction aléatoire. Pour un flux de photons suffisamment important, la moyenne de l'impulsion échangée lors des processus d'émission spontanée est nulle, il reste donc une force moyenne exercée par la lumière sur l'atome dans la direction du faisceau incident : la force de *pression de radiation*. L'accélération¹ subie par l'atome s'écrit $\mathbf{a} = \Gamma s \hbar \mathbf{k} / M$, Γ étant la largeur naturelle de la transition atomique, s le paramètre de saturation de la transition par le faisceau et M la masse de l'atome (pour un atome de césium et avec $s \approx 1$, l'accélération subie est de l'ordre de mille fois l'accélération de la pesanteur). On voit qu'il est possible de ralentir un atome puis de lui faire rebrousser chemin à l'aide de la pression de radiation.

Considérons maintenant le cas d'un atome illuminé par deux faisceaux laser de même intensité et de même fréquence se propageant en sens inverse. Si la longueur d'onde choisie est légèrement inférieure à celle de la transition atomique l'atome en mouvement va, à cause de l'effet Doppler, voir la fréquence de la source vers laquelle il se dirige plus proche de sa fréquence de résonance et va donc pouvoir absorber plus de photons dans cette onde que dans l'onde se propageant en sens opposé. La force moyenne subie sera donc en sens opposé à sa vitesse (cette force est formellement semblable à une force de frottement visqueux) et en conséquence il sera ralenti. A vitesse nulle, l'atome voit deux faisceaux équivalents et la force moyenne est nulle. Par contre les fluctuations de cette force sont importantes (à cause de la direction aléatoire des photons émis spontanément), conduisant à une agitation résiduelle avec une vitesse quadratique moyenne (température). L'ordre de grandeur de la température est déterminé par la largeur naturelle du niveau excité : $k_B T \approx \hbar \Gamma$. On voit que la conjonction de la pression de radiation, de l'effet Doppler et du caractère aléatoire de l'émission spontanée engendre un processus dissipatif pour l'atome, son énergie cinétique étant dissipée sous forme de photons de fluorescence (à cause de l'effet Doppler, les photons incidents et spontanés n'ont pas la même fréquence).

Pour autant, ces effets liés à la *pression de radiation* ne sont pas les seuls à intervenir dans les expériences de refroidissement. En effet, l'interaction entre l'atome et le champ

¹ Voir par exemple [Cohen88].

lumineux se manifeste également par un terme de *déplacement lumineux* dans le hamiltonien [Cohen62], décalant l'énergie des niveaux atomiques. Plongé dans un champ lumineux non uniforme, l'atome peut subir une force *réactive* liée à ce changement d'énergie interne. De plus, si l'atome possède plusieurs sous-niveaux Zeeman, l'interaction avec le champ donne lieu à des processus de *pompage optique* entre ces sous-niveaux. On va voir dans la suite comment la corrélation entre la modulation spatiale du déplacement lumineux et celle du taux de pompage optique va conduire à un refroidissement supplémentaire dans des configurations bien choisies.

2.1. Refroidissement Sisyphe

Considérons deux ondes planes progressives de même fréquence se propageant en sens opposés avec des polarisations linéaires orthogonales. Le champ résultant est stationnaire avec une intensité uniforme et une polarisation modulée spatialement: il présente une alternance de sites de polarisation purement circulaire droite ou gauche séparés par des zones où la polarisation devient elliptique puis linéaire (figure 1-b). La fréquence de l'onde lumineuse $\omega / 2\pi$ est choisie inférieure à celle de la transition atomique $\omega_a / 2\pi$ entre un niveau fondamental de moment cinétique J et un niveau excité de moment cinétique $J'=J+1$. Le désaccord à résonance $|\Delta| = |\omega - \omega_a|$ est supposé grand devant la largeur naturelle du niveau excité Γ (si l'intensité n'est pas trop grande, on peut considérer que seul le niveau fondamental est peuplé). Le terme de déplacement lumineux étant inversement proportionnel au désaccord à résonance et de même signe, plus le couplage avec le champ électromagnétique sera important et plus l'énergie des sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental sera diminuée.

Le couplage atome-lumière va dépendre fortement de la polarisation du champ lumineux et du sous-niveau Zeeman considéré. Les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan connectant les sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental à ceux du niveau excité (figure 1-a) représentent l'importance du couplage avec le champ lumineux pour chaque polarisation σ^+ , σ^- ou π . Dans le cas de la transition modèle $J=1/2 \rightarrow J'=3/2$ et pour la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$, le déplacement lumineux d'un sous-niveau Zeeman sera proportionnel à l'intensité du champ dans chaque polarisation pondérée par le carré du coefficient de Clebsch-Gordan associé. Les sous-niveaux Zeeman du fondamental $m=+1/2$ et $m=-1/2$ présentent une modulation spatiale de leur énergie en opposition de phase l'un par rapport à l'autre, le déplacement (en valeur absolue) du sous-niveau $m=+1/2$ étant maximum aux points où la polarisation est purement σ^+ , alors que celui du sous-niveau $m=-1/2$ y est minimum (figure 1-c).

D'autre part, à cette modulation d'énergie interne (déplacement lumineux) va correspondre une modulation des taux de départ par pompage optique d'un sous-niveau vers l'autre. En effet, un atome dans l'état $m = +1/2$ (resp. $-1/2$) situé à un endroit où la lumière est essentiellement σ^+ (resp. σ^-) va subir des cycles d'absorption-émission spontanée qui le ramèneront systématiquement dans son état initial $m = +1/2$ (resp. $-1/2$). Le même atome dans un site où la polarisation est σ^- (resp. σ^+) va très rapidement changer de sous-niveau par pompage optique, en absorbant un photon σ^- (resp. σ^+) et émettant un photon spontané π . On voit alors qu'un atome situé à un minimum du déplacement lumineux (en fait un déplacement maximum en valeur absolue) va avoir tendance à y rester tandis qu'à un maximum, il aura une forte chance d'être pompé optiquement vers l'autre sous-niveau dont l'énergie est minimale en ce point.

C'est cette corrélation entre déplacement lumineux et pompage optique qui est à la base du mécanisme de refroidissement Sisyphe: considérons un atome se déplaçant le long d'une courbe de potentiel correspondant à un sous-niveau Zeeman donné, passant d'un minimum d'énergie potentielle à un maximum, il perd de l'énergie cinétique. Autour de ce maximum, il a une grande probabilité de subir un cycle de pompage optique (absorption-émission spontanée) qui va le faire passer dans l'autre sous-niveau Zeeman qui a une énergie potentielle minimale au même point. Au cours de ce cycle, l'atome a perdu de l'énergie, emportée par le photon spontané (figure 2). On voit apparaître un processus (transformation d'énergie cinétique en énergie potentielle suivie d'une perte de cette énergie potentielle lors du pompage optique) conduisant à un ralentissement d'un atome en mouvement. Ce processus se répète (comme pour le héros mythologique Sisyphe, condamné à remonter perpétuellement une roche au sommet d'une colline d'où elle redescend immédiatement) jusqu'à ce que l'atome n'ait plus assez d'énergie pour gravir une nouvelle colline de potentiel. On voit que l'énergie cinétique finale de l'atome va être de l'ordre du déplacement lumineux. Les températures prédites pour ce modèle [Ungar89, Dalibard89] dans le cadre d'un traitement quantitatif sont plus basses que celles atteintes dans le cadre du refroidissement Doppler décrit plus haut (températures dites Doppler) et rendent compte des résultats expérimentaux de façon tout à fait satisfaisante.

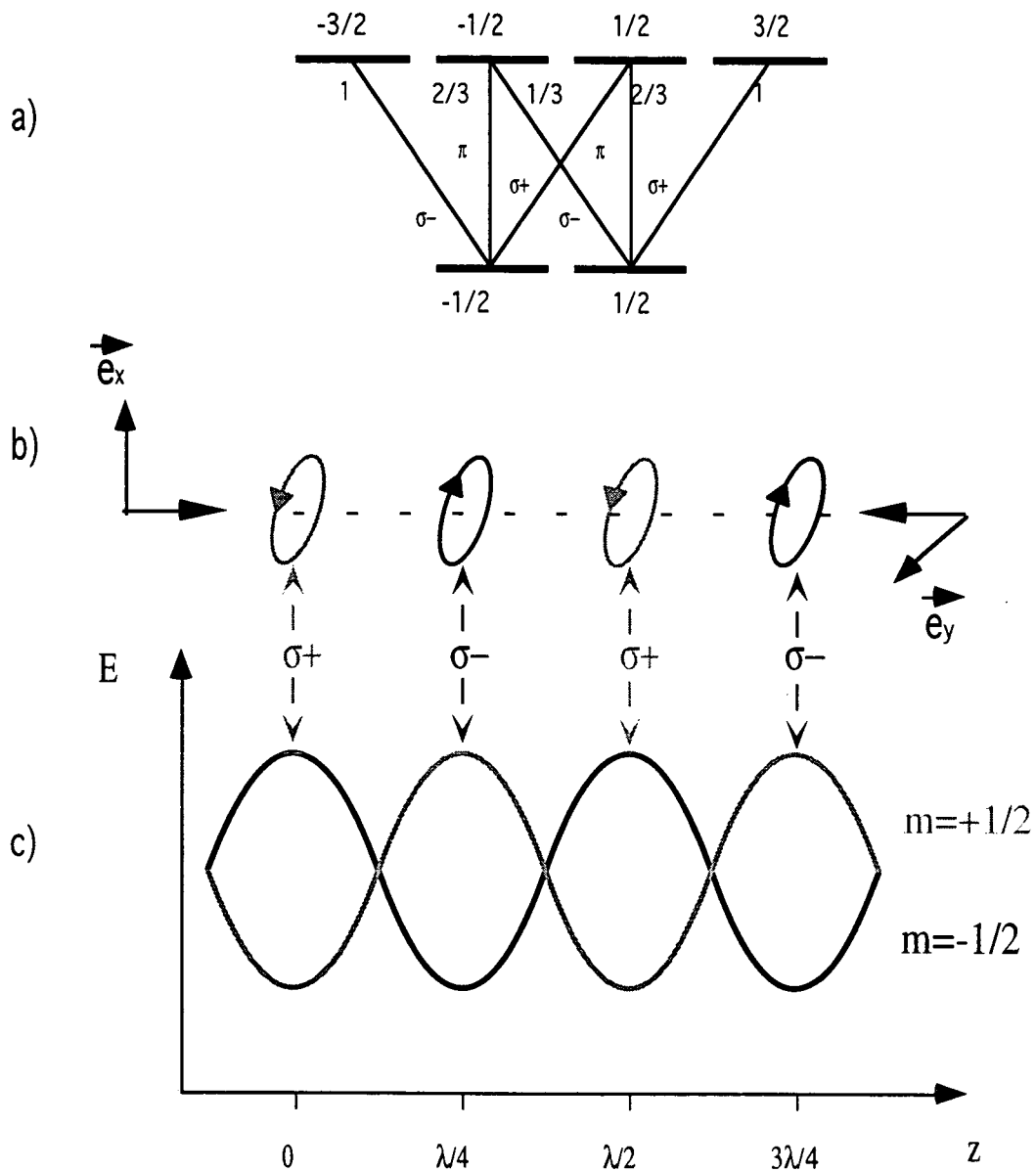


Figure 1 :

(a) Transition $J=1/2 \rightarrow J=3/2$ et carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour les polarisations σ^- , σ^+ et π . Le sous-niveau $m=+1/2$ (resp. $-1/2$) est davantage couplé à un champ σ^+ (resp. σ^-) que σ^- (resp. σ^+). (b) Configuration de faisceaux lin \perp lin pour l'effet Sisyphus 1D. Le champ électrique résultant de l'interférence des deux ondes n'est pas modulé en intensité mais en polarisation. Il présente une alternance de sites où la polarisation est purement circulaire gauche ou droite entrecoupés de zones où elle devient elliptique puis linéaire. (c) Modulation des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman $m=+1/2$ et $m=-1/2$ dans la configuration lin \perp lin.

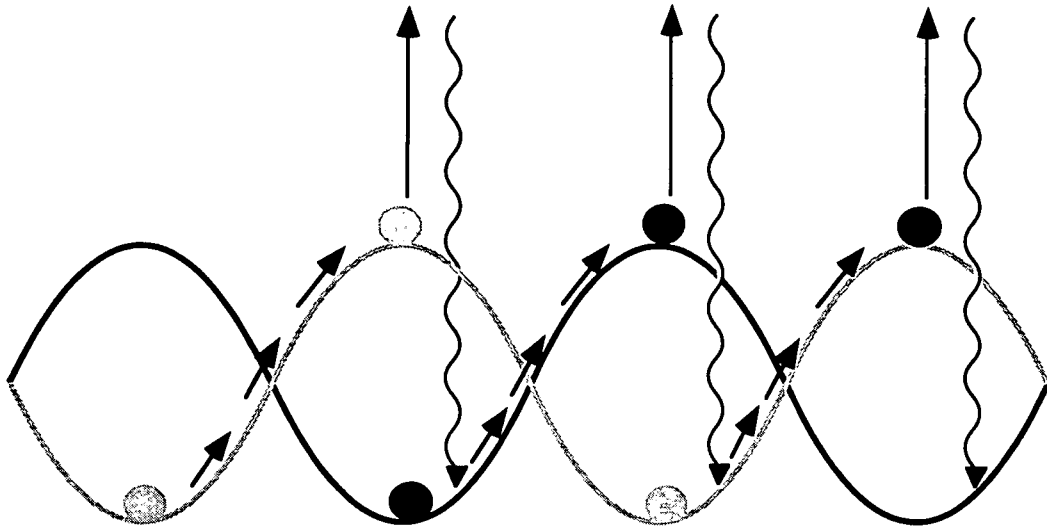


Figure 2:

Trajectoire suivie par un atome pendant le processus de refroidissement Sisyphé. L'atome a une forte probabilité de subir un cycle de pompage optique avec changement d'état interne au sommet de la courbe de potentiel sur laquelle il évolue. L'énergie cinétique est convertie en énergie potentielle qui est ensuite emportée par le photon spontané. A chaque cycle l'atome perd ainsi une énergie cinétique de l'ordre de l'amplitude de la modulation du déplacement lumineux.

2.2. Localisation et Quantification du mouvement atomique

Le mécanisme Sisyphé aboutit à une situation où les atomes, n'ayant plus assez d'énergie cinétique pour franchir une nouvelle colline de potentiel, restent piégés au fond de cuvettes où la polarisation pratiquement circulaire de la lumière les laisse le plus souvent dans le même état interne après un cycle d'absorption émission spontanée. Cette propriété autorise un temps de résidence très long, limité essentiellement par la composante de lumière de polarisation circulaire opposée vue par l'atome au cours de son mouvement résiduel au fond du puits.

Le mouvement de l'atome au fond du puits se décrit classiquement en considérant un développement harmonique du potentiel au voisinage de son minimum. L'atome effectue alors des oscillations dans une zone dont la dimension est inférieure à la longueur d'onde lumineuse. L'impulsion résiduelle de l'atome est de l'ordre de quelques impulsions de recul $\hbar k = h/\lambda$ (impulsion transmise par un photon lors d'un processus radiatif), la longueur d'onde de de Broglie associée au mouvement atomique λ_{dB}

devient alors comparable à la longueur d'onde optique λ (échelle de variation spatiale du potentiel). On doit donc substituer à la vision classique une description quantique du mouvement dans laquelle on considère des niveaux d'énergie externe discrets. La vallée de potentiel devient un puits quantique avec une structure de niveaux dont la séparation est donnée (au moins pour les plus bas) par la fréquence de vibration classique de l'atome (figure 3). La distribution des amplitudes du mouvement classique se traduit dans cette vision quantique par une répartition de population sur les différents niveaux vibrationnels. En régime stationnaire, cette répartition est déterminée par des équations de taux décrivant un équilibre entre arrivée et départ par pompage optique sur chaque niveau [Castin91].

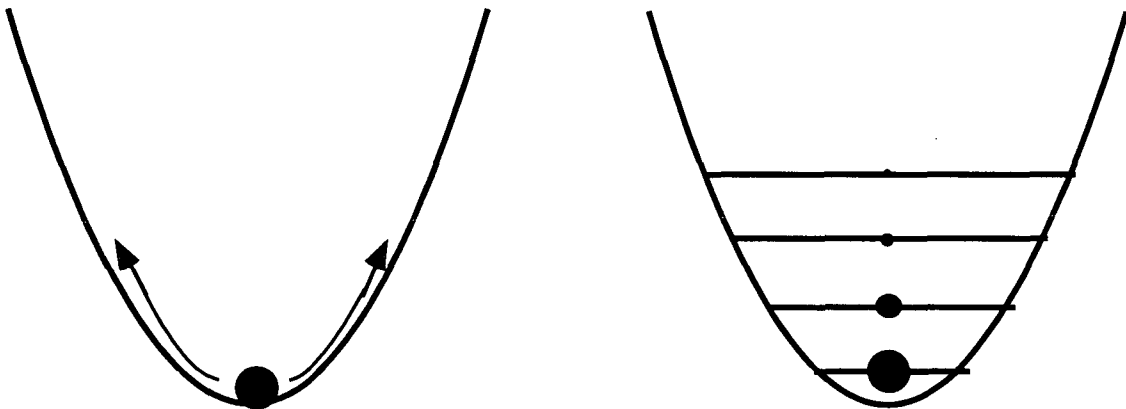


Figure 3:

Vision classique et vision quantique. L'atome piégé au fond d'un puits conserve un mouvement d'oscillations qui se traduit dans la description quantique par une structure de niveaux d'énergie dont la séparation est donnée par la fréquence de vibration classique. Les cercles symbolisent la probabilité d'occupation de chaque niveau en régime stationnaire.

3. Généralisation à 3 D

3.1. Introduction

Le modèle Sisyphe permet non seulement de rendre compte des températures observées expérimentalement dans les mélasses optiques mais il ouvre également la voie à de nouvelles expériences tirant profit de la localisation atomique à laquelle il peut conduire. Cette localisation a d'abord été mise en évidence dans la configuration 1D $\text{lin}\perp\text{lin}$ décrite plus haut, qui présente l'inconvénient de n'offrir qu'un refroidissement et piégeage axial, le mouvement transverse subissant même un chauffage dû à l'émission spontanée. La conséquence de ce chauffage transverse est de réduire le temps de résidence des atomes dans l'onde stationnaire, les observations ne pouvant se faire que dans une phase transitoire assez courte avec une densité limitée. L'idée naturelle qui s'impose est donc de chercher à confiner les atomes dans une structure périodique présentant un refroidissement Sisyphe à trois dimensions, créant en cela un réseau d'atomes ordonné dont la cohésion serait assurée par la lumière: une vapeur "cristalline". Nous allons présenter ici une généralisation à 3D de la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$ à 1D: la configuration en tétraèdre².

3.2. Le réseau standard en tétraèdre

L'idée sans doute la plus intuitive pour généraliser l'effet Sisyphe à plusieurs dimensions est d'utiliser une paire de faisceaux par direction cartésienne : 4 faisceaux à 2D et 6 à 3D. Le champ résultant de cette configuration présente l'inconvénient majeur de dépendre de la phase relative des ondes stationnaires mises en jeu. De surcroît, pour la plupart des valeurs de cette phase les déplacements lumineux présentent des extrema ne correspondant pas à une polarisation parfaitement circulaire: on ne retrouve plus la corrélation entre le déplacement lumineux et le pompage optique nécessaire à un effet Sisyphe efficace et à une possible localisation atomique. Un tel système ne fonctionne qu'avec la contrainte de contrôler la phase relative entre les paires de faisceaux [Hemmerich94].

²Une configuration de faisceaux en tétraèdre différente de celle proposée ici a été étudiée dans la thèse de B. Lounis [Lounis], il s'agissait d'une disposition en "parapluie retourné".

L'influence critique de la phase dans le cas d'une configuration tridimensionnelle à 6 faisceaux vient du fait qu'il y a plus de phases (6) que de degrés de liberté de translation (4 liés au choix des origines de temps et d'espace). On peut montrer [Grynberg93] qu'avec un nombre de faisceaux supérieur de 1 à la dimensionnalité de l'espace dans lequel on veut créer le réseau, il est possible d'obtenir un réseau pour lequel tout changement de phase revient à une translation d'espace, laissant la topographie inchangée. Dans cette thèse, nous utiliserons une configuration à quatre faisceaux dite en tétraèdre engendrant un réseau à 3D.

3.2.1. Une configuration lin⊥lin tridimensionnelle

La géométrie en tétraèdre généralise simplement³ la configuration 1D lin⊥lin à trois dimensions en séparant chaque faisceau en deux parties de part et d'autre de la direction initiale⁴ Oz et dans le plan orthogonal à la polarisation (figure 4). On obtient ainsi deux paires de faisceaux: deux faisceaux polarisés suivant Ox se propagent dans le plan yOz et font un angle θ_y avec Oz , et deux faisceaux polarisés suivant Oy se propagent dans le plan xOz avec un angle θ_x avec l'axe Oz . Un des intérêts de cette configuration est qu'elle offre par le choix des angles une variation des périodicités du réseau (liées aux projections des vecteurs d'onde des faisceaux sur les axes). Un autre intérêt est que le champ électrique résultant est toujours transverse, simplifiant en cela le calcul du potentiel (la polarisation est toujours une combinaison linéaire de composantes σ^+ et σ^- relatives à Oz) ainsi que la compréhension des phénomènes.

³ La référence [Petsas94] propose une grande variété de configurations réalisant des réseaux optiques à trois dimensions.

⁴ Par la suite, la terminologie adoptée est la suivante: on appelle *direction longitudinale* la direction définie par l'axe Oz , c'est l'axe de quantification "naturel". Les directions Ox et Oy sont qualifiées de *transverses*.

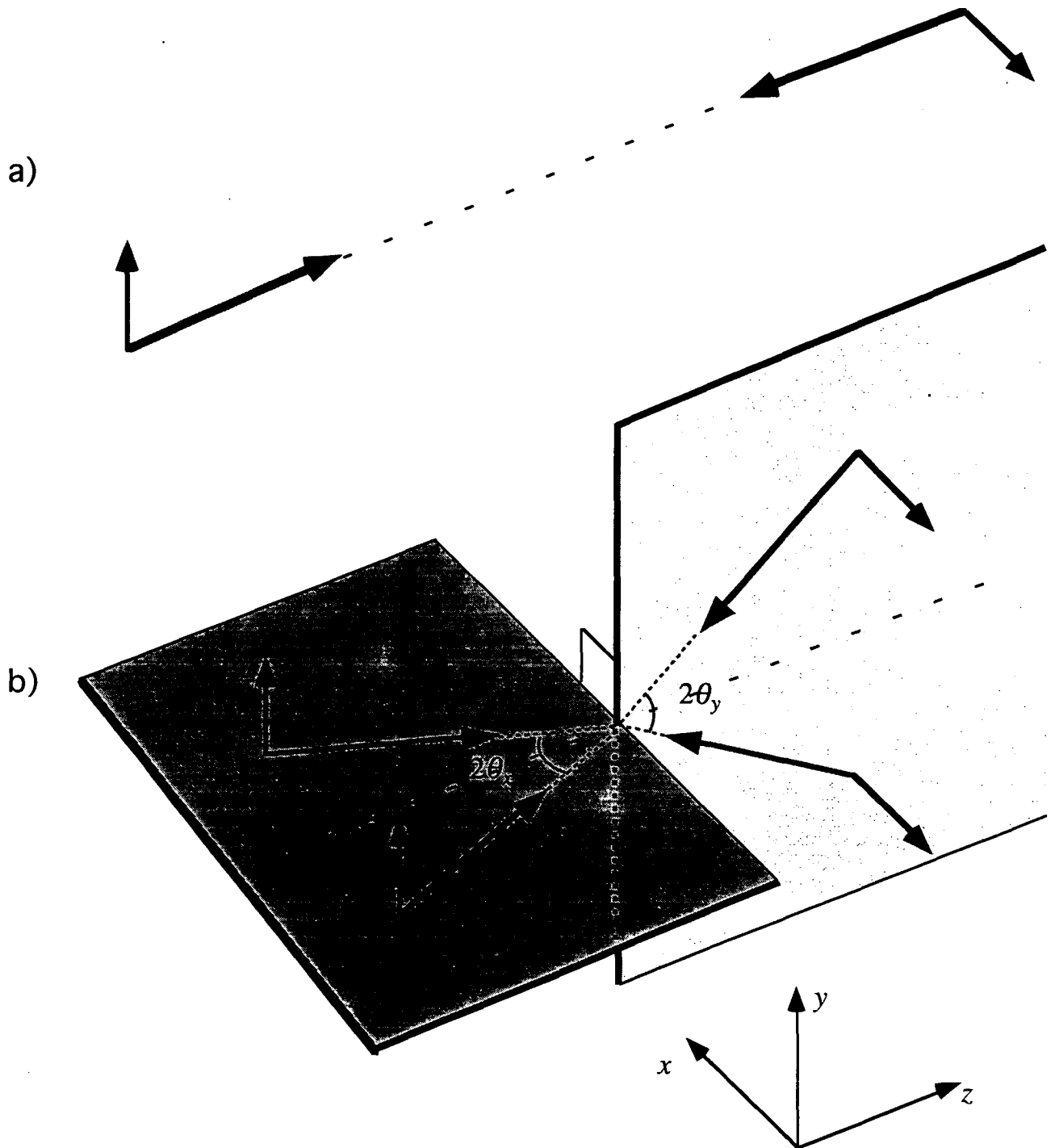


Figure 4 :
Généralisation à trois dimensions de la configuration $\text{Lin} \perp \text{Lin}$. Chaque faisceau de la situation initiale à 1D (a), est séparé en deux dans le plan perpendiculaire à sa polarisation (b).

3.2.2. Champ électrique dans le réseau tridimensionnel

Les champs électriques des quatre ondes s'écrivent:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= E_0 \hat{\mathbf{x}} e^{ik \cos \theta_y z} e^{ik \sin \theta_y y} e^{i\varphi_1} & \mathbf{E}_3 &= E_0 \hat{\mathbf{y}} e^{-ik \cos \theta_x z} e^{-ik \sin \theta_x x} e^{i\varphi_3} \\ \mathbf{E}_2 &= E_0 \hat{\mathbf{x}} e^{ik \cos \theta_y z} e^{-ik \sin \theta_y y} e^{i\varphi_2} & \mathbf{E}_4 &= E_0 \hat{\mathbf{y}} e^{-ik \cos \theta_x z} e^{ik \sin \theta_x x} e^{i\varphi_4} \end{aligned}$$

(avec le vecteur d'onde $k=2\pi/\lambda$)

D'où le champ total projeté sur les axes x et y :

$$\begin{aligned} E_x &= 2E_0 e^{ik \cos \theta_y z} e^{i\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}} \cos\left(Y + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \\ E_y &= 2E_0 e^{-ik \cos \theta_x z} e^{i\frac{\varphi_3+\varphi_4}{2}} \cos\left(X + \frac{\varphi_3 - \varphi_4}{2}\right) \end{aligned}$$

avec les notations:

$$\begin{aligned} X &= k \sin \theta_x x \\ Y &= k \sin \theta_y y \end{aligned}$$

On utilise souvent les composantes circulaires gauche et droite (σ^+ et σ^-) du champ électrique qui s'expriment en fonction des composantes cartésiennes:

$$E_{\pm} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\pm E_x + iE_y) \quad \text{et} \quad I_{\pm} = |E_{\pm}|^2 = \frac{1}{2}|E_x \pm iE_y|^2$$

D'autre part, le choix de l'origine dans le plan xOy permet de faire disparaître les phases $\varphi_1 - \varphi_2$ et $\varphi_3 - \varphi_4$ avec $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_x$ et $\varphi_3 = \varphi_4 = \varphi_y$.

D'où :

$$E_x \pm iE_y = 2E_0 \left[e^{ik \cos \theta_y z} e^{i\varphi_x} \cos Y \pm i e^{-ik \cos \theta_x z} e^{i\varphi_y} \cos X \right]$$

Les intensités des deux composantes circulaires σ^+ et σ^- du champ s'écrivent alors :

$$I_{\pm} = 2I_0 [\cos^2 X + \cos^2 Y \pm 2 \cos X \cos Y \sin(Z + \Psi)]$$

$$Z = k(\cos \theta_x + \cos \theta_y)z$$

avec $\Psi = \varphi_x - \varphi_y$

$$I_0 = E_0^2$$

En prenant $\Psi = -\pi / 2$, on choisit arbitrairement de placer l'origine des coordonnées en un maximum de l'intensité de la composante σ^- et un zéro de celle relative à σ^+ :

$$I_{\pm} = 2I_0 [\cos^2 X + \cos^2 Y \mp 2 \cos X \cos Y \cos Z]$$

3.2.3. Caractéristiques géométriques du réseau

Du calcul précédent, on déduit facilement la périodicité du potentiel suivant les trois directions (en tenant compte de l'alternance des puits σ^+ et σ^-) :

$$\lambda_{x/y} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_{x/y}}$$

$$\lambda_z = \frac{\lambda}{2(\cos \theta_x + \cos \theta_y)}$$

On obtient une structure périodique où la distance entre sites est modifiable en changeant les angles. Notons cependant que les périodicités suivant les trois axes ne sont pas totalement indépendantes : par exemple, pour augmenter le pas longitudinal (axe Oz), il faut ouvrir les angles et donc diminuer les périodes transverses (remarque: dans le cas limite où les deux angles valent 90° , le pas longitudinal devient infini et on retrouve la configuration à deux dimensions à quatre faisceaux étudiée à Munich [Hemmerich93]).

3.2.4. Fréquences de vibration

L'existence de périodes spatiales distinctes entraîne une anisotropie de la forme des puits de potentiel. Le mouvement de l'atome au fond de ces puits se fera avec des fréquences de vibrations différentes suivant les directions considérées. Dans le cas particulier où les angles sont égaux, on obtient des fréquences identiques selon Ox et Oy .

On cherche à évaluer ces fréquences de vibration dans le cadre de l'approximation harmonique. Le déplacement lumineux s'exprime en fonction des intensités des composantes σ^+ et σ^- du champ électrique. Au fond d'un puits, une de ces composantes s'annule. Dans le cadre d'un développement à l'ordre deux, nous pouvons négliger sa variation dans les directions transverses Ox et Oy (les premiers termes non nuls sont d'ordre quatre). Par contre, suivant l'axe Oz nous trouvons une variation en Z^2 conduisant à une contribution devant être prise en compte dans le calcul théorique de la fréquence de vibration. Dans le cas $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$, cette contribution est pondérée par un carré de coefficient de Clebsch-Gordan égal à $1/3$. Par contre, dans le cas du césium (qui nous intéresse expérimentalement) on trouve un facteur effectif⁵ égal à $1/17$ et nous négligerons cette contribution. On effectue donc un développement au deuxième ordre en X , Y et Z de l'intensité I_- autour d'un maximum (ici l'origine O) :

$$I_- \cong 2I_0 \left[\left(1 - \frac{X^2}{2}\right)^2 + \left(1 - \frac{Y^2}{2}\right)^2 + 2\left(1 - \frac{X^2}{2}\right)\left(1 - \frac{Y^2}{2}\right)\left(1 - \frac{Z^2}{2}\right) \right]$$

$$I_- \cong 8I_0 \left(1 - \frac{X^2}{2} - \frac{Y^2}{2} - \frac{Z^2}{4}\right)$$

Le potentiel harmonique s'écrit :

(m étant la masse d'un atome de césium et les Ω_i étant les pulsations dans les trois directions de l'espace).

$$U = U_0 \left(1 - \frac{m\Omega_x^2 x^2}{2U_0} - \frac{m\Omega_y^2 y^2}{2U_0} - \frac{m\Omega_z^2 z^2}{2U_0}\right)$$

U_0 étant l'amplitude du déplacement lumineux qui dépend de l'intensité et du désaccord à résonance des lasers ainsi que de la transition atomique considérée.

On en déduit par identification les énergies des quanta de vibration harmonique pour les différents modes :

⁵ Sur la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ du césium, on considère non seulement le coefficient de Clebsch-Gordan couplant $m_F=-4$ avec $m_{F'}=-3$ et valant $1/\sqrt{45}$ mais aussi le fait que le niveau $m_F=-4$ est contaminé par le niveau $m_F=-2$ à cause du processus Raman avec absorption d'un photon σ^+ et émission d'un photon σ^- .

$$\begin{aligned} \hbar\Omega_{x,y} &= \sin \theta_{x,y} \sqrt{2U_0 E_r} \\ \hbar\Omega_z &= (\cos \theta_x + \cos \theta_y) \sqrt{U_0 E_r} \end{aligned}$$

où $E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ est l'énergie de recul.

Donnons pour finir les rapports entre ces fréquences :

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{x/y}}{\Omega_z} &= \frac{\sqrt{2} \sin \theta_{x/y}}{(\cos \theta_x + \cos \theta_y)} \\ \frac{\Omega_x}{\Omega_y} &= \frac{\sin \theta_x}{\sin \theta_y} \end{aligned}$$

3.2.5. Topographie du potentiel

Le champ tridimensionnel résultant de l'interférence de ces quatre faisceaux conserve une caractéristique importante de la situation à une dimension : l'alternance de sites de polarisation purement circulaire droite et gauche. En particulier, sur les lignes parallèles à l'axe Oz correspondant à des ventres d'intensité (I_+ ou I_-) dans le plan transverse, on retrouve exactement la même structure de champ électrique, seule l'échelle spatiale de variation a changé et dépend des angles. On retrouve également cette alternance dans le plan transverse suivant les axes Ox et Oy . On retrouve donc suivant ces trois directions une topographie favorable au refroidissement Sisyphe. Par contre suivant les diagonales $X=\pm Y$, les puits successifs sont tous de même polarisation, ces directions constituent des lignes où les atomes ne sont pas ralentis efficacement.

D'autre part, le pompage optique sous l'effet d'un champ purement circulaire, accumule la population dans un état de spin dont le signe dépend du sens de la polarisation (droite ou gauche). Le réseau atomique ainsi créé présente une structure antiferromagnétique : l'orientation des atomes localisés s'inverse entre deux sites successifs (figure 5).

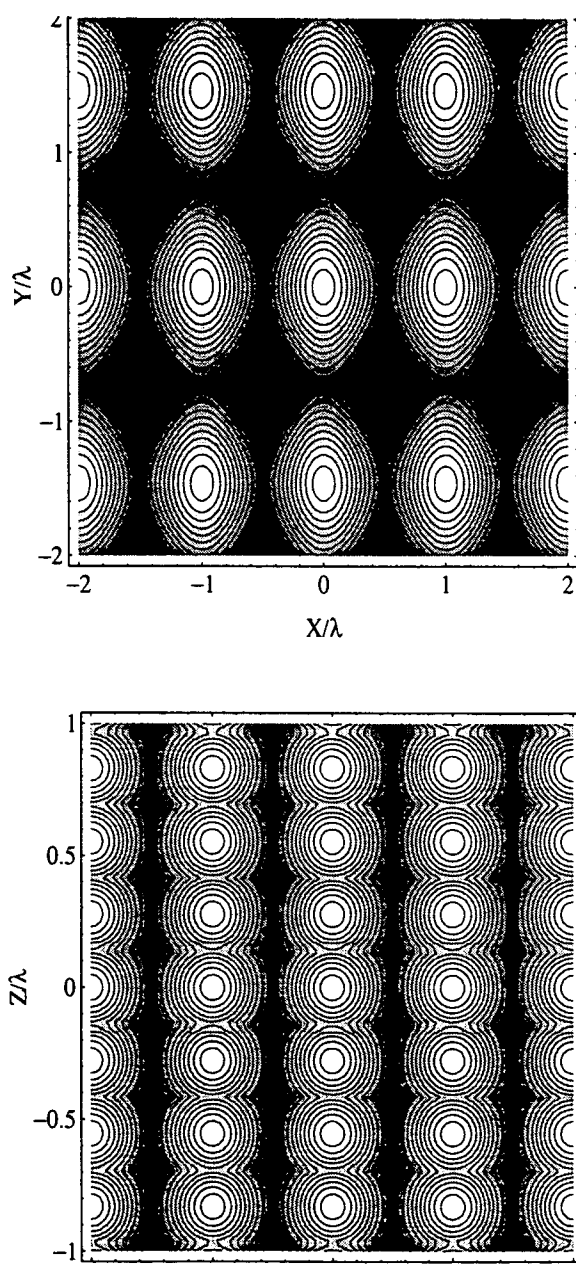


Figure 5 :

Coupe du potentiel suivant un plan transverse (xOy) (a) et suivant un plan longitudinal (xOz ou yOz) (b). On remarque l'alternance de sites de polarisation circulaire gauche et droite.

4. Conclusion

Au delà du refroidissement d'atomes par laser, les mécanismes d'interaction atome-lumière conduisent à des situations nouvelles : conséquence de l'effet Sisyphé, une vapeur atomique refroidie s'ordonne dans une structure périodique à trois dimensions créée par l'interférence de quatre ondes en tétraèdre. Cette vapeur "cristalline", nouvel état de la matière, présente des caractéristiques réglables par le choix des lasers. Les périodes spatiales sont contrôlées par les angles entre les faisceaux, la profondeur du potentiel dépend, elle, des intensités et du désaccord à résonance. Les atomes piégés dans cette structure conservent un mouvement résiduel d'oscillation avec des fréquences bien déterminées. Nous verrons dans la suite comment, grâce à des techniques d'optique non linéaire, on peut avoir accès à une mesure expérimentale de ces fréquences

Chapitre II

La spectroscopie pompe-sonde appliquée au réseau standard

1. Introduction

Nous avons vu au cours du chapitre précédent comment les avancées récentes dans le domaine du refroidissement d'atomes par laser ont fait surgir de nouveaux champs d'étude. En particulier, l'existence de mécanismes de refroidissement associant la multiplicité Zeeman des niveaux atomiques à une modulation de polarisation du champ lumineux est nécessaire à l'explication des températures extrêmement basses atteintes expérimentalement. Parmi les nouveaux mécanismes, le refroidissement Sisyphus, proposé à une dimension dans une onde stationnaire créée par une paire de faisceaux en polarisation lin⊥lin, conduit à une possible localisation des atomes dans une structure périodique dont l'échelle caractéristique est donnée par la longueur d'onde lumineuse [Castin91]. Cette possibilité de refroidir et de piéger une collection d'atomes dans cette structure induite par la lumière a d'abord été démontrée expérimentalement à une dimension [Jessen92, Verkerk92]. Rapidement, des configurations à deux puis trois dimensions généralisant la configuration lin⊥lin ont été proposées et réalisées [Hemmerich93, Grynberg93]. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux techniques expérimentales utilisées pour créer de telles structures ainsi qu'aux méthodes de détection. En particulier, cette localisation atomique peut être mise en évidence grâce à la spectroscopie pompe-sonde largement utilisée auparavant aussi bien dans les vapeurs usuelles que dans les liquides ou les solides.

2. Optique non-linéaire et spectroscopie avec des atomes froids

2.1. Introduction

L'histoire du mariage de l'optique non-linéaire avec les atomes froids se présente en deux volets : d'une part, les atomes froids apparaissent comme un nouveau milieu non-linéaire et, d'autre part, l'optique non-linéaire devient un nouvel outil pour l'étude du refroidissement laser.

En raison de la distribution de vitesse étroite de ces constituants, un milieu d'atomes froids présente une forte polarisabilité non-linéaire. Par rapport à un gaz habituel, la largeur de la distribution de vitesse passe de quelques centaines de mètres par seconde à quelques centimètres par seconde. Dans une vapeur d'atomes froids, la distribution de vitesse conduit à une largeur Doppler plus étroite que la largeur naturelle de la transition. Les processus non-linéaires étant d'autant plus efficaces que les ondes mises en jeu ont une fréquence proche de la résonance atomique, il est possible de s'approcher très près de la résonance en utilisant tous les atomes. La susceptibilité étant le produit de la polarisabilité par la densité, il reste pourtant une difficulté : la faible épaisseur optique des milieux d'atomes froids. En effet, la densité obtenue dans les pièges est encore assez faible (de l'ordre de 10^{11} atomes par cm^3) et leur taille habituelle est de l'ordre du millimètre. Pour ces raisons les gains non-linéaires obtenus dans les milieux d'atomes froids restent encore inférieurs à ceux obtenus dans les vapeurs usuelles où une grande longueur d'interaction est facilement réalisable (remarquons cependant que rien ne s'oppose en principe à la réalisation de pièges de grandes dimensions par l'emploi de faisceaux de diamètre plus important).

Les premières expériences de type pompe-sonde dans les mélasses optiques [Grison91] ont montré l'intérêt d'appliquer ces techniques d'investigation à l'étude de la dynamique d'atomes refroidis par laser. Les premières mesures de coefficients de friction dans des mélasses optiques [Lounis92], sont contemporaines de la mise en évidence de la localisation dans une mélasse Sisyphe grâce à l'observation de résonances de type Raman [Verkerk92], caractérisant le mouvement de vibration du centre de masse de l'atome piégé dans un puits quantique. Un autre type de résonance dite induite par le recul [Guo92] donna accès à une mesure directe de la distribution de vitesse des atomes [Courtois93, Meacher94]. Ces expériences fructueuses incitent naturellement à appliquer les mêmes techniques à l'étude de ces structures plus

complexes que sont les réseaux optiques. Mais voyons d'abord quels sont les principes de cette spectroscopie pompe-sonde.

2.2. Spectroscopie pompe-sonde

2.2.1. Diffusion spontanée et diffusion stimulée

Il y a principalement deux schémas de spectroscopie (figure 1). L'un exploite la diffusion spontanée du milieu éclairé par un faisceau laser de fréquence fixe (figure 1a). Le spectre de la lumière diffusée (figure 2a) contient des composantes de fréquences caractéristiques du milieu étudié. On retrouve de façon générale trois types de structures résonantes, reliées à des mécanismes physiques différents: les structures Raman, Brillouin et Rayleigh.

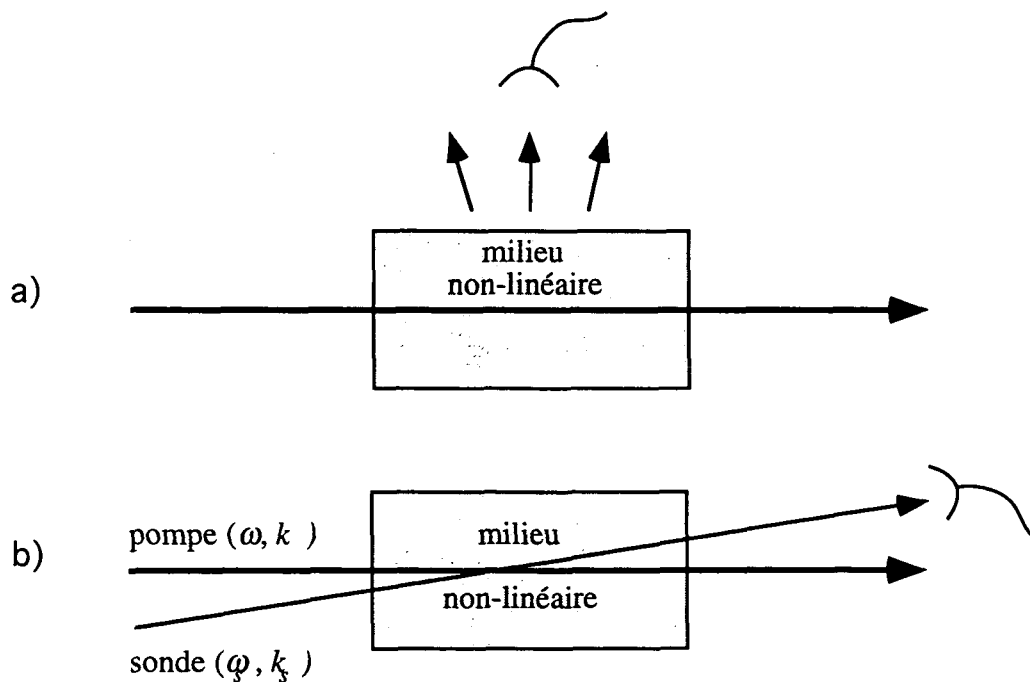


Figure 1 :

Deux schémas de spectroscopie (a) Diffusion spontanée : on enregistre le spectre de la lumière diffusée par le milieu éclairé par un faisceau laser de fréquence fixe. (b) Diffusion stimulée : le milieu interagit avec un faisceau laser intense de fréquence fixe et une onde sonde de fréquence variable. On enregistre l'intensité de cette dernière transmise par l'échantillon.

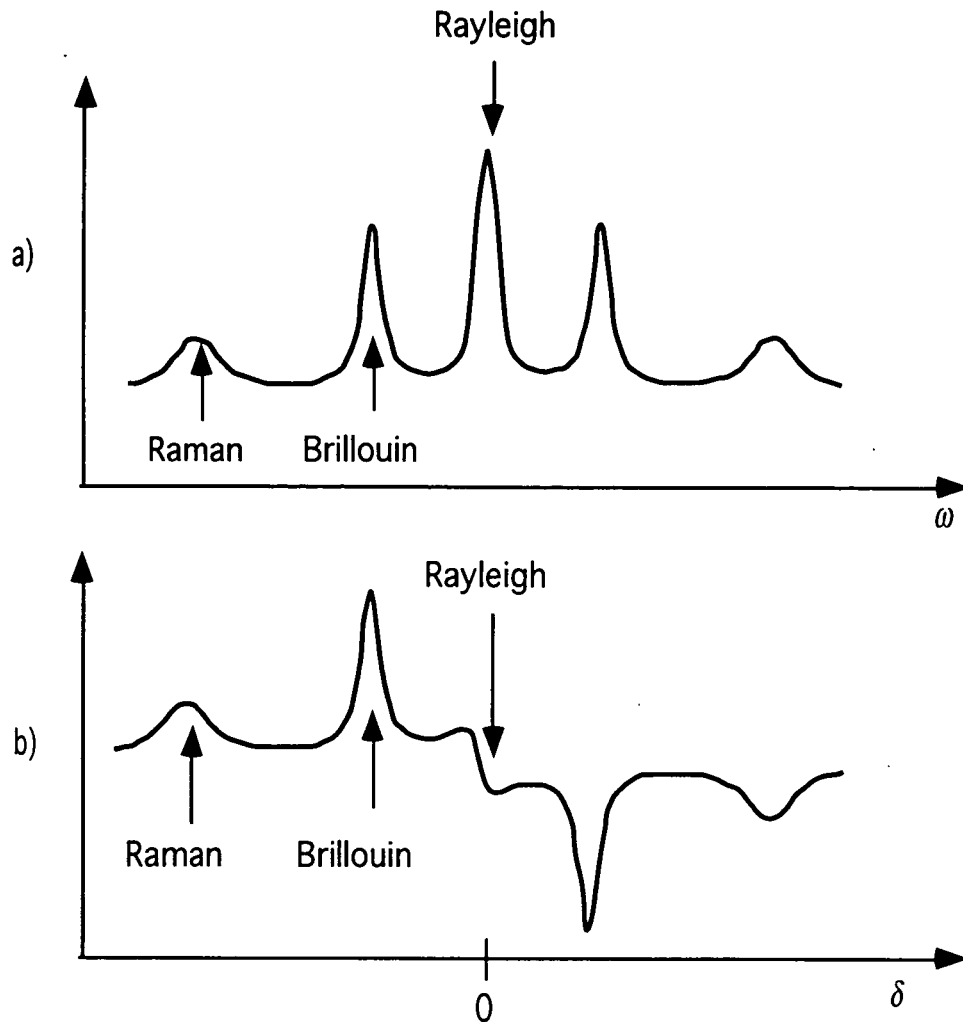


Figure 2 :

Allure caractéristique d'un spectre de diffusion spontanée (a) et stimulée (b).

Si on considère maintenant une expérience de diffusion stimulée (figure 1b): l'intensité d'une onde laser sonde (de faible intensité) est mesurée après sa traversée d'un milieu éclairé par une onde laser intense (pompe) de fréquence ω . Cette intensité est enregistrée en fonction de la différence de fréquence $\delta = \omega_s - \omega$ entre sonde (ω_s) et pompe. Le spectre obtenu (figure 2b) présente des résonances localisées aux mêmes positions que sur le spectre de diffusion spontanée. Leur forme est parfois différente. De surcroît, la présence de l'onde pompe induit une amplification ou une absorption du faisceau sonde. Cette modification d'intensité de la sonde due à la pompe est la signature d'un effet non-linéaire et correspond à un transfert d'énergie entre ces ondes.

En fait, les processus de diffusion stimulés ont un correspondant spontané qui fait intervenir les mêmes caractéristiques du milieu. La différence importante entre diffusion spontanée et stimulée réside dans leur efficacité et leur directivité. En effet, la

lumière diffusée spontanément représente une très petite fraction de l'intensité incidente. Si on prend l'exemple de la diffusion Raman dans un milieu dense, c'est typiquement un millionième de l'énergie incidente qui aura été diffusée spontanément à la fréquence Stokes après 1cm de propagation. Le même processus de diffusion Raman mais stimulé par la présence d'une onde laser suffisamment intense permet d'obtenir des transferts de puissance dans la sonde à la fréquence Stokes qui peuvent atteindre 10% de l'intensité pompe incidente (voir p. ex. [Bloembergen]).

2.2.2. Principes de la diffusion stimulée

Dans le cas d'un milieu optiquement mince et dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation (voir p. ex. [Boyd92]) pour le champ sonde s'écrit:

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2\epsilon_0 c} P_s \quad (1)$$

où P_s est la composante de la polarisation induite dans le milieu oscillant à la fréquence de la sonde et avec le même vecteur d'onde. On voit que la modification de l'intensité de l'onde sonde est liée à la composante de P_s en quadrature avec le champ sonde (à cause du facteur i du second membre).

L'apparition de résonances sur le spectre de transmission traduit l'existence dans le matériau d'une susceptibilité non-linéaire χ ayant une partie imaginaire χ'' non nulle et présentant un caractère résonnant pour certaines valeurs de la différence de fréquence $\delta = \omega_s - \omega$ entre pompe et sonde.

Le phénomène physique associé à ce processus de diffusion trouve son origine dans l'interaction du milieu avec le champ résultant de l'interférence entre les ondes pompe et sonde. De cette interférence naît une composante modulée spatialement avec un vecteur d'onde égal à la différence des vecteurs d'onde pompe \mathbf{k} et sonde \mathbf{k}_s , et temporellement à la fréquence de battement δ entre les deux ondes. Cette différence est petite devant les fréquences optiques et peut induire dans le milieu l'excitation forcée d'une certaine observable à la fréquence δ . (vibration, densité, orientation des particules...). L'amplitude de l'excitation forcée présentera des résonances autour valeurs de δ proches des fréquences propres d'évolution de l'observable impliquée. La diffraction de l'onde pompe¹ sur ce réseau d'observable modulée va générer une nouvelle onde dans la même direction que l'onde sonde (figure 3). Le réseau d'observable se déplaçant avec une vitesse de phase $\delta / |\mathbf{k} - \mathbf{k}_s|$, il en résulte que, à cause

¹ Dans le cadre de la réponse linéaire, l'intensité du faisceau sonde est suffisamment faible, on ne considère que la diffraction de la pompe sur la petite modulation créée par l'interférence pompe-sonde.

de l'effet Doppler, l'onde diffractée aura la même fréquence que la sonde. Il apparaît donc une nouvelle onde qui a les mêmes caractéristiques que l'onde sonde (fréquence, vecteur d'onde). D'autre part, seule la composante de l'onde diffractée en phase avec l'onde sonde modifie son intensité (ceci correspond au fait que seule la partie imaginaire de la susceptibilité contribue au spectre de transmission).

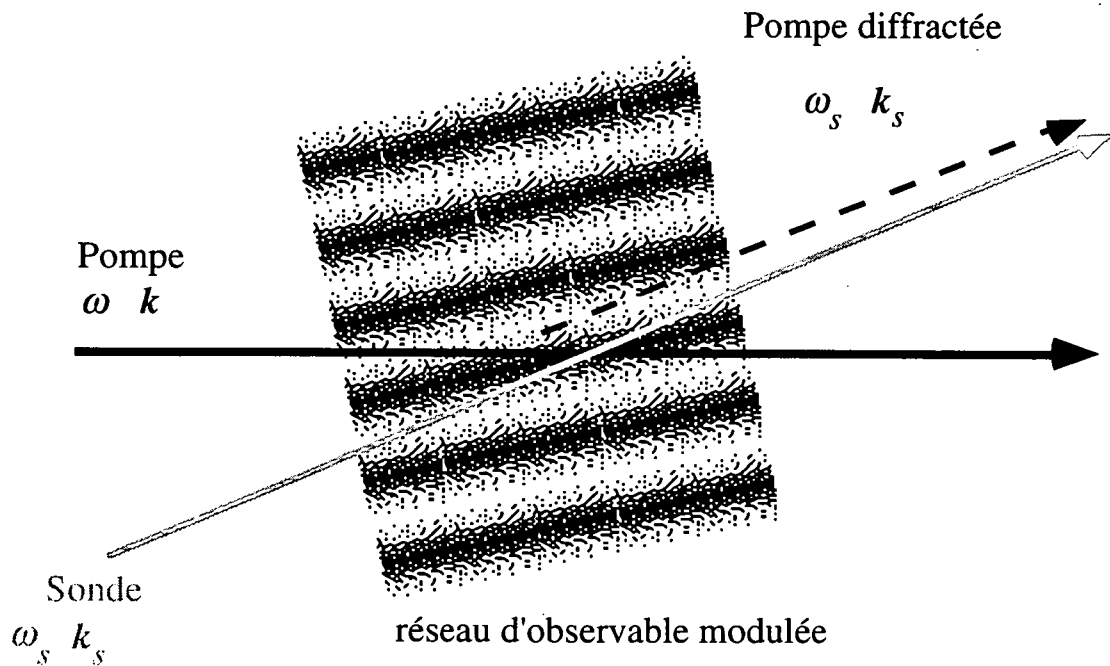


Figure 3 :

L'interférence entre pompe et sonde induit un réseau d'observable modulé temporellement et spatialement. La diffraction de l'onde pompe sur ce réseau engendre une nouvelle onde ayant les mêmes caractéristiques que l'onde sonde. L'intensité de la sonde est modifiée par l'interférence avec cette nouvelle onde, en amplification ou en atténuation selon la phase relative des deux ondes.

Les mécanismes permettant un tel transfert d'énergie entre pompe et sonde dépendent du type de diffusion considéré [Boyd92]. Dans le cas de la diffusion Rayleigh, il s'agit de la modulation basse fréquence d'une observable (la résonance se situe au centre du spectre où $\delta = \omega_s - \omega = 0$) et la modification de l'intensité de la sonde a généralement pour origine les mécanismes de relaxation dans le milieu. En effet, d'après l'équation (1), l'amplification de l'onde sonde provient d'une composante de polarisation du milieu en quadrature avec le champ sonde. Cette composante est généralement liée au temps de réponse fini du milieu: celui-ci réagit à l'excitation avec un certain retard dû aux processus de relaxation qui le ramènent vers son état d'équilibre.

Les diffusions Raman et Brillouin stimulées sont centrées en des fréquences non nulles qui reflètent des caractéristiques du milieu. Ces caractéristiques se déduisent de la structure de niveaux ou de bandes d'énergies caractérisant le milieu (niveaux électroniques, de vibration, de rotation, bandes de phonons...). Les processus de diffusion s'interprètent alors en termes de diagramme d'échange de photons avec création d'une excitation localisée (Raman) ou se propageant (Brillouin). Dans cette approche, la position des résonances Raman, par exemple, est liée à l'écart entre les niveaux intervenant dans le diagramme de diffusion et leur amplitude à une différence de population entre ces niveaux.

L'approche choisie pour interpréter les spectres dépendra du système étudié et du processus de diffusion considéré. Une approche microscopique en terme de diagramme d'échange de photons sera utile dans le cas où on pourra clairement identifier les niveaux d'énergie (cas typique de la diffusion Raman stimulée). L'approche macroscopique, elle, est mieux adaptée aux cas où la modification du milieu par le champ est bien identifiée et où les processus de relaxation jouent un rôle majeur (diffusion Rayleigh).

2.2.3. Conclusion

L'intérêt de la spectroscopie pompe-sonde est qu'elle met en évidence les modes propres d'excitation d'un milieu à travers des résonances dans le spectre de transmission de la sonde. Dans les expériences pompe-sonde habituelles (dans une vapeurs usuelles, un liquide ou un solide), on distingue généralement trois types de résonances. Les résonances Rayleigh, apparaissant au centre des spectres, sont généralement associées à des processus de relaxation liés à une excitation statique et délocalisée. Les résonances Raman proviennent de transitions entre niveaux d'énergie différemment peuplés et se manifestent dans les spectres par des bandes latérales en amplification et en absorption. Le plus souvent l'excitation Raman est un mode de vibration et la position des résonances dans le spectre est caractéristique de la fréquence d'oscillation. Les résonances Brillouin, quant à elles, proviennent de la diffraction résonnante du laser sur une onde de propagation. Ces résonances se manifestent également par des bandes latérales dont la position dépend de la géométrie des faisceaux et de la vitesse de propagation de l'excitation. Le prototype de la diffusion Brillouin est la diffraction par une onde sonore dans un solide ou une vapeur dense.

Nous verrons que ces trois types de résonance, observées habituellement dans les vapeurs usuelles et les milieux denses, se manifestent également dans les expériences faites avec un milieu dilué d'atomes froids. En particulier, nous les étudierons dans les

réseaux optiques. L'interprétation des spectres permettra d'identifier quelles sont les observables mises en jeu dans les différents processus et d'en tirer des informations sur la dynamique élémentaire du réseau : vibration, propagation et diffusion.

3. Montage expérimental

3.1. Introduction

La configuration de faisceaux en tétraèdre engendrant le réseau optique est à la fois refroidissante et piégeante. Cependant, il n'y a de force de rappel qu'à petite échelle (de l'ordre de la longueur d'onde optique) et le refroidissement n'est efficace que pour des vitesses faibles (l'atome doit avoir le temps de subir un grand nombre de cycles de pompage optique pendant sa traversée des faisceaux). Le réseau ne peut donc pas se remplir spontanément en présence d'une vapeur à température ambiante et, une fois rempli, la diffusion spatiale le videra progressivement par les bords des faisceaux. Par contre, le piège magnéto-optique [Raab87] est un système combinant force de friction et force de rappel à grande échelle, permettant de capturer et de refroidir un grand nombre d'atomes à une température inférieure à 100 μ K. La "fabrication" d'un réseau optique se fait donc en deux étapes : une phase de capture et de pré-refroidissement dans un piège magnéto-optique suivie d'une phase transitoire où les faisceaux en tétraèdre formant le réseau sont appliqués. Un faisceau sonde d'intensité faible est alors envoyé dans l'échantillon et on enregistre l'intensité transmise pendant que sa fréquence est balayée.

3.2. Transitions utilisées: l'atome de césium

Les expériences sont menées sur une vapeur de césium. On exploitera la raie de structure fine D2 : $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ à 852.1 nm. Cette longueur d'onde est courante dans les laser à semi-conducteurs qui peuvent délivrer des puissances de quelques dizaines voire quelques centaines de mW. Cette gamme de puissances permet d'obtenir des faisceaux ayant des intensités comparables à l'intensité de saturation du césium (1,12 mW/cm²), ce qui est nécessaire aux expériences de refroidissement (en effet, un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée est nécessaire pour ralentir un atome thermique, le taux de pompage optique $\Gamma' = \Gamma_s$ doit donc être élevé).

Les niveaux considérés se séparent en divers sous-niveaux à cause du couplage du moment cinétique total de l'électron de valence ($J=1/2$ et $J'=3/2$) avec le moment cinétique du noyau ($I=7/2$). Les niveaux hyperfins résultant de ce couplage sont représentés sur la figure 4.

Le refroidissement et le piégeage se font sur la transition "fermée" $F=4 \rightarrow F'=5$. Le laser piège qui est sur le rouge de la transition excite également l'aile de la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ (à 250 MHz) qui a une probabilité de désexcitation vers le niveau $F=3$. L'atome tombé dans ce niveau n'est plus sensible au laser piège, il est donc perdu pour l'expérience. Ce problème est résolu en ajoutant un laser "repompeur" sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$ dont le rôle est de ramener les atomes du niveau fondamental $F=3$ vers l'autre niveau fondamental $F=4$ (figure 4).

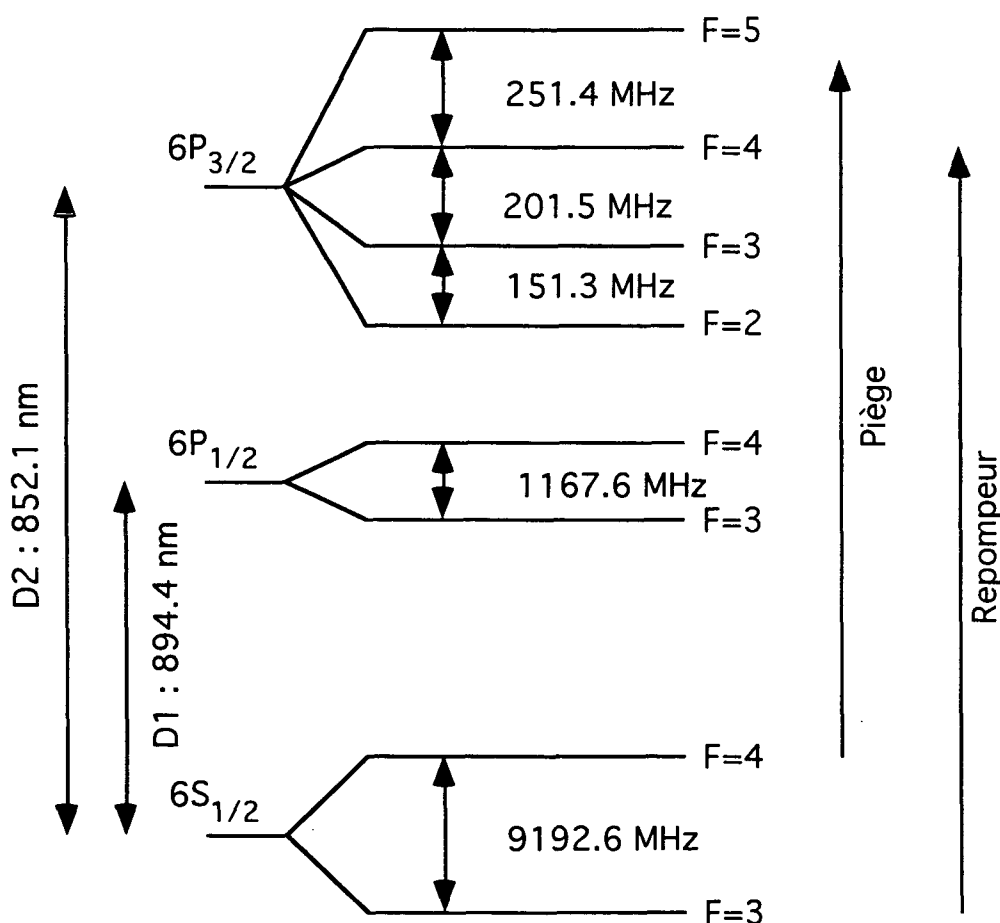


Figure 4 :
Niveaux hyperfins impliqués dans la transition D2 du césium à 852 nm.
Transitions utilisées par les faisceaux du piège et du repompeur.

Le tableau ci-dessous présente quelques caractéristiques propres au césium, utiles dans le cadre des expériences de refroidissement laser.

| | | |
|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Masse (^{133}Cs) | M | $2,21 \times 10^{-25}$ kg |
| Longueur d'onde (raie D2) | λ | 852,124 nm |
| Largeur naturelle | Γ | $2\pi \times 5,3$ MHz |
| Vecteur d'onde | $k=2\pi/\lambda$ | $7,37 \times 10^6$ m $^{-1}$ |
| Vitesse de recul | $v_r = \hbar k / M$ | 3,5 mm/s |
| Énergie de recul | $E_r = \hbar^2 k^2 / 2M$ | $1,37 \times 10^{-30}$ J |
| Fréquence de recul | $\nu_r = E_r / h$ | 2,07 kHz |
| Température de recul | $T_r = \hbar^2 k^2 / M k_B$ | 198 nK |

3.3. La source de césium

L'expérience est réalisée dans une cellule constituée d'un cube évidé en inox. Chaque face du cube reçoit un hublot en verre traité antireflet. Celui-ci est maintenu par une bride circulaire en inox, l'étanchéité étant réalisée grâce à un joint en indium écrasé entre le hublot et la cellule.

Le pompage est assuré par une pompe ionique de débit 25 litres/seconde et la pression résiduelle est inférieure à 10^{-8} Torr. Un queusot contenant du césium à température ambiante est séparé de la cellule par une vanne qui permet de régler la pression de vapeur de césium dans l'enceinte.

3.4. Sources laser

3.4.1. Introduction

Les mécanismes de ralentissement et de piégeage sont très sensibles au désaccord de la fréquence des lasers avec la transition atomique. On a vu par exemple que le refroidissement Doppler s'obtient avec un petit désaccord sur le rouge de la transition atomique. Le mécanisme Sisyphé fait intervenir le déplacement lumineux des niveaux atomiques qui dépend également de ce même désaccord. On voit donc qu'il est

nécessaire d'avoir une fréquence stable et bien définie par rapport aux transitions atomiques (l'échelle naturelle de précision recherchée est donnée par la largeur du niveau excité). Cette contrainte impose l'utilisation de systèmes de sélection et d'asservissement de longueur d'onde qui seront décrits dans cette partie.

3.4.2. Principes

Les sources utilisées sont des diodes laser dont la fréquence dépend de la température et du courant d'alimentation. Leur largeur en fréquence est de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, ce qui est beaucoup plus grand que la largeur naturelle du niveau excité de la transition atomique (5 MHz). Pour obtenir un affinement et une sélection de la fréquence émise par la diode, on réalise une cavité externe dont l'élément sélectif est un réseau de diffraction. La diode laser devient alors essentiellement un élément amplificateur ayant une courbe de gain large (quelques nanomètres) placé dans une cavité externe. Ce montage en cavité externe induisant des pertes importantes, on obtient un faisceau intense en injectant la lumière de fréquence bien définie qu'il engendre dans une autre diode. Si le mode injecté n'est pas trop loin du maximum de la courbe de gain de la diode, celle-ci émet alors à la même fréquence que le faisceau incident mais délivre sa puissance nominale.

3.4.3. Diode sur réseau

Cavité externe

On utilise la configuration de Littrow: le réseau est placé de telle sorte que l'ordre un de diffraction soit renvoyé dans la cavité, l'ordre zéro (la réflexion spéculaire) étant alors la partie utile du faisceau (figure 5). Il y a deux sélections en fréquence : grossièrement grâce au choix de l'inclinaison du réseau et plus finement en variant la longueur de la cavité (en déplaçant le réseau suivant l'axe de la cavité). Il reste encore à ajuster la température et le courant d'alimentation de la diode pour optimiser l'adaptation avec la cavité externe.

Ce montage est réalisé autour d'une diode laser de marque SDL modèle 5412 H1 dont le boîtier à l'avantage d'intégrer une sonde de température et un module à effet Peltier qui permet de chauffer ou refroidir la diode très rapidement (faible masse à thermostater). La température est asservie à une valeur de consigne réglable.

Ce laser reçoit une alimentation régulée en courant. Il délivre nominale 50 mW en fonctionnement libre (sans cavité) pour un courant de 100 mA. Le courant de seuil se

situe autour de 40 mA. Ce seuil est nettement diminué lorsqu'un bon couplage avec la cavité externe est réalisé et tombe à environ 20 mA. Compte tenu de l'efficacité de diffraction du réseau dans l'ordre 1 (de l'ordre de 30%), on obtient alors des puissances de sortie entre 10 et 20 mW.

Un objectif de collimation (marque Melles Griot modèle GLC 002, focale 8 mm, ouverture numérique 0.5) est placé devant la diode, sur un support en dural ayant une forme en V qui permet un ajustement de sa hauteur et de sa position avant d'y être collé.

Le réseau est fixé sur une cale piézo-électrique qui permet de modifier relativement rapidement (le temps de réponse de la cale est limité par la masse du réseau, en pratique on peut moduler à quelques kilohertz) et finement la longueur de la cavité et donc la longueur d'onde du laser. La cale piézo-électrique est montée sur un support de type theta-phi micro-contrôle, assurant la stabilité et la précision du réglage.

La diode, l'objectif et le réseau sont montés sur une base en laiton maintenue à une température supérieure à celle du laboratoire (il n'y a pas de dispositif de refroidissement actif, le contrôle de la température nécessite donc une possibilité de dissipation "naturelle" de la chaleur excédentaire). Le chauffage est assuré par des transistors disposés sous la plaque en laiton, le courant de chauffe est contrôlé par une thermistance associée à un circuit d'asservissement.

L'ensemble est contenu dans une boîte fermée protégeant le montage des courants d'air qui pourraient faire varier la température ou modifier l'épaisseur optique de la cavité, ainsi que des ondes sonores qui pourraient faire vibrer les différents éléments.

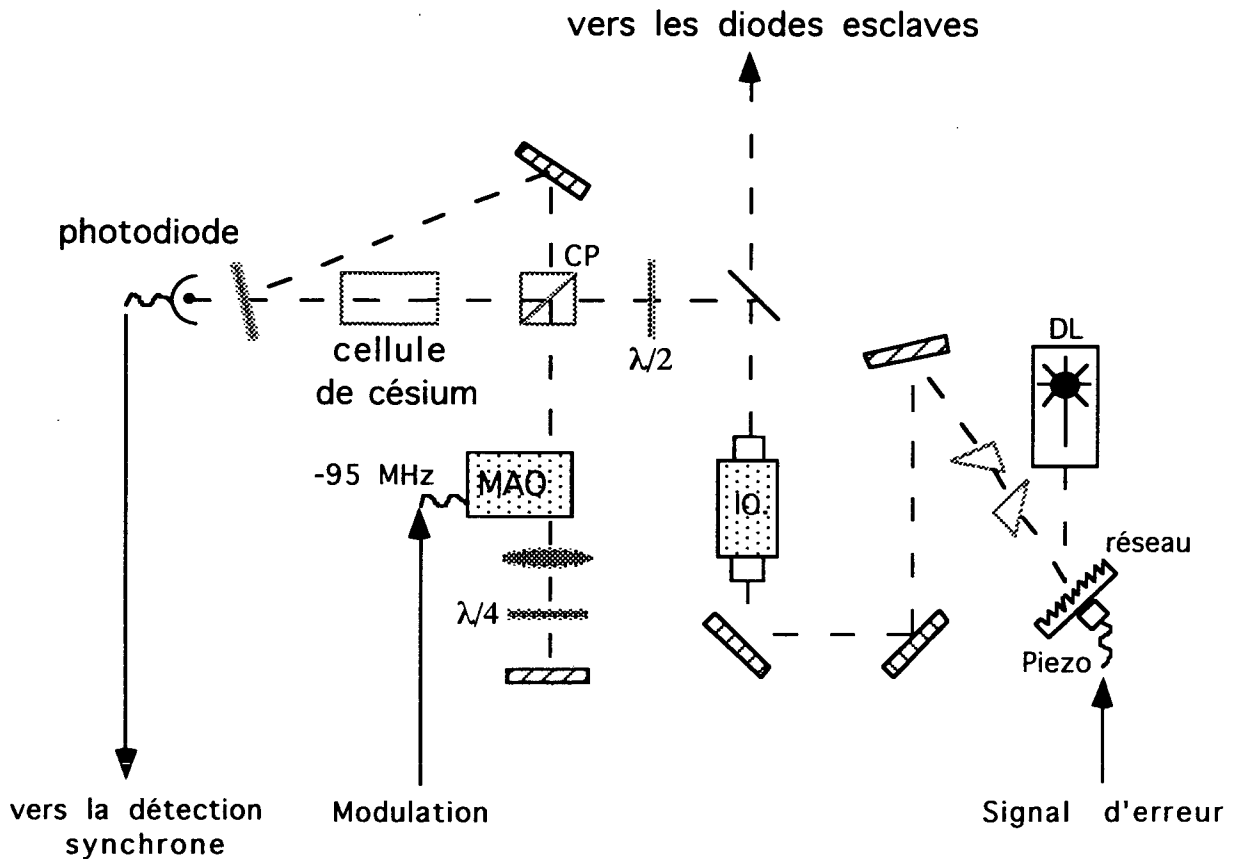


Figure 5 :

Diode sur réseau : Le faisceau sortant de la diode (DL) passe par un objectif de collimation et éclaire le réseau, l'ordre de diffraction -1 est réinjecté dans la diode alors que la réflexion spéculaire constitue le faisceau utile. Asservissement sur un signal d'absorption saturée : après l'isolateur optique (IO), une partie du faisceau laser est prélevée et séparée en deux par un cube polariseur (CP) La composante de faible intensité (sonde) traverse une cellule contenant une vapeur de césium avant d'être détectée par une photodiode. Le faisceau intense (pompe) passe par un modulateur acousto-optique (MAO) alimenté par une fréquence modulée avant de traverser la cellule en sens inverse. Les deux faisceaux n'ont donc pas la même fréquence, l'absorption saturée ne sélectionne pas ici la classe de vitesse nulle.

Absorption saturée

La longueur d'onde du laser devant être définie par rapport à une transition atomique, il faut donc une référence précise donnée par une vapeur de césium. La transition est repérée grâce à un montage d'absorption saturée (voir p. ex. [Levenson82]) dont le principe est rapidement rappelé ici.

Une partie de la lumière du laser est prélevée puis divisée en deux faisceaux d'intensités inégales. On mesure la transmission du faisceau faible (sonde) par une cellule contenant une vapeur de césium. Lorsque la fréquence du laser est balayée autour d'une raie du césium, on observe l'absorption du faisceau sonde par la vapeur à température ambiante : l'intensité transmise présente une allure gaussienne en fonction de la longueur d'onde, c'est le profil Doppler (environ 500 MHz de large à température ambiante) qui traduit l'élargissement inhomogène de la raie atomique due à l'agitation thermique.

Si maintenant on envoie le faisceau intense (pompe) suivant la même direction que la sonde mais en sens inverse, on voit apparaître sur ce profil des pics fins où l'absorption est diminuée : lorsque la fréquence du laser passe sur une transition de structure hyperfine, celle-ci est saturée pour les atomes ayant une vitesse nulle (seule classe de vitesse à voir la même fréquence pour les deux faisceaux en sens inverse) et l'absorption diminue (figure 6). Les résonances de croisement de niveaux sont dues à des classes de vitesse pour lesquelles l'effet Doppler permet aux deux ondes d'être résonnantes mais sur des transitions différentes. Ces pics se trouvent donc toujours au milieu de deux résonances "naturelles".

Asservissement

La spectroscopie par absorption saturée permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler et donne accès à la largeur naturelle des transitions hyperfines, on peut maintenant exploiter ce signal pour fixer la fréquence du laser par rapport à une de ces transitions.

On réalise l'asservissement de la longueur de la cavité en modulant la fréquence du laser (en fait, pour éviter de moduler le faisceau utile, on n'agit pas sur la longueur de la cavité laser, mais un modulateur acousto-optique est placé sur le faisceau destiné au montage d'absorption saturée), le signal d'absorption est ensuite démodulé par un amplificateur à détection synchrone. On obtient alors, autour d'une résonance, un signal d'erreur en forme de dispersion, qui est transmis via un circuit intégrateur à l'amplificateur haute tension qui contrôle la position de la cale piézo-électrique.

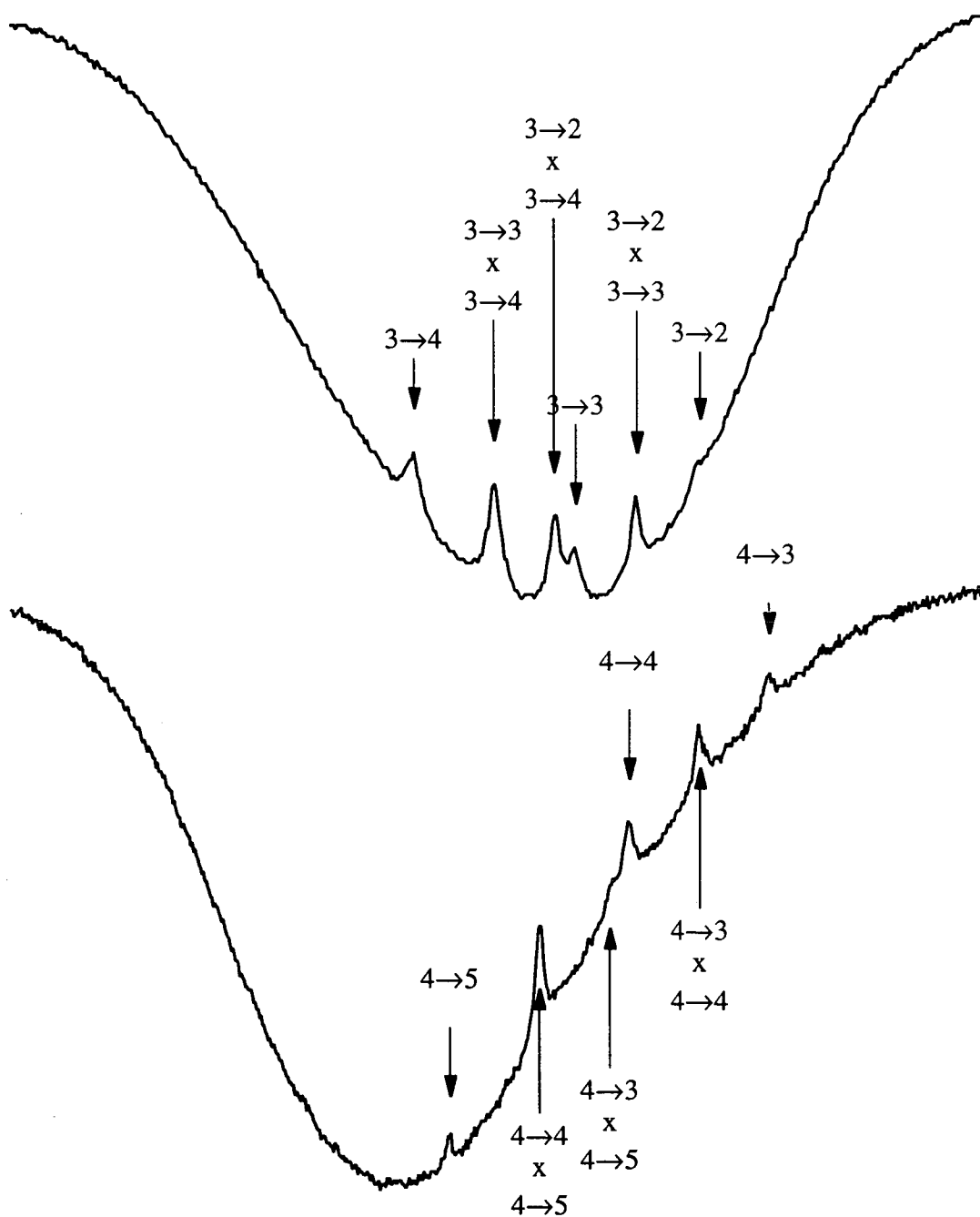


Figure 6:

Spectres d'absorption saturée du césium : à partir des niveaux hyperfins $F=3$ et $F=4$. On distingue les différentes raies autorisées ainsi que les croisements de niveaux (Remarque: ces spectres d'absorption saturée sont obtenus avec un décalage de fréquence entre la pompe et la sonde).

Le montage des diodes dans une cavité étendue asservie sur un signal atomique permet d'obtenir un laser dont la fréquence est définie à mieux qu'une largeur naturelle. En fait, la largeur de raie mesurée² sur ce type de montage est de l'ordre de 100 kHz avec un "jitter" de 1 MHz.

Notre montage utilise deux diodes à cavité externe. L'une, asservie proche³ de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$, sert de maître à deux diodes injectées fournissant les faisceaux du piège magnéto-optique et ceux du réseau optique. L'autre, asservie sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$, sert de repompeur aussi bien au piège qu'au réseau.

3.4.4. Diode laser injectée

Le faisceau issu du laser maître peut être décalé en fréquence grâce à un double passage dans un modulateur acousto-optique dans un montage en "œil de chat" qui présente l'avantage de garder constante la direction du faisceau sortant quand la fréquence du modulateur change. On peut ainsi faire varier la fréquence des faisceaux utiles sans perdre l'alignement géométrique précis nécessaire à l'injection de la diode esclave.

L'injection proprement dite se fait via le port de sortie de l'isolateur optique de la diode esclave. Ce système permet d'optimiser l'utilisation de la puissance disponible dans le faisceau injecteur et réalise une adaptation automatique de la polarisation. Une superposition parfaite entre faisceau injecteur et injecté doit évidemment être réalisée ainsi qu'une bonne adaptation des caractéristiques géométriques (tailles et longueurs de Rayleigh des faisceaux). Le schéma du montage est présenté sur la figure 7.

² Cette mesure est réalisée en observant le signal de battements résultant de la superposition de faisceaux issus de deux diodes de même type.

³ En pratique, le signal d'asservissement est donné par la résonance de croisement de niveaux $4 \rightarrow 4x4 \rightarrow 5$, qui est à 125 MHz de la transition $4 \rightarrow 5$. Des modulateurs acousto-optiques permettent de se placer à la fréquence voulue.

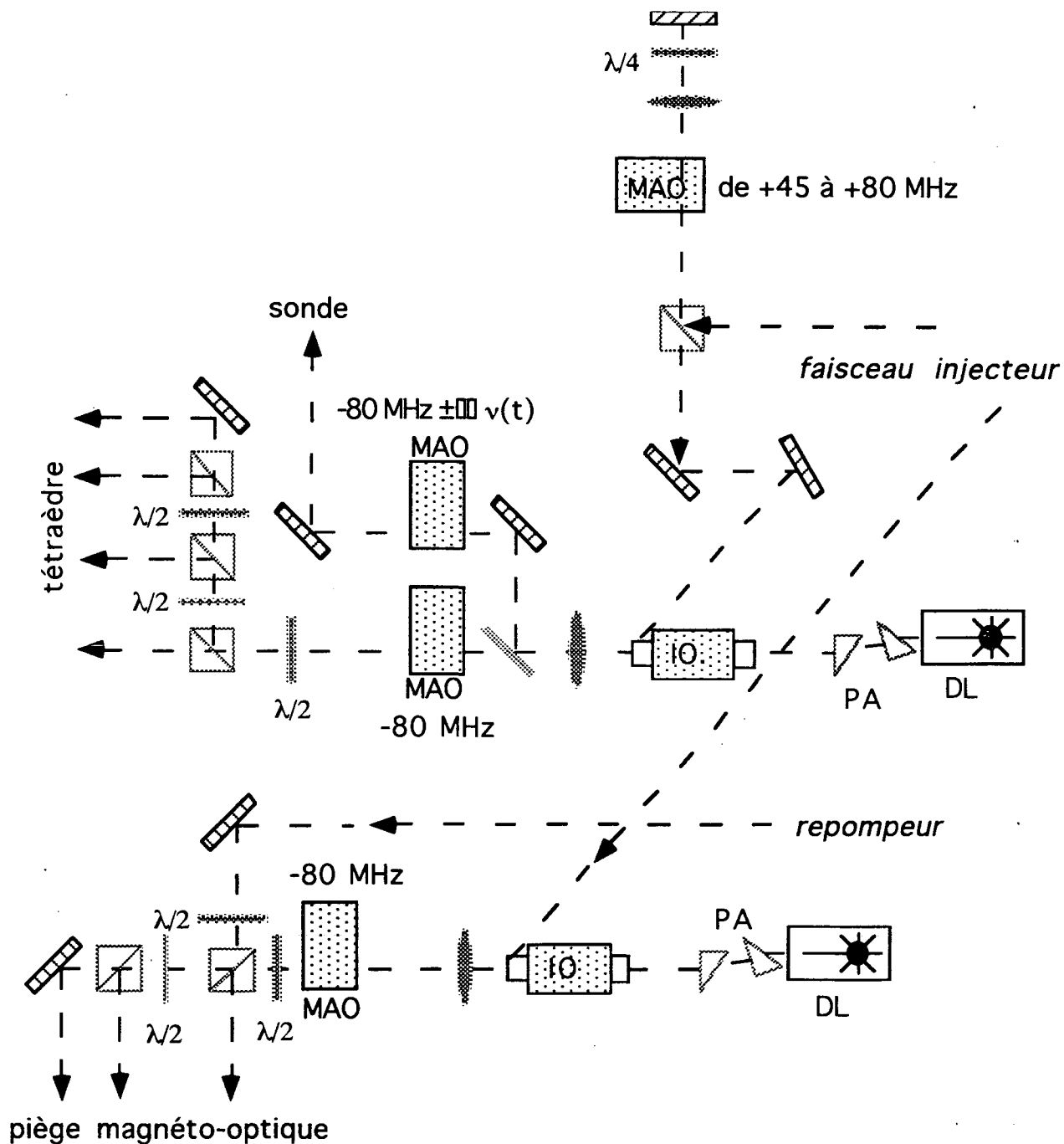


Figure 7 :

Injection des diodes esclaves, trajet des faisceaux piège et tétraèdre.

3.5. Piège magnéto-optique

3.5.1. Principe

Considérons le cas à une dimension d'une transition $J=0 \rightarrow J'=1$. Dans un champ magnétique inhomogène faible, $B_z(z)=bz$, les états $m_J=0,-1,+1$ sont séparés par effet Zeeman d'une énergie $\Delta E=\mu m_J B=\mu b m_J z$ (Figure 8). Maintenant, éclairons les atomes par une onde polarisée σ^- se propageant suivant la direction $-z$ et une onde σ^+ se propageant suivant la direction $+z$. Si les lasers sont accordés en dessous de la fréquence de résonance de la transition en champ nul, un atome situé en $z>0$ va absorber plus de photons σ^- que de photons σ^+ car la fréquence du laser est alors plus proche de la transition $\Delta m_J=-1$.

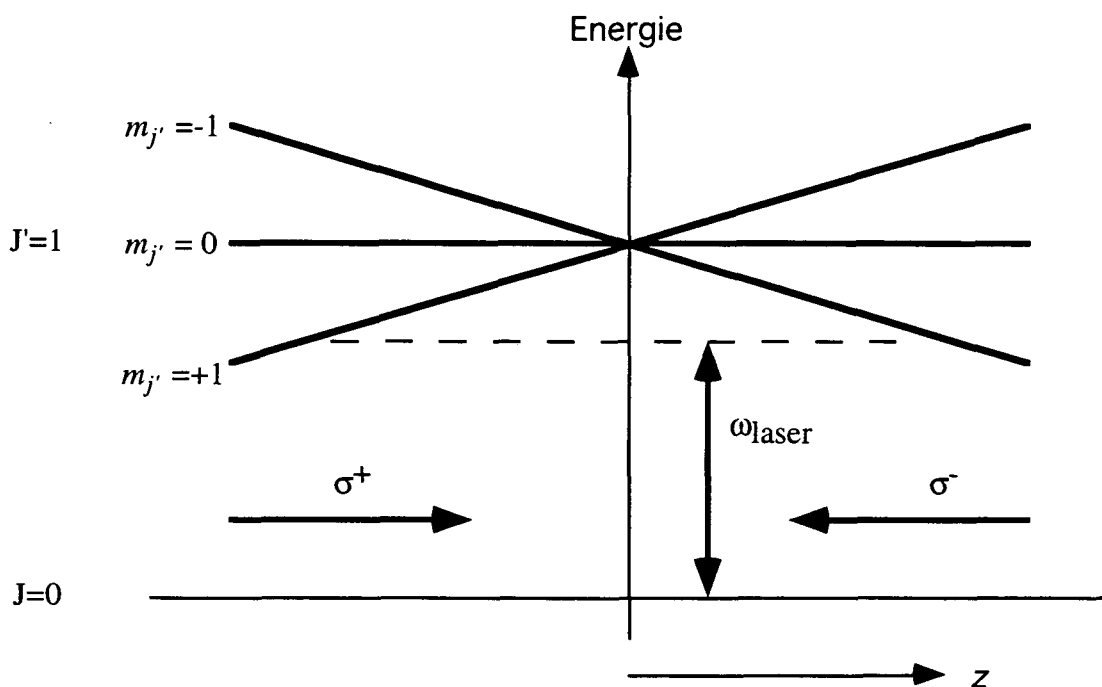


Figure 8:

Schéma de principe du piège magnéto-optique pour une transition $J=0 \rightarrow J'=1$. Un faisceau polarisé σ^+ se propage suivant l'axe Oz dans le sens positif et un faisceau σ^- se propage en sens inverse. Leur fréquence est inférieure à la fréquence de transition atomique. Un champ magnétique $B_z(z)=bz$ est appliqué. Un atome déplacé vers les z positifs va voir l'énergie du niveau $m=-1$ diminuée, la transition devient résonnante pour le faisceau σ^- se propageant vers les z négatifs, l'atome va subir un excès de pression de radiation qui va le ramener vers le centre.

Cet atome va donc subir une force de pression de radiation moyenne dirigée vers l'origine. De la même façon, un atome en $z < 0$ va subir une force tendant à le ramener à l'origine. On voit que le principe du piège magnéto-optique (Proposé par J. Dalibard en 1987 et réalisé peu après par [Raab87]) est d'associer à la force de friction du refroidissement Doppler (décrit au chapitre I) une force de rappel due à l'effet Zeeman, qui permet de piéger les atomes refroidis (remarquons toutefois que ces deux forces sont de même nature: l'une et l'autre ne font intervenir que la pression de radiation).

Ce modèle se généralise à trois dimensions avec trois paires de faisceaux en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Voyons maintenant la réalisation expérimentale de notre piège.

3.5.2. Faisceaux laser

Les faisceaux du piège sont générés par une diode laser directement injectée par le laser maître dont la fréquence est définie à mieux qu'une largeur naturelle. La fréquence des faisceaux piège est choisie désaccordée sur le rouge de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ à une valeur⁴ $\Delta = \omega_{laser} - \omega_{4 \rightarrow 5} = -3\Gamma$.

Le faisceau issu de la diode injectée passe par un modulateur acousto-optique qui joue le rôle d'interrupteur (temps de coupure inférieur à $1\mu s$). Après dilatation par un système de télescope, il est ensuite séparé en deux par un cube polariseur précédé d'une lame demi-onde (qui permet de répartir les intensités sur les deux voies du cube). Ce cube sert également à superposer le faisceau repompeur au faisceau piège. Une des sorties du cube est alors envoyée dans la cellule à travers une lame quart d'onde qui lui confère une polarisation circulaire. A sa sortie de la cellule, il est rétro-réfléchi par un miroir précédé d'une autre lame quart d'onde qui change le signe de la polarisation circulaire. L'autre voie de sortie du cube traverse à nouveau un système lame demi-onde/cube polariseur, générant deux faisceaux qui vont former de la même façon les deux autres bras du piège. Les faisceaux ont finalement une taille de 5 mm avec une intensité de l'ordre de 20 mW/cm^2 . La figure 7 montre le détail des trajets des faisceaux.

⁴ Cette valeur de désaccord correspond à un bon compromis de fonctionnement [Grison].

3.5.3. Champ magnétique

Le champ magnétique inhomogène est produit par une paire de bobines montée en anti-Helmholtz (le courant circule en sens inverse dans les deux bobines). Cette configuration engendre un champ magnétique avec un zéro au centre de symétrie des bobines et présentant une variation sensiblement linéaire suivant les trois directions d'espace. Les faisceaux du piège se croisent au point où le champ magnétique s'annule. Le gradient est de l'ordre d'une dizaine de gauss par centimètre. D'autre part, une compensation du champ magnétique résiduel dans le laboratoire est nécessaire, et ceci aussi bien au bon fonctionnement du piège qu'à l'étude du réseau optique. Cette compensation est réalisée au niveau de la cellule, qui est entourée de trois paires de bobines de Helmholtz d'environ un mètre de diamètre. Le réglage du courant dans ces bobines se fait en observant la diffusion des atomes dans la mélasse optique après coupure du champ magnétique inhomogène. Le mouvement du nuage d'atomes indiquant alors la direction du champ résiduel à compenser. Par ailleurs, la pompe ionique qui est nécessairement à proximité de la cellule est placée dans un blindage en μ -métal.

3.6. Tétraèdre

Le réseau optique à trois dimensions est généré par quatre faisceaux disposés suivant les hauteurs d'un tétraèdre (étiré). Ces faisceaux sont issus d'une diode esclave injectée par le laser maître déjà utilisé pour le piège magnéto-optique. Le principe est le même, mais le faisceau injecteur fait maintenant un double passage dans un modulateur acousto-optique monté en œil de chat, ce qui permet de faire varier la fréquence sans modifier l'alignement (ce qui est particulièrement utile ici puisqu'on cherchera à étudier le réseau optique pour une large gamme de paramètres laser).

Le faisceau sortant de la diode passe dans un modulateur acousto-optique qui lui donne sa fréquence finale et joue le rôle d'interrupteur rapide. Il est ensuite dilaté et séparé en quatre par trois cubes polariseurs tous précédés d'une lame demi-onde, ce système autorisant un équilibrage fin de l'intensité des faisceaux (figure 7). Les polarisations doivent être linéaires, perpendiculaires au plan de propagation de chaque paire de faisceaux (figure 9).

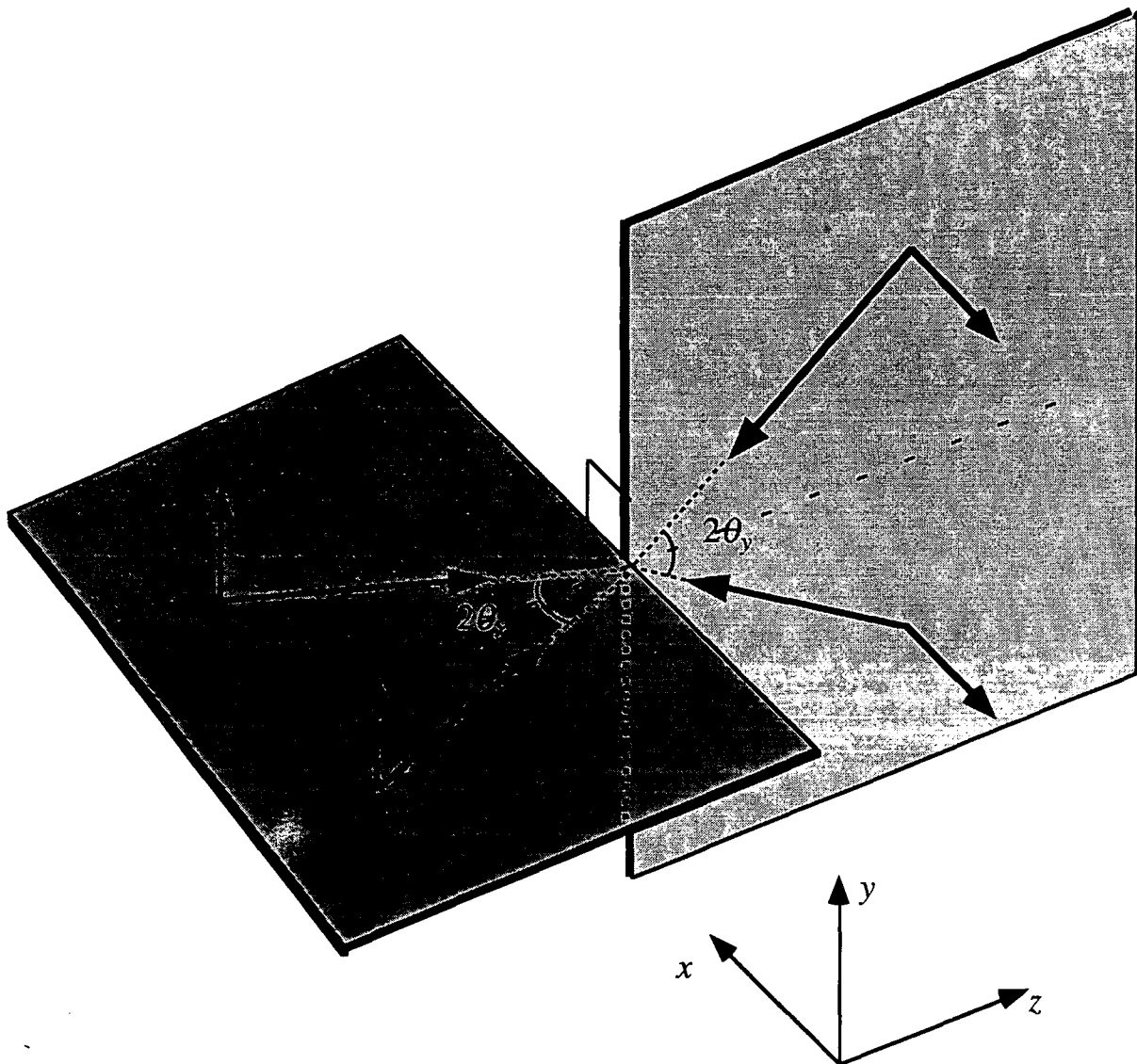


Figure 9:
Géométrie des faisceaux en tétraèdre.

3.7. Onde sonde en spectroscopie de transmission

Dans toutes nos expériences de spectroscopie pompe-sonde, ce sont les faisceaux engendrant le réseau optique qui jouent le rôle de pompe. Pour assurer un bon contrôle de la différence de fréquence entre pompes et sonde, on utilise le même laser pour les deux. La sonde est donc issue de la même diode injectée que les faisceaux du réseau optique. Une faible partie en est prélevée avant le modulateur acousto-optique de contrôle du tétraèdre. Elle traverse un autre modulateur dont la fréquence pourra être balayée autour de la fréquence du précédent. La radio-fréquence envoyée au modulateur provient d'un générateur de signaux avec modulation de fréquence pilotée par une

rampe de tension externe. Le faisceau est collimaté avec un diamètre assez petit pour être inférieur à la taille du nuage d'atomes froids (environ 1 mm), il est aligné sur le piège (observation de l'effet de pression de radiation sur les atomes piégés), puis envoyé à sa sortie de la cellule sur une photodiode.

3.8. Onde sonde du temps de vol

Les mesures de température des atomes sont effectuées grâce à une technique de temps de vol. Après la phase de capture, le piège est coupé brusquement⁵, laissant les atomes tomber librement sous l'action du champ de pesanteur. La dimension du nuage d'atomes va augmenter au cours de la chute, à cause de la distribution de vitesse initiale. Après cette phase de vol libre, le nuage d'atomes va croiser un faisceau horizontal résonnant. L'enregistrement de la fluorescence lors de la traversée de la sonde donne accès à la distribution des temps d'arrivée et donc à la taille du nuage après le temps de vol. Connaissant la taille initiale, on peut en déduire l'accroissement et donc la distribution de vitesse.

La sonde à résonance est prélevée sur l'ordre zéro du modulateur acousto-optique des faisceaux piège. On lui donne un profil large et plat (largeur 20 mm, épaisseur 1 mm) pour capter un maximum d'atomes et minimiser l'élargissement du signal lié au temps de traversée de la sonde. Ce faisceau est envoyé dans la cellule et passe sous le piège à environ 3 cm. Une lentille réalise l'image de la zone d'interaction sur une photodiode et le signal est observé à l'oscilloscope. Il présente une allure de type gaussien qui traduit une distribution thermique (figure 10).

⁵ Si le piège est éteint suffisamment lentement, les atomes peuvent s'adapter adiabatiquement aux nouvelles conditions (raideur et amortissement du piège), aboutissant à un chagement de température et densité. En revanche, si on le coupe "brusquement", on mesure bien la distribution de vitesse stationnaire des atomes dans le piège.

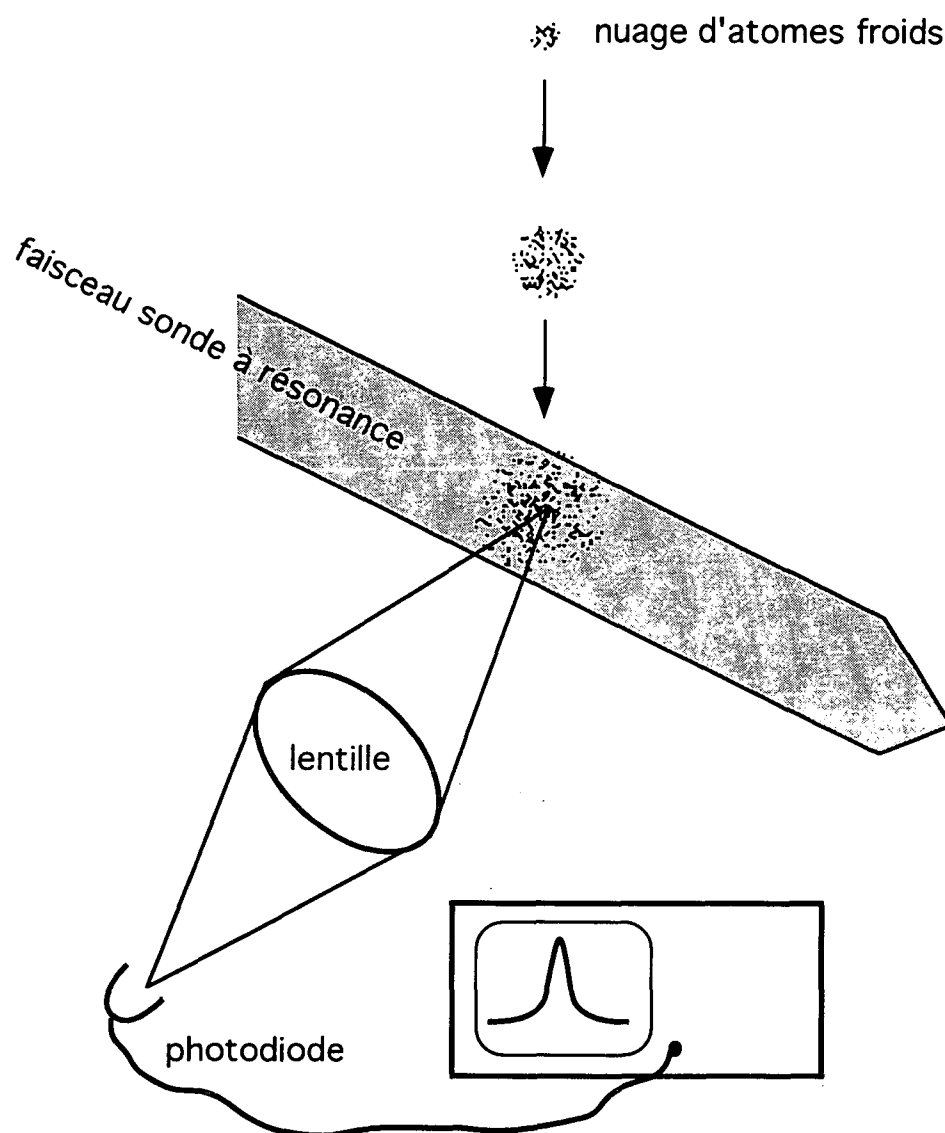


Figure 10 :

Mesure de distribution de vitesse par temps de vol. Au cours de la chute, la taille du nuage atomique augmente. Lorsqu'il croise le faisceau sonde, la mesure de la fluorescence au cours du temps permet d'en mesurer la taille et donc l'accroissement pendant le temps de vol. Cet accroissement est directement lié à la distribution de vitesse et donc à la température.

3.9. Séquence expérimentale

Comme nous l'avons signalé au paragraphe 2.1, le réseau optique est appliqué transitoirement et nécessite un chargement par le piège magnéto-optique. Il faut donc effectuer un contrôle de l'allumage et de l'extinction des différents faisceaux, du champ magnétique, du balayage de la fréquence de la sonde. L'expérience est pilotée par un micro-ordinateur, le programme génère une séquence de durée réglable qui comprend une suite d'événements (allumage, extinction, changement de niveau,...) à des temps définis par l'utilisateur. Ce programme gère également l'acquisition et la sauvegarde des spectres enregistrés sur un oscilloscope numérique.

Une séquence typique se déroule de la façon suivante : une phase de chargement du piège magnéto-optique pendant 1000 à 1500 ms est suivie d'une phase de réseau optique où le tétraèdre est allumé et pendant laquelle la sonde est balayée en fréquence alors que le signal de transmission est visualisé sur l'oscilloscope. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, on peut choisir d'effectuer une moyenne du signal sur un nombre de séquence au choix. Le spectre peut ensuite être transféré vers l'ordinateur en vue d'un dépouillement ultérieur. La séquence peut éventuellement se terminer par une phase de chute libre vers la sonde de temps de vol, le signal de fluorescence observé lorsque les atomes traversent la sonde peut également être enregistré et donner lieu à un dépouillement ultérieur (donnant ainsi accès à une mesure de distribution de vitesse).

4. Réalisation d'un piège à rubidium

La construction d'un second montage analogue à celui décrit plus haut a répondu à plusieurs motivations. D'une part l'élément choisi, le rubidium, peut permettre d'étudier d'autres mécanismes de refroidissement spécifiques à certaines transitions. En particulier, la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ de la raie D1 du rubidium 87 présente un état noir non couplé à la lumière. La possibilité de piéger les atomes dans un tel état diminuerait le problème de la diffusion multiple qui limite actuellement les densités atteintes dans les réseaux "brillants"⁶. Cette transition permettrait également d'observer la localisation des atomes dans un potentiel topologique [Dum96] lié à la variation spatiale

⁶ Les atomes sont en effet localisés aux endroits où leur couplage avec le champ lumineux est maximum, il subissent donc beaucoup de cycles absorption-émission spontanée ce qui les rend "brillants"

de la fonction d'onde et dont les effets sont probablement trop faibles pour être détectés dans un réseau standard. D'autre part, ce second montage lève certaines limitations du montage précédent liées essentiellement à la géométrie. La cellule est maintenant totalement en quartz, ce qui autorise des accès optiques plus variés et un meilleur contrôle des champs magnétiques résiduels. La géométrie de faisceaux utilisée peut maintenant être facilement modifiée. C'est ce point particulier qui est important pour ce mémoire, puisque les expériences présentées dans le dernier chapitre ont été réalisées sur ce nouveau montage et ont fait appel à une grande variété d'angles entre les bras du tétraèdre.

Sans détailler outre mesure un montage qui est très semblable au précédent, nous en présenterons ici quelques particularités et innovations.

4.1. Le rubidium

Le rubidium est présent naturellement sous la forme de deux isotopes : ^{85}Rb (abondance 72%) et ^{87}Rb (abondance 28%). C'est le ^{87}Rb qui a été choisi pour notre expérience, ses niveaux hyperfins ont une séparation plus grande que ceux du ^{85}Rb , ce qui permet d'explorer une plus large plage de désaccord à résonance. La figure 11 montre les schémas des niveaux du ^{85}Rb et du ^{87}Rb ainsi que les transitions utilisées. La longueur d'onde de la raie D1 est de 795 nm, celle de la raie D2 est de 780 nm, ce qui est à la limite du visible. Le tableau ci-dessous présente quelques caractéristiques propres au rubidium, utiles dans le cadre des expériences de refroidissement laser.

| | | |
|----------------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| Masse (^{87}Rb) | M | $1,44 \times 10^{-25}$ kg |
| Longueur d'onde (raie D2) | λ | 780,1 nm |
| Largeur naturelle | Γ | $2\pi \times 6,6$ MHz |
| Vecteur d'onde | $k=2\pi/\lambda$ | $8,05 \times 10^6$ m ⁻¹ |
| Vitesse de recul | $v_r = \hbar k / M$ | 5,9 mm/s |
| Énergie de recul | $E_r = \hbar^2 k^2 / 2M$ | $2,5 \times 10^{-30}$ J |
| Fréquence de recul | $\nu_r = E_r / \hbar$ | 3,8 kHz |
| Température de recul | $T_r = \hbar^2 k^2 / M k_B$ | 362 nK |

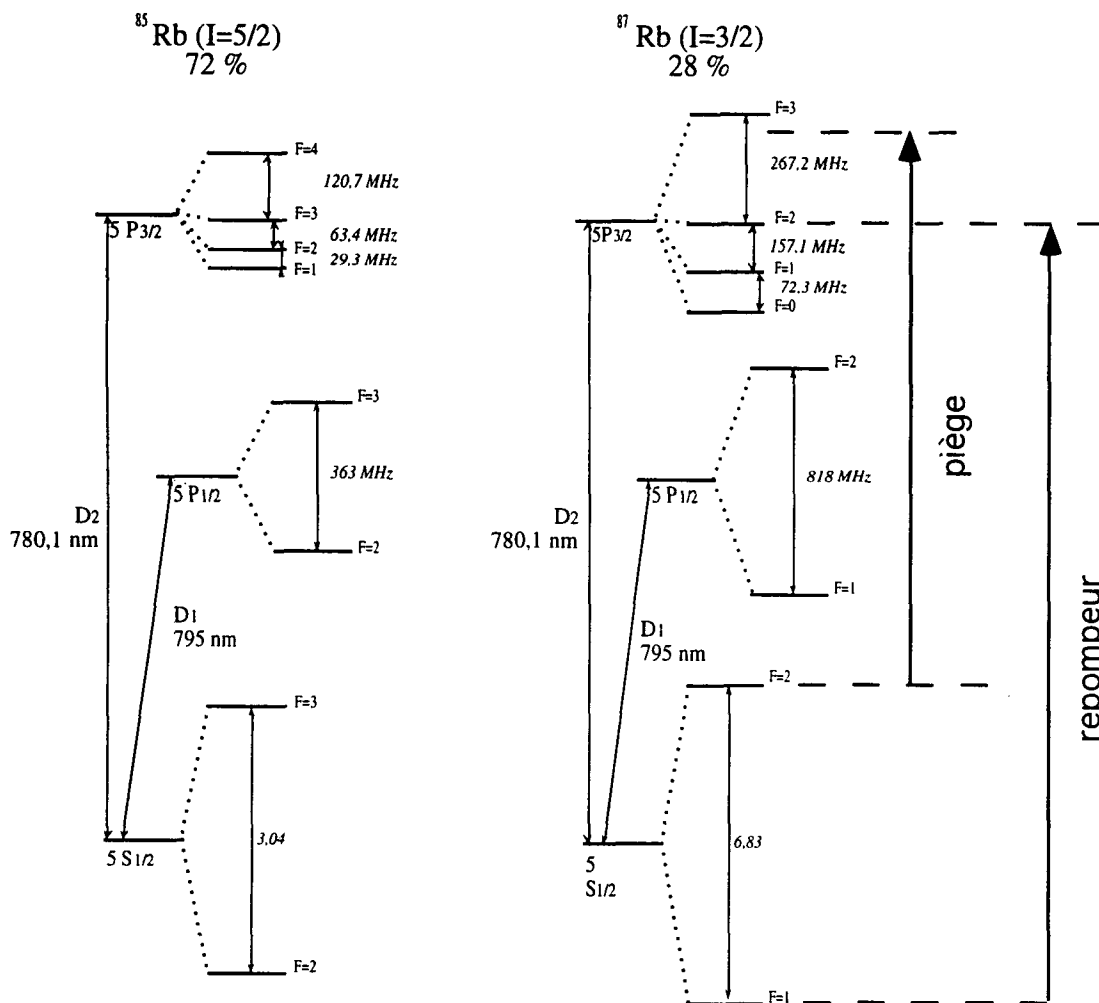


Figure 11:
Niveaux d'énergie du rubidium. Transitions utilisées.

4.2. Lasers

On utilise également des diodes laser dans la configuration maître-esclave. C'est d'ailleurs d'autant plus nécessaire ici que les diodes disponibles actuellement à 780 nm sont peu puissantes (50 mW). Par contre nous avons expérimenté deux technologies différentes de celle des diodes sur réseau utilisées habituellement.

Le laser maître fournissant l'injection des diodes piège et tétraèdre est une diode à DBR (Distributed Bragg Reflector), le réseau assurant la sélection en fréquence est maintenant gravé dans le semi-conducteur. Ce système présente plusieurs avantages déterminants (insensibilité aux vibrations et aux variations de température de la pièce, pas de problèmes d'alignement, asservissement simplifié) qui contribuent à une mise en œuvre aisée. Nous avons utilisé une diode Yokogawa de puissance nominale 5 mW, contrôlée par deux courants : le courant laser habituel alimente le milieu amplificateur,

le courant DBR permet une sélection de fréquence en modifiant les propriétés optiques (indice...) de la zone gravée. Le fonctionnement est donc très simple : le courant DBR est l'équivalent du contrôle de la position du réseau dans un montage avec cavité externe. Un autre avantage de cette cavité compacte est qu'elle rend possible le balayage sans saut de mode d'une plage de fréquence extrêmement large. La largeur de raie annoncée par le fabricant est de 1 MHz et convient donc à notre application. Le seul inconvénient de cette diode est sa faible puissance (5 mW), qui oblige encore à un montage maître-esclave. La figure 12 présente un spectre d'absorption saturée du rubidium réalisé avec le faisceau issu de cette diode.

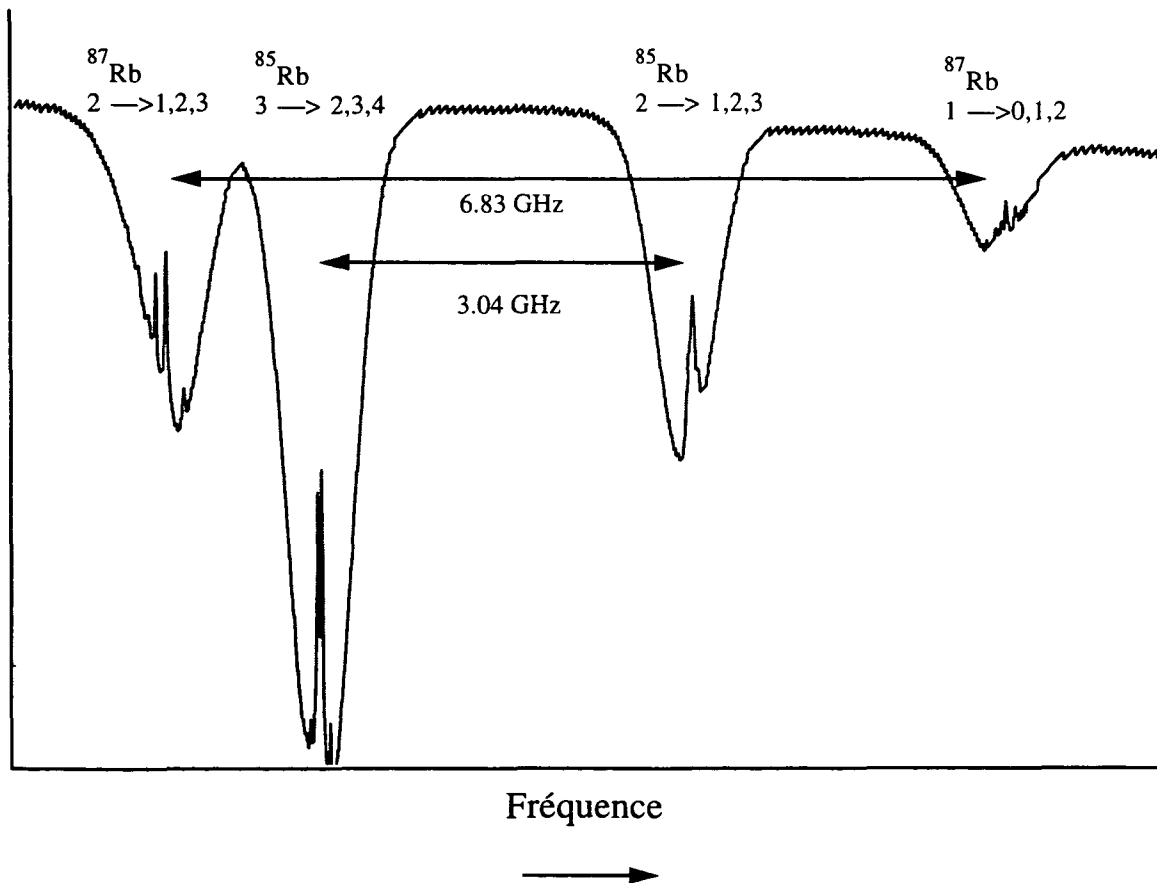


Figure 12 :
Spectre d'absorption saturée du rubidium.

Le repompeur est cette fois fourni par une diode SDL 50 mW injectée par une diode Sharp 20 mW sur réseau. Le montage avec cavité externe est cette fois monobloc et très compact, le réseau est collé sur une pièce usinée, les réglages s'effectuant en jouant sur l'élasticité du matériau. La diode est maintenant d'un modèle sans module Peltier intégré (plus compact) et l'ensemble du montage repose sur une plaque en dural de 5

cm de côté, elle même posée sur un module Peltier de puissance dont le rôle est de thermostatier la cavité entière, faisant alors disparaître le problème des variations de température du laboratoire. D'autre part, la diminution de la longueur de la cavité et sa rigidité la rendent moins sensible aux vibrations.

5. Spectre typique de transmission de la sonde

La figure 13 présente un spectre expérimental de transmission observé dans un réseau optique. La fréquence de la sonde est balayée de 300 kHz de part et d'autre de la fréquence des faisceaux du tétraèdre. On remarque d'abord la finesse⁷ des structures résonnantes observées: en effet, la largeur des pics latéraux est inférieure à 30 kHz et la structure centrale (qui n'est pas correctement résolue sur ce spectre) présente une largeur de quelques kHz. Cette étroitesse des raies est frappante si on les compare aux largeurs caractéristiques relatives aux variables internes des atomes (la largeur naturelle du niveau excité est de 5 MHz et le taux de pompage optique typique est de l'ordre de 500 kHz dans nos conditions expérimentales).

L'étude de ces résonances, détaillée dans les chapitres suivants, montrera qu'elles sont liées au mouvement des atomes dans le potentiel lumineux périodique, mouvement qui fait intervenir des constantes de temps beaucoup plus grandes que les temps internes. On en donnera une interprétation en termes de résonances de type Raman, Brillouin et Rayleigh. Chaque résonance est associée à un mode d'excitation particulier et apporte des informations différentes sur la dynamique des atomes dans ce réseau induit par la lumière. En particulier, les résonances Raman sont associées à des transitions entre niveaux vibrationnels dans un puits de potentiel et apportent une preuve de la localisation des atomes au fond des puits de potentiel.

⁷ Comme nous l'avons mentionné plus haut, la largeur de raie du laser est de l'ordre de 100kHz, mais cette largeur n'intervient pas dans la résolution des spectres: c'est la différence entre la fréquence des faisceaux pompe et celle de la sonde qui importe. Celle-ci est contrôlée au moyen de modulateurs acousto-optiques pilotés par des générateurs de signaux RF très stables (précision de l'ordre du Hz).

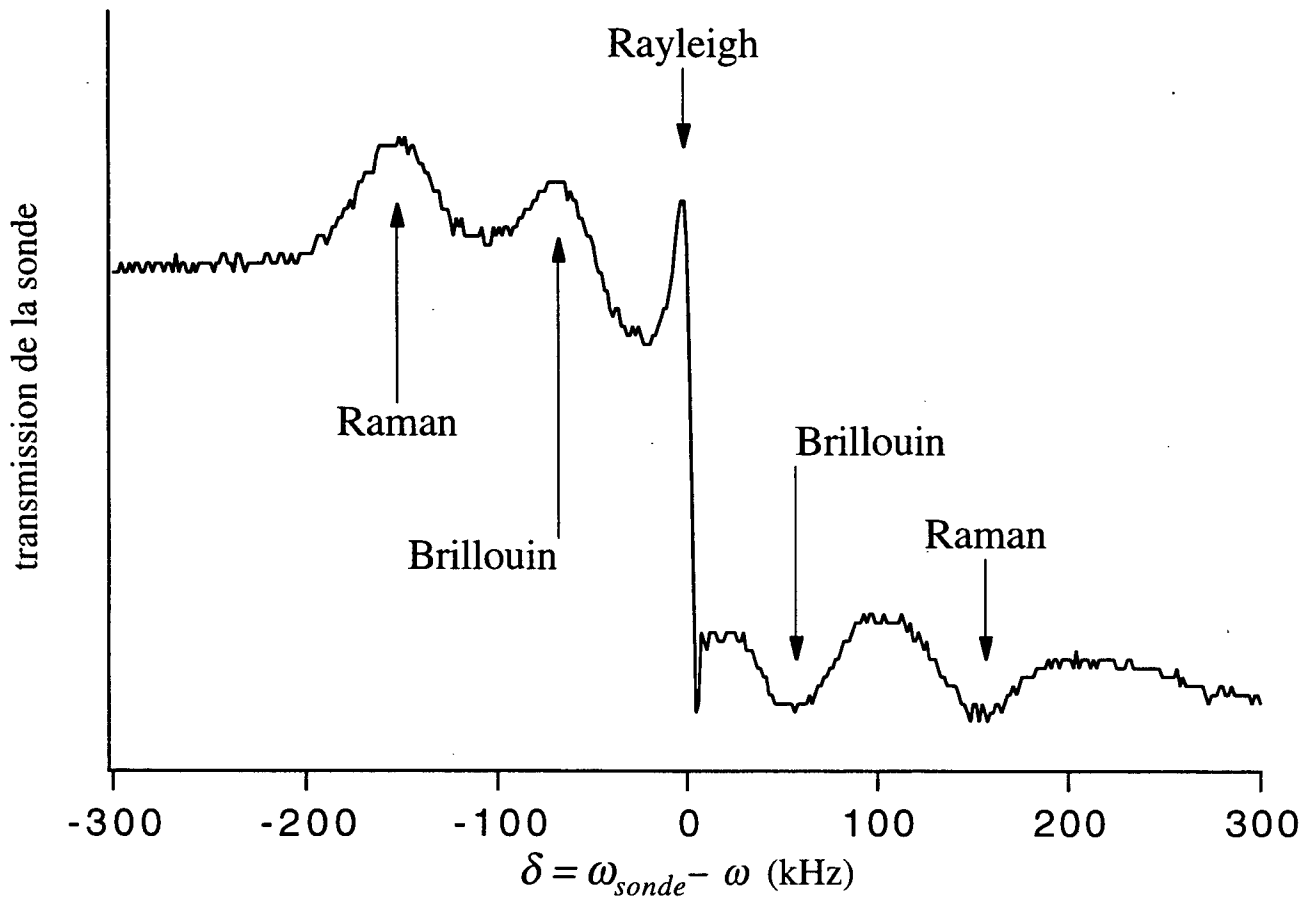


Figure 13:

Spectre typique obtenu en balayant la fréquence de la sonde de ± 300 kHz autour de celle des faisceaux créant le réseau. On distingue trois structures : les pics latéraux seront interprétés en termes de résonances Raman et Brillouin stimulées, alors que la raie centrale très fine est une résonance de type Rayleigh.

6. Conclusion

Les techniques expérimentales mises en jeu pour le refroidissement et le piégeage laser incitent naturellement à utiliser des méthodes de spectroscopie pompe-sonde. Les faisceaux lasers intenses servant à créer le réseau jouent également le rôle de pompe pour l'observation de la diffusion stimulée. Les modulateurs acousto-optiques, utilisés à différents niveaux du montage, permettent entre autres un bon contrôle de l'écart de fréquence entre les faisceaux pompe et sonde issus d'une seule et même source.

Les spectres de transmission du faisceau sonde à travers le réseau optique révèlent des structures variées qui témoignent de la complexité du mouvement des atomes dans ce potentiel périodique. L'étude de ces structures, détaillée dans les chapitres suivants, nous offre un moyen d'accéder à une compréhension de la dynamique des atomes piégés dans le réseau.

Chapitre III

Etude des résonances Raman

1. Introduction

Dans son image traditionnelle, la diffusion Raman stimulée [Boyd92] fait intervenir des transitions entre niveaux d'énergie différemment peuplés. Ces niveaux sont souvent des niveaux de vibration-rotation des molécules constituant le milieu diffuseur, mais ils peuvent être de nature différente: niveaux électroniques ou magnétiques. Cette diffusion se manifeste dans le spectre de transmission sous la forme de résonances centrées en $\pm\Omega_v$ (Ω_v étant la pulsation associée à la différence d'énergie entre les niveaux initial et final considérés, c'est par exemple la fréquence propre de vibration d'une molécule). L'amplitude de ces résonances est d'autant plus grande que la différence de population entre les niveaux impliqués est grande. Ce processus de diffusion apporte donc des informations sur la position et la population des niveaux d'énergie du milieu.

Les premières observations de résonances Raman dans un milieu d'atomes froids [Grison91] faisaient intervenir des transitions entre sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental du césium. Cette expérience, conduite dans une mélasse optique, mit en évidence l'existence d'une différence de population entre les divers sous-niveaux dont les énergies sont décalées différemment par le déplacement lumineux. Cette observation fut le point de départ de l'étude spectroscopique des mécanismes de refroidissement.

L'observation de résonances fines dans une mélasse Sisyphus lin \perp lin [Verkerk92, Lounis] fut interprétée en termes de diffusion Raman stimulée entre niveaux vibrationnels. Il s'agissait donc de niveaux d'énergie associés au mouvement du centre

de masse de l'atome. Celui-ci, piégé au fond d'un puits de potentiel lumineux, voit son énergie quantifiée en niveaux de vibration. L'observation de ces résonances confirma l'existence du mécanisme de refroidissement Sisyphe et apporta la preuve qu'il conduit à une forte localisation atomique.

Ce chapitre est dédié à l'étude des résonances Raman observées dans notre réseau optique à trois dimensions "en tétraèdre".

2. Mécanisme de diffusion Raman

Nous avons vu au chapitre I que le refroidissement Sisyphe conduit à une situation où les atomes sont majoritairement localisés au fond de puits de potentiel lumineux. Un traitement quantique du mouvement du centre de masse de l'atome [Castin, Courtois] fait apparaître des états localisés avec un spectre d'énergie discret et des états délocalisés formant un continuum. Au voisinage du fond des puits, on peut considérer le potentiel comme étant harmonique, le spectre d'énergie est alors constitué de niveaux vibrationnels espacés de $\hbar\Omega_v$.

Si ce système est éclairé par une onde pompe de pulsation ω et une sonde de pulsation ω_s , un atome pourra absorber un photon d'une onde et le réémettre de façon stimulée dans l'autre. Ce processus est résonnant lorsque la différence d'énergie entre les deux photons est égale à la différence d'énergie entre deux niveaux vibrationnels successifs, ce qui se traduit par la condition $|\omega_s - \omega| = \Omega_v$. Ainsi, lorsque $\omega_s = \omega - \Omega_v$, un atome pourra absorber un photon pompe et émettre un photon dans l'onde sonde, ce processus transfère l'atome vers le niveau vibrationnel supérieur suivant (Figure 1a). Le mécanisme inverse (absorption d'un photon sonde et émission d'un photon pompe avec changement de niveau vibrationnel vers le bas) est également possible, mais la probabilité de chaque processus est proportionnelle à la population du niveau initial (Figure 1b). Le bilan est donc proportionnel à la différence de population entre les niveaux initial et final. Le même raisonnement s'applique au cas où $\omega_s = \omega + \Omega_v$ (Figure 1c et d). L'interaction des atomes avec les faisceaux créant le réseau aboutit à un équilibre qui conduit à une distribution de population sur les différents niveaux vibrationnels, fonction décroissante de l'énergie. On voit alors que l'onde de plus haute fréquence est toujours absorbée alors que celle de basse fréquence est amplifiée, l'excédent d'énergie étant absorbé par le milieu sous forme de "chaleur" (le changement de niveau vibrationnel se traduit par une augmentation de l'énergie cinétique).

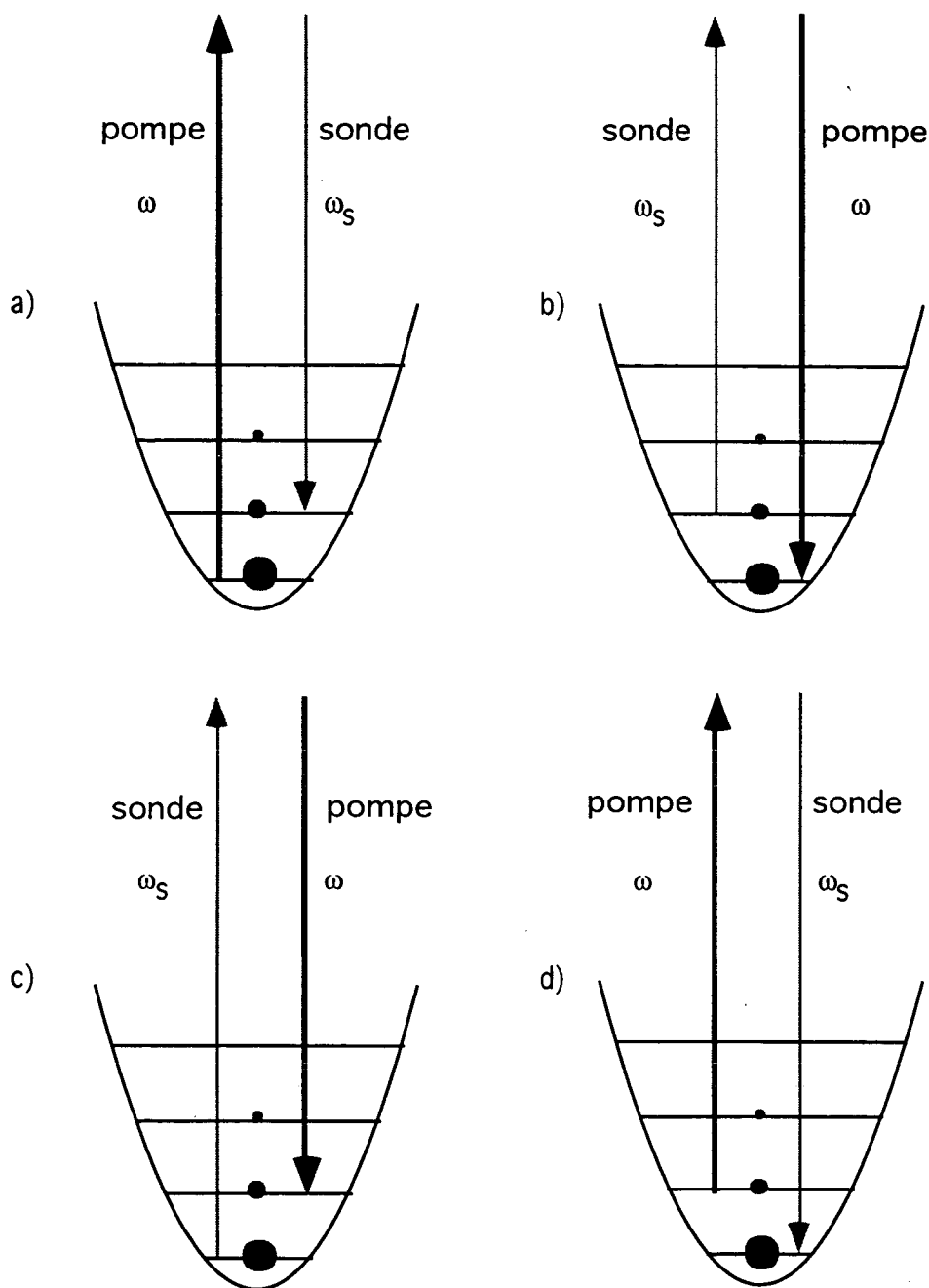


Figure 1 :

Schéma de principe des transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels. Deux processus inverses sont en compétition, mais chacun est pondéré par la population du niveau initial. Le processus partant du niveau le plus bas (le plus peuplé) l'emporte. (a) et (b) $\omega_s = \omega - \Omega_v$. (c) et (d) $\omega_s = \omega + \Omega_v$.

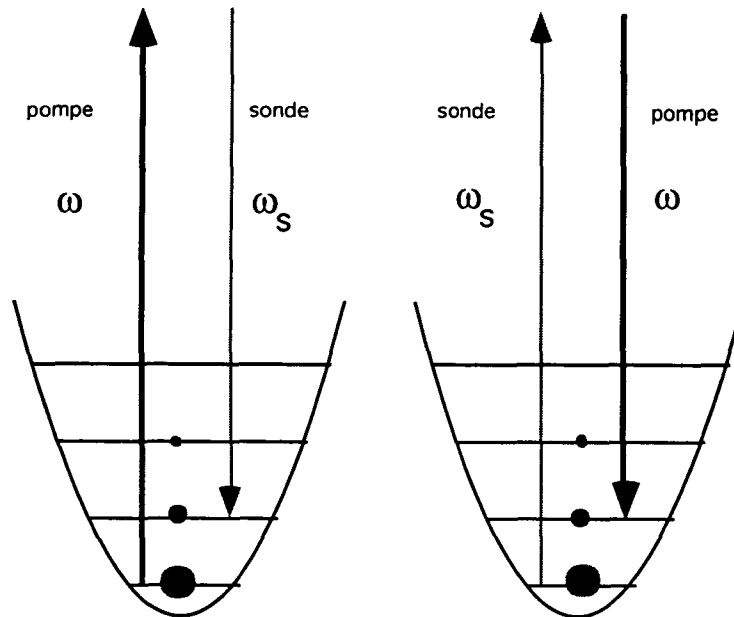


Figure 2 :

Bilan des processus Raman. En moyenne, l'onde de plus basse fréquence est toujours amplifiée.

La variation de l'intensité de la sonde après la traversée du milieu est reliée au nombre des photons absorbés ou émis de façon stimulée dans ce faisceau. Le signal observé est donc proportionnel à la différence de population entre les niveaux vibrationnels impliqués, avec une résonance en amplification lorsque $\omega_s - \omega = -\Omega_v$, et en absorption lorsque $\omega_s - \omega = \Omega_v$, (figure 2).

3. Largeur de raie et localisation atomique

Une caractéristique frappante des résonances Raman observées dans les mélasses Sisyphes est leur très faible largeur. La largeur d'une résonance est liée au temps caractéristique au bout duquel le système perd la mémoire de l'observable détectée. Dans le cas des résonances Raman, l'excitation place l'atome dans une superposition cohérente de plusieurs états de vibration. C'est le taux de relaxation de la cohérence induite entre niveaux vibrationnels qui détermine la largeur. L'observation de résonances étroites suppose donc un faible taux de décohérence.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, dans notre réseau optique les atomes sont localisés dans des sites où leur déplacement lumineux est maximum. Ceci correspond

au fait que le couplage avec le champ lumineux est maximum en ces points. Ce fort couplage implique naturellement un fort taux d'excitation, et les atomes piégés vont donc subir sans cesse des cycles absorption-émission spontanée. On pourrait penser a priori que chaque cycle briserait instantanément toute cohérence, ce qui conduirait à une largeur de raie de l'ordre du taux de pompage optique (valeurs expérimentales typiques de 100 kHz à 1 MHz). En fait, il existe deux effets qui conduisent à l'allongement de la durée de vie des cohérences Raman, qui sont reliés aux transitions avec et sans changement d'état interne.

3.1. Transitions avec changement d'état interne

Tout d'abord, il faut se rappeler l'existence, dans la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$, d'une corrélation spatiale entre l'état interne, le déplacement lumineux et la polarisation du champ. En particulier, au fond des puits de potentiel, la polarisation est purement circulaire et l'état interne est un état de spin extrême ($m_F = \pm 4$ pour le césium). On voit que pour changer d'état interne (figure 3 a,b), l'atome doit absorber un photon de la composante circulaire minoritaire à laquelle il est, de plus, faiblement couplé à cause de coefficients de Clebsch-Gordan défavorables. On voit que le taux de changement de sous-niveau interne (et donc de puits) est considérablement réduit par rapport au taux de pompage optique. On peut montrer [Courtois92] que le taux associé à ce changement d'état à partir d'un niveau vibrationnel n est $\frac{2}{9} \Gamma (n + 1/2) \sqrt{\frac{E_r}{U_0}}$ (le coefficient 2/9 est spécifique aux coefficients de Clebsch Gordan d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$).

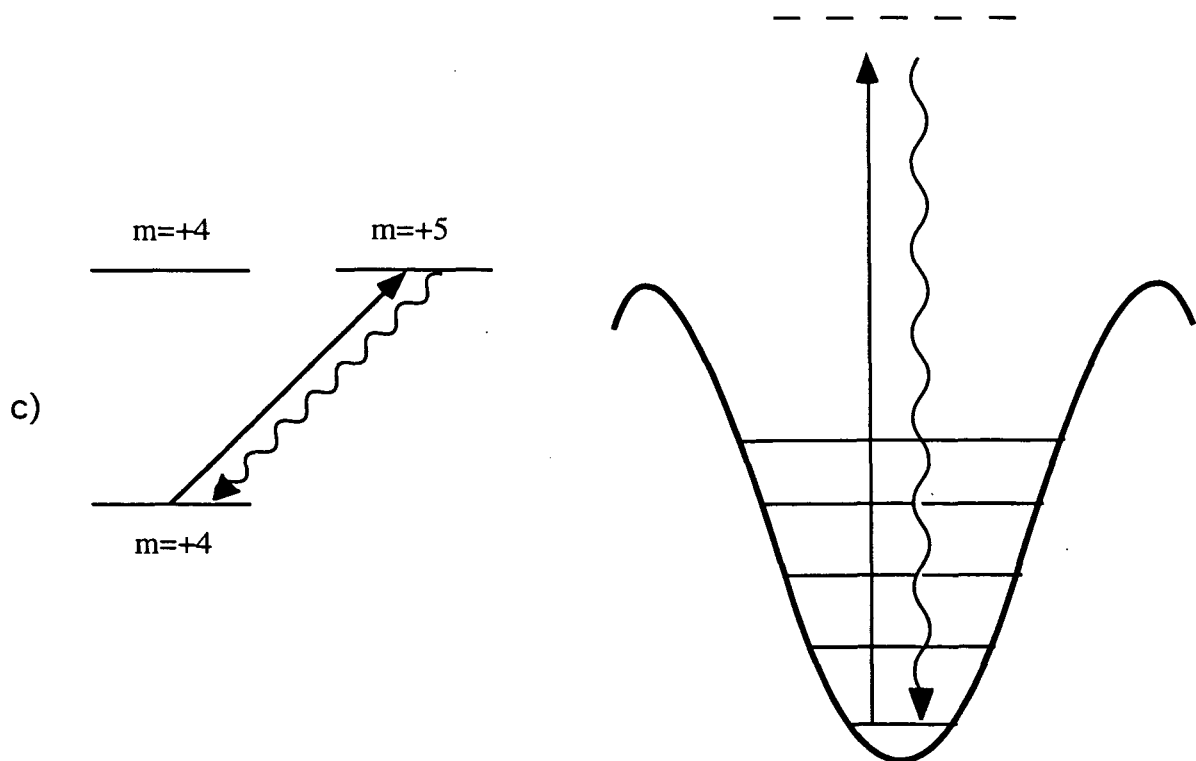
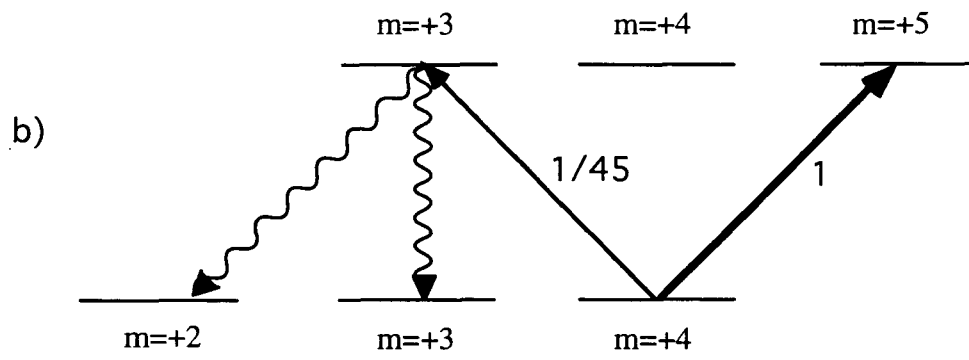
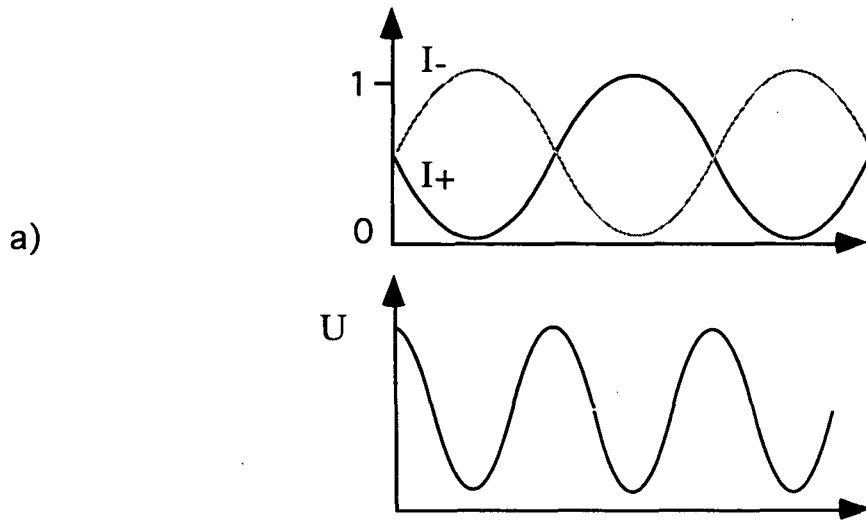


Figure 3 :

(a) Au fond d'un puits de potentiel, l'intensité d'une des composantes circulaires du champ s'annule alors que l'autre est maximale. (b) L'atome est pompé optiquement dans un état de spin extrême ($m_F = \pm 4$ pour le césium) qui est très faiblement couplé à la composante minoritaire (on a indiqué sur le schéma les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $4 \rightarrow 5$). L'atome a une probabilité assez faible de sortir du puits par pompage optique.

(c) Les transitions au sein d'un même puits ramènent l'atome essentiellement dans son état de vibration initial.

3.2. Transitions sans changement d'état interne

Examinons maintenant le cas des transitions sans changement d'état interne. Celles-ci correspondent à l'absorption d'un photon de la composante circulaire majoritaire et à l'émission d'un photon spontané de même polarisation avec changement de niveau de vibration $n \rightarrow n'$. (figure 3c). A ce processus de diffusion est associé une amplitude faisant intervenir un élément de matrice de type $\langle \varphi_{n'} | e^{-i\mathbf{K}r} | \varphi_n \rangle$, où φ_n est la fonction d'onde associée au niveau n de l'oscillateur harmonique et $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$ (\mathbf{k}_i est le vecteur d'onde du faisceau i du réseau intervenant dans le processus Raman et \mathbf{k}_s celui de la sonde) représente le transfert d'impulsion à l'atome lors de la diffusion. L'opérateur $e^{-i\mathbf{K}r}$ représente une translation d'impulsion de $-\hbar\mathbf{K}$ et l'élément de matrice apparaît comme une intégrale de recouvrement $\langle \varphi_{n'}(\mathbf{p}) | \varphi_n(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{K}) \rangle$ dans l'espace des impulsions. Or l'extension spatiale des fonctions d'onde est petite devant la longueur d'onde optique, leur largeur en impulsion Δp est donc grande devant $\hbar\mathbf{K}$. Il en résulte que $\varphi_{n'}(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{K})$ n'est pas très différent de $\varphi_{n'}(\mathbf{p})$ et l'élément de matrice devient quasiment nul pour $n \neq n'$ (les fonctions d'ondes sont orthogonales). Ceci montre que même si les transitions sans changement d'état interne se font à un taux élevé (taux de pompage optique Γ'), elles modifient peu la partie externe de la fonction d'onde atomique. On peut montrer [Courtois92] que le taux de relaxation de la cohérence entre deux niveaux n et n' d'un même puits est de l'ordre de $\Gamma (n + n' + 1) \sqrt{\frac{E_r}{U_0}}$. Cet effet, associé au confinement de l'atome dans le régime Lamb-Dicke [Courtois92], contribue à l'allongement de la durée de vie des cohérences Raman.

On peut également donner une image semi-classique de cet allongement du temps de relaxation de la cohérence. Le temps de relaxation décrit la vitesse à laquelle la phase du mouvement d'oscillation se perd. Or le mouvement d'un atome oscillant au fond d'un puits de potentiel est interrompu par des cycles d'absorption-émission spontanée.

Cependant, l'atome retourne principalement dans le puits qu'il a quitté et avec un changement d'impulsion très faible. Si ce changement d'impulsion est faible devant l'impulsion moyenne de l'atome, le mouvement est très peu perturbé. Il faut donc un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée pour que le mouvement d'oscillation s'interrompe ou perde la mémoire de sa phase initiale.

En prenant des paramètres expérimentaux typiques: $\Gamma'=500$ kHz, $U_0=1000E_r$, on obtient un taux de relaxation de l'ordre de 30 kHz pour les deux premiers niveaux, cette valeur donne le bon ordre de grandeur des largeurs observées. Ces effets montrent que l'observation de raies Raman étroites est une signature de la localisation des atomes au fond des puits de potentiel. Dans cette image, seuls les niveaux les plus bas (qui ont une extension spatiale très faible) voient un allongement important de leur durée de vie. Cependant, une approche plus précise [Grynberg97] tenant compte du transfert de cohérence vibrationnelle montre que des niveaux plus excités contribuent aussi avec une largeur relativement étroite.

4. Résultats expérimentaux

Comme nous l'avons indiqué au chapitre II, une sonde balayée en fréquence est envoyée à travers le nuage d'atomes piégés. Les faisceaux en tétraèdre qui créent le réseau lumineux jouent le rôle de pompe pour l'expérience de spectroscopie pompe-sonde.

Nous avons disposé des sondes suivant plusieurs directions et avec des polarisations variées. La figure 4 rappelle la géométrie des faisceaux et situe les différentes sondes employées. L'axe de symétrie du tétraèdre Oz définit la direction longitudinale, les directions Ox et Oy étant des axes transverses. La polarisation de la sonde longitudinale est définie par rapport à la polarisation des faisceaux pompe quasi-copropageants (parallèle ou perpendiculaire). La polarisation d'une sonde transverse est définie par rapport à l'axe de symétrie Oz . Dans cette convention une polarisation linéaire parallèle à Oz est appelée π , alors qu'une polarisation linéaire perpendiculaire à Oz est dénommée σ .

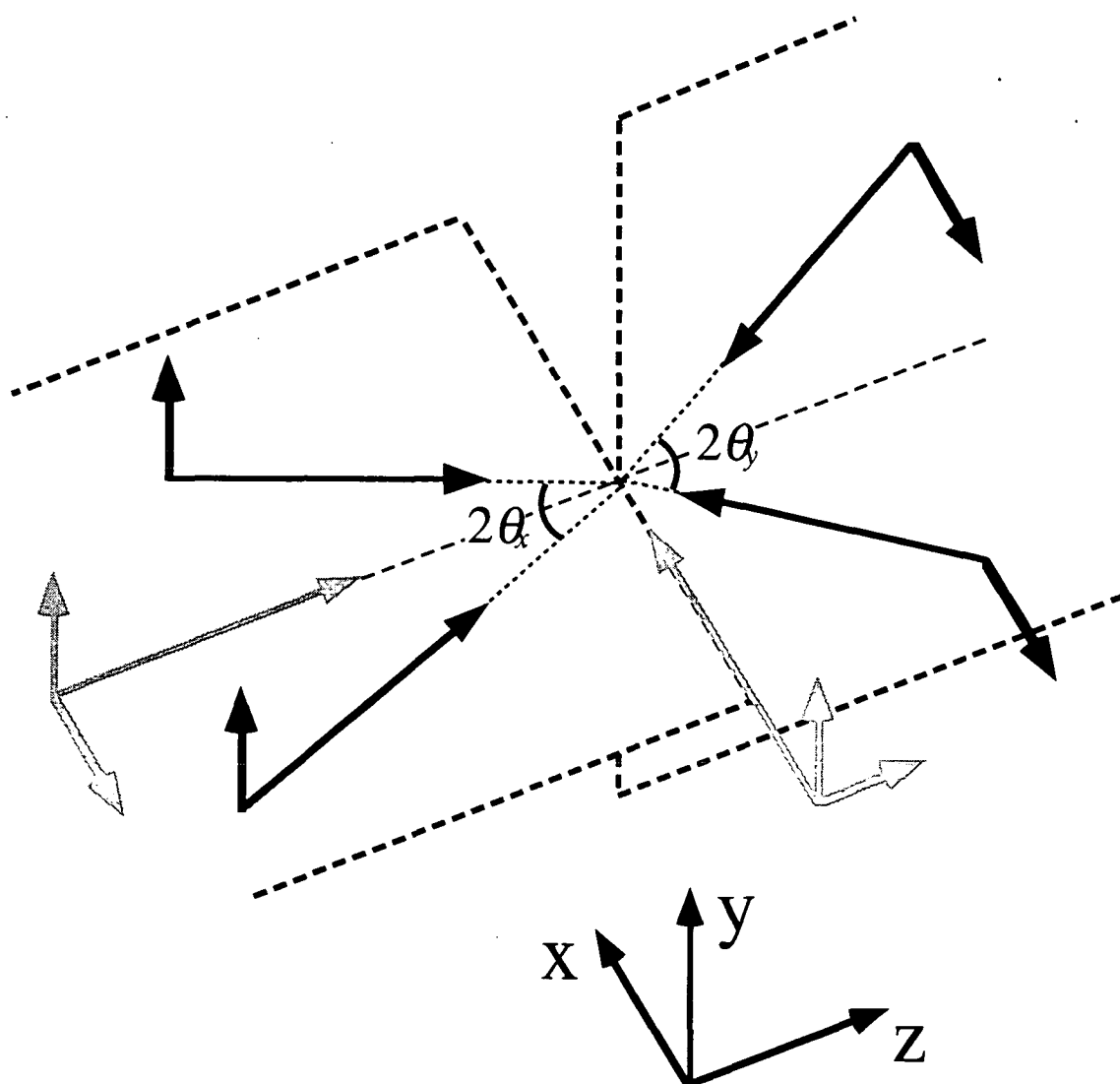


Figure 4 :
Géométrie des faisceaux pompes (noir) et sondes (gris)

4.1. Sonde longitudinale

4.1.1. Polarisation perpendiculaire

La figure 5 montre un spectre obtenu avec des angles $\theta_x=30^\circ$ et $\theta_y=30^\circ$ entre les faisceaux du tétraèdre et l'axe Oz . On observe deux pics de résonance de part et d'autre d'une structure centrale en forme de falaise (qui sera discutée au chapitre VI). Le pic est associé à une amplification lorsque la fréquence de la sonde est inférieure à la fréquence des pompes et à une absorption lorsqu'elle est supérieure. Ces pics sont situés à environ

90 kHz de part et d'autre de la fréquence des pompes et leur largeur est de l'ordre de 30 kHz (FWHM).

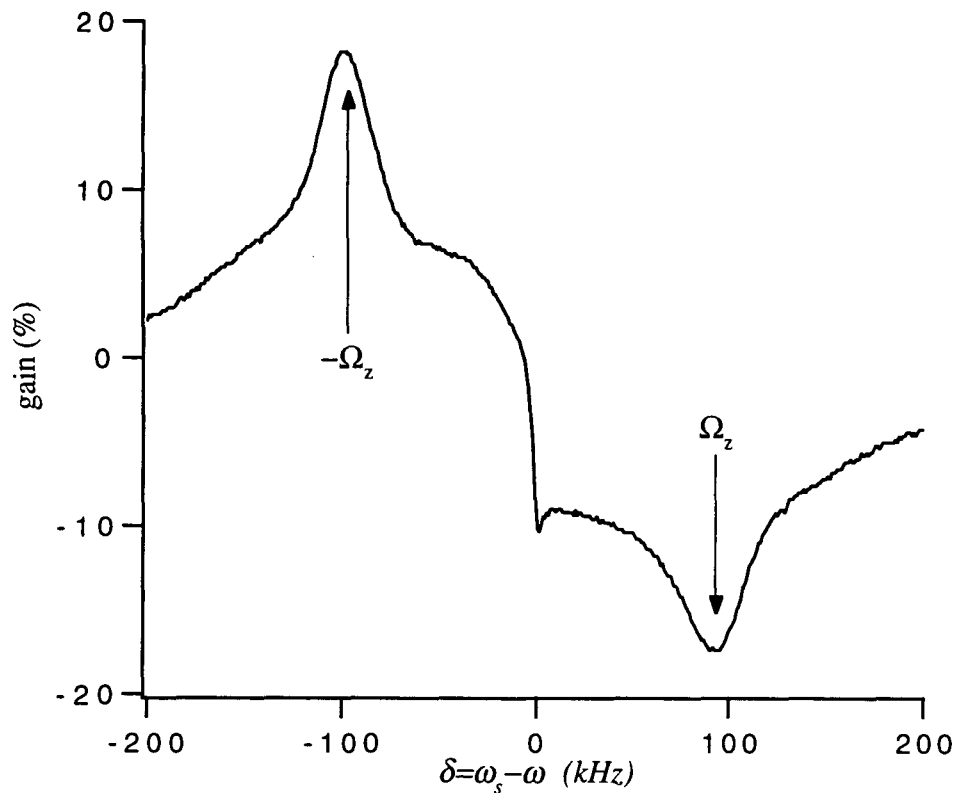


Figure 5:

Spectre de transmission pour une sonde longitudinale de polarisation linéaire perpendiculaire à celle des pompes copropageantes.

Comme nous l'avons discuté au cours du paragraphe précédent, cette largeur très faible est en accord avec une interprétation en termes de résonances Raman entre les niveaux de vibration les plus bas. L'observation de ces résonances étroites est donc une bonne indication de la localisation des atomes dans les puits de potentiel. Pour confirmer cette interprétation, on peut tester la variation de la fréquence observée en fonction des paramètres laser. En effet, le carré de la fréquence de vibration est proportionnel à la courbure du fond des puits qui, à géométrie fixe, dépend de leur profondeur et donc de l'intensité I ou du désaccord à résonance Δ des ondes engendrant le réseau. On a vu au chapitre I (3.2.4) que la fréquence de vibration harmonique s'exprime en fonction de I et Δ sous la forme $\Omega_v \propto \sqrt{\frac{I}{\Delta}}$. La figure 6 montre la variation de la position des pics avec l'intensité des faisceaux en échelle logarithmique, le très

bon accord trouvé avec un ajustement en $I^{1/2}$ montre la validité du modèle harmonique¹. C'est donc une indication supplémentaire de la forte localisation des atomes au voisinage du fond des puits de potentiel.

On peut remarquer que cette sonde excite la vibration selon la direction longitudinale, la fréquence mesurée est donc celle associée au mouvement suivant Oz .

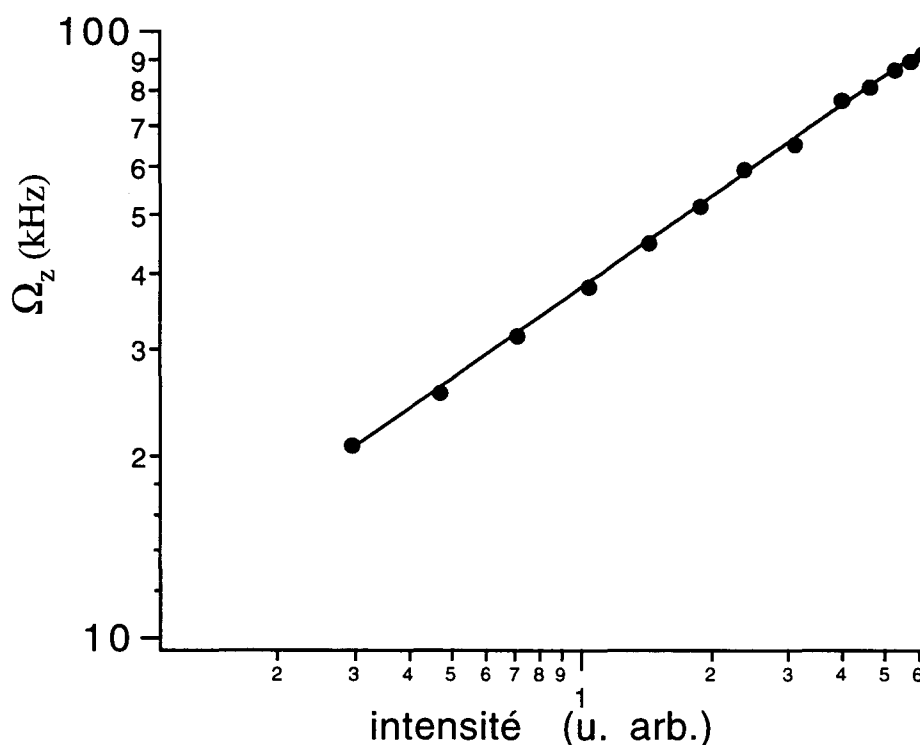


Figure 6 :

Variation de la position des résonances avec l'intensité des faisceaux (échelle log.). L'accord avec un ajustement en $I^{1/2}$ est très bon.

4.1.2. Polarisation parallèle

Le spectre enregistré dans cette configuration de polarisation (figure 7) présente une structure plus riche que dans le cas précédent. On y retrouve les mêmes pics Raman associés à la vibration longitudinale auxquels s'ajoutent des résonances de même allure (deux pics, en amplification et en absorption, de part et d'autre de l'égalité de fréquence). On peut remarquer que la position de cette nouvelle résonance correspond à la position attendue pour le mode de vibration transverse dans la direction définie par le plan de propagation des faisceaux copropageants à la sonde (Ox). Cette propriété a été vérifiée pour plusieurs angles θ_x et θ_y . Or, pour des raisons de symétrie, une sonde se

¹ On trouve par ailleurs une variation similaire avec l'inverse du désaccord.

propageant sur l'axe ne peut pas exciter de mode transverse. En fait, cette nouvelle résonance trouve une interprétation différente, et on montrera au chapitre V qu'elle est associée à un mouvement de propagation dans un plan transverse. L'autre caractéristique particulière de ce spectre est la structure centrale qui est sensiblement différente de celle observée pour l'autre polarisation. Ce point sera discuté au chapitre VI.

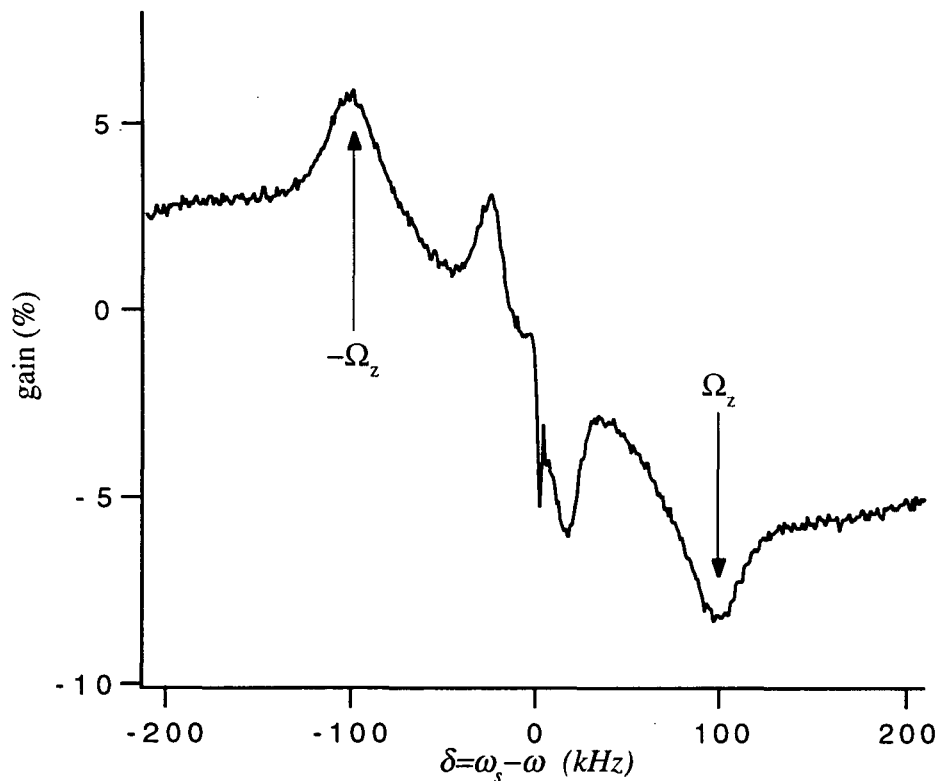


Figure 7 :

Spectre de transmission pour une sonde longitudinale de polarisation linéaire parallèle à celle des pompes copropageantes.

4.2. sonde transverse

Les directions Ox , Oy , Oz sont des directions propres pour le mouvement de vibration et, en général, les modes de vibrations correspondants sont non dégénérés : il existe trois fréquences d'oscillation distinctes. La sonde dirigée suivant l'axe de symétrie Oz ne donne pas accès à une mesure des fréquences transverses. Pour réaliser une telle mesure, on envoie la sonde perpendiculairement à cet axe, dans un plan défini par une paire de faisceaux du tétraèdre (figure 4). Il y a deux polarisations particulières pour cette direction : l'une (σ) est perpendiculaire à Oz , l'autre (π) lui est parallèle. Le

champ engendré par le tétraèdre n'ayant pas de composante parallèle à Oz (π), on comprend que la polarisation σ sera la plus favorable pour sonder le mouvement des atomes dans le réseau.

4.2.1. polarisation σ

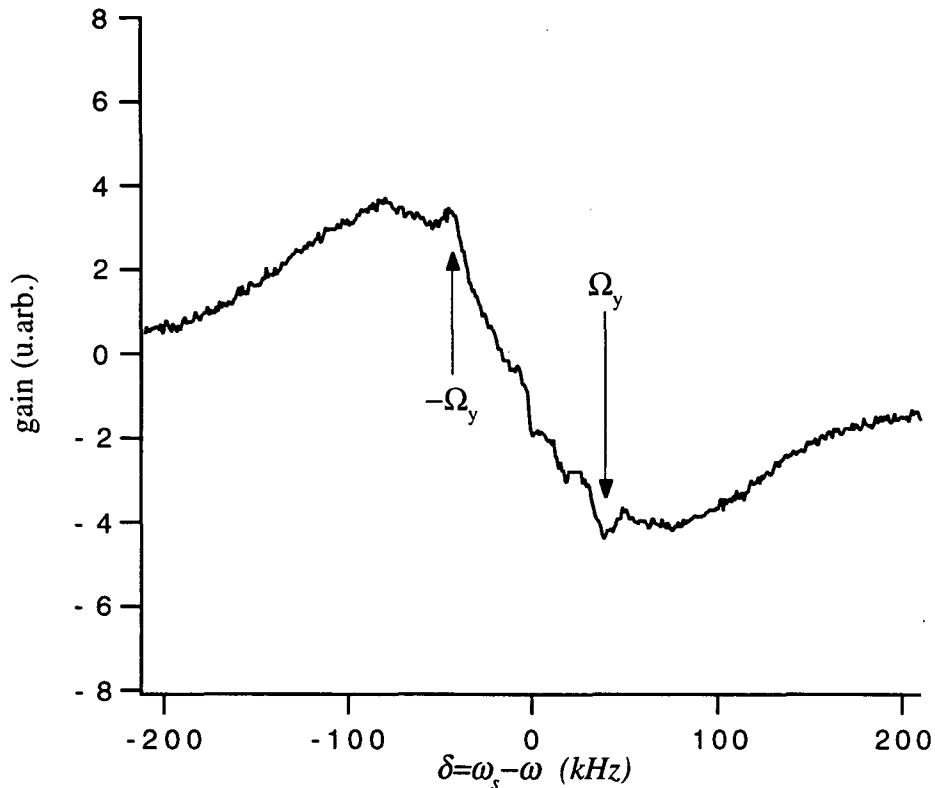


Figure 8 :

Sonde transverse polarisée σ . On distingue les pics de résonance Raman associés à la vibration suivant Ox .

La figure 8 montre un spectre obtenu avec une sonde parallèle à Ox en polarisation linéaire perpendiculaire à Oz (σ). Les angles sont toujours $\theta_x=30^\circ$ et $\theta_y=30^\circ$. On voit apparaître des pics à plus basse fréquence que ceux observés sur la sonde longitudinale (qui n'existent d'ailleurs plus pour cette direction de la sonde). La position de ces pics présente une variation avec I et Δ similaire à celle trouvée plus haut pour le mode longitudinal. Le rapport des fréquences est constant et compatible avec la loi déduite du modèle harmonique démontrée au chapitre I. Le tableau 1 présenté ci-dessous compare les rapports de fréquences mesurés expérimentalement aux valeurs prédites par ce modèle pour différents angles.

Tableau 1:

Rapport des fréquences Ω_y/Ω_x et Ω_z/Ω_x pour différents angles θ_x et θ_y

| θ_x/θ_y | Ω_y/Ω_x | | Ω_z/Ω_x | |
|---------------------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|
| | Expérience | Théorie | Expérience | Théorie |
| 30/30 | 1,1±0,2 | 1,00±0,03 | 2,5±0,3 | 2,38±0,05 |
| 30/15 | 0,6±0,2 | 0,52±0,03 | 2,9±0,5 | 2,51±0,05 |
| 15/15 | 1,0±0,2 | 1,00±0,07 | 5,0±0,6 | 5,1±0,2 |
| 15/30 | 2,0±0,2 | 1,90±0,1 | 5,0±0,7 | 4,9±0,2 |
| 20/30 | 1,6±0,2 | 1,46±0,06 | 4,0±0,5 | 3,6±0,1 |

4.2.2. polarisation π

Lorsque la polarisation de la sonde est parallèle à l'axe, le spectre ne présente plus de résonances fines. Dans ce cas, on observe une absorption du faisceau sonde sur une plage très large pour une fréquence sonde supérieure à celle des pompes (figure 9). Cette résonance très large en absorption s'interprète également comme une résonance Raman. Il s'agit maintenant non plus de transitions entre niveaux de vibration externes mais entre sous-niveaux Zeeman [Lounis]. On a vu au chapitre I que, dans notre configuration, le refroidissement Sisyphe conduit à une situation où l'atome est localisé dans un puits associé à un sous-niveau Zeeman de spin extrême² ($m_F = \pm 4$ pour le césium). Avec une sonde dont la polarisation est une combinaison linéaire de composantes σ^+ et σ^- , les résonances Raman de vibration ne font pas intervenir de changement de sous-niveau interne. Si maintenant on envoie une sonde polarisée π , la seule transition possible induit un changement d'état interne par absorption d'un photon sonde et émission d'un photon pompe de la polarisation σ^\pm majoritaire au fond du puits considéré (figure 10). Le déplacement lumineux est différent pour l'état initial et l'état final et la population est presque totalement accumulée dans l'état localisé $m_F = \pm 4$. On retrouve tous les ingrédients nécessaires à l'apparition d'un processus Raman stimulé : deux niveaux d'énergies distinctes et présentant une différence de population. Il n'y a maintenant plus de mécanisme d'allongement de la durée de vie, la largeur est donc déterminée par le taux de pompage optique. La position de la résonance donne une mesure directe de la différence de déplacement lumineux entre les deux niveaux.

² Dans le cas $1/2 \rightarrow 3/2$, les états propres du déplacement lumineux sont les sous-niveaux Zeeman. Pour une transition $F \rightarrow F+1$ avec $F \geq 1$, les états propres sont des combinaisons linéaires dépendant de l'espace des sous-niveaux Zeeman. Cependant, l'état propre au fond d'un puits diffère peu d'un sous-niveau Zeeman de spin extrême.

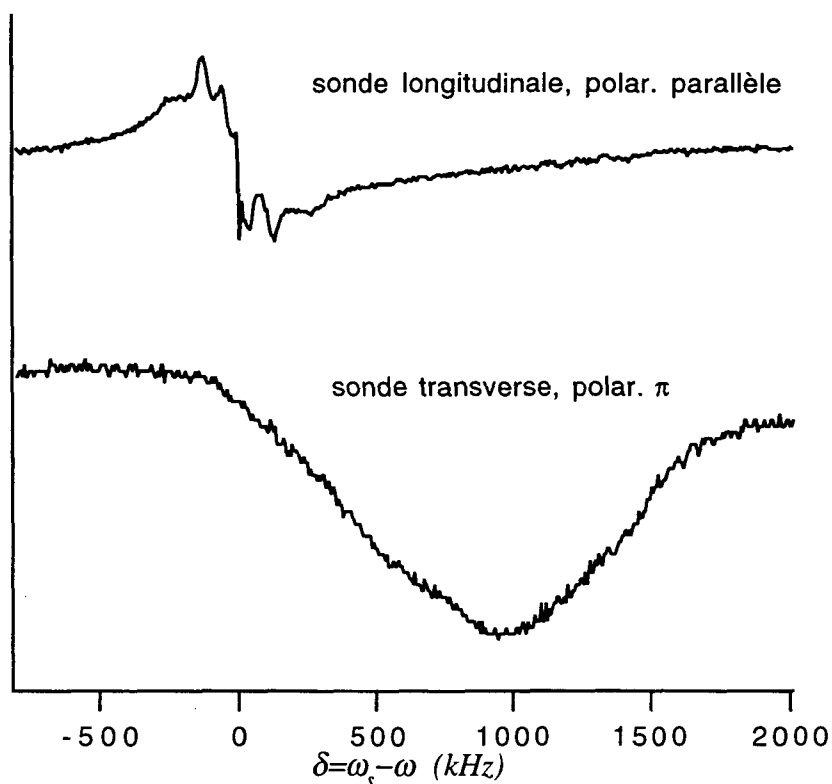


Figure 9 :

Sonde transverse polarisée π (Un spectre obtenu simultanément sur la sonde longitudinale rappelle l'échelle). Les résonances Raman disparaissent au profit d'une structure beaucoup plus large en absorption .

Enfin, même si cette résonance n'est pas directement liée à l'existence d'états fortement localisés, elle apporte cependant un éclairage supplémentaire sur le mécanisme de refroidissement, mettant en évidence l'accumulation de la population dans des états de spin extrême.

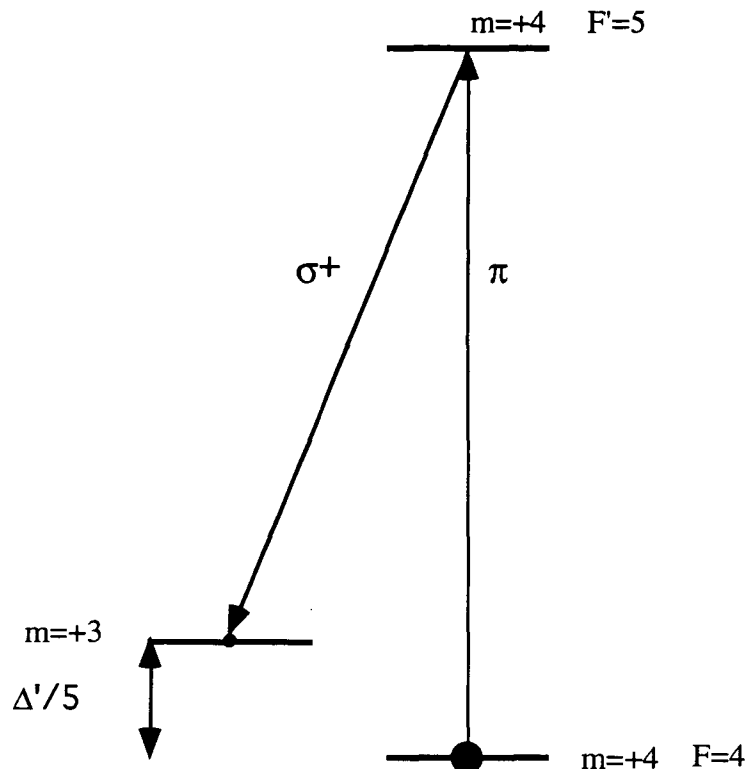


Figure 10 :

Transitions Raman entre sous-niveaux Zeeman. Au fond d'un puits σ^+ le pompage optique accumule la majorité de la population dans l'état $m_F=+4$. La sonde polarisée π peut être absorbée, l'atome se désexcitant de façon stimulée dans le champ σ^+ . La résonance se produit lorsque la différence entre la fréquence pompe et la fréquence sonde est égale à la différence de déplacement lumineux des sous-niveaux $m_F=+3$ et $m_F=+4$. L'état $m_F=+3$ ne bénéficie pas de l'effet d'allongement de la durée de vie (réservé au spin extrême), la largeur de la résonance est donc de l'ordre de $\Gamma'=\Gamma_s$.

5. Conclusion

L'observation de résonances Raman stimulées sur les spectres de transmission permet de confirmer l'existence d'un refroidissement Sisyphe dans la configuration de faisceaux utilisée. Ces résonances montrent la quantification du mouvement atomique dans des puits de potentiel et leur très faible largeur indique que seuls les premiers niveaux sont effectivement peuplés. La variation de la fréquence de vibration avec les paramètres expérimentaux I , Δ , θ est en bon accord avec un modèle harmonique du mouvement au fond des puits.

Mais l'étude de ces résonances ne se limite pas à la validation d'un modèle de refroidissement, elle permet également de sonder les propriétés de ce nouveau milieu. Ainsi, nous allons voir au cours du chapitre suivant comment avoir accès à une mesure sélective des populations des différents puits. Nous dévoilerons de cette manière les propriétés magnétiques du réseau.

Chapitre IV

Paramagnétisme dans le réseau optique

1. Introduction

Nous avons décrit au chapitre I comment l'interférence entre quatre faisceaux laser disposés en tétraèdre engendre un champ lumineux dont la polarisation et l'intensité sont spatialement modulées. Un atome évoluant dans ce champ lumineux subit une modulation spatiale du déplacement lumineux de ses sous-niveaux Zeeman ce qui conduit à la formation d'un réseau de puits de potentiel dans lesquels les atomes peuvent être piégés. Le temps de résidence des atomes au fond des puits peut être très long (par rapport au temps de pompage optique) car la polarisation du champ est purement circulaire dans les sites correspondant aux minima du potentiel. Un atome localisé au fond d'un de ces puits de potentiel est alors pompé optiquement dans le sous-niveau Zeeman du fondamental de moment magnétique extrême ($m_F = \pm F$) et le passage vers les autres sous-niveaux Zeeman, qui implique l'absorption de photons d'une autre polarisation, n'est rendu possible que grâce à l'extension spatiale de la fonction d'onde.

Tous les réseaux étudiés jusqu'à présent ont une structure ferromagnétique [Grynberg93, Hemmerich94] ou antiferromagnétique [Hemmerich93, Verkerk94]. Dans les réseaux ferromagnétiques, tous les minima de potentiel correspondent à la même polarisation circulaire et les atomes piégés ont la même orientation du moment magnétique. Dans les réseaux antiferromagnétiques, en revanche, il existe deux classes de minima associées à des polarisations circulaires opposées (σ^+ et σ^-). Les atomes piégés dans ces deux types de sites ont donc des moments magnétiques opposés. Le

réseau est constitué de puits consécutifs appartenant successivement à l'une ou l'autre de ces classes, conduisant à une alternance périodique des spins (cf. chapitre I). Les réseaux obtenus expérimentalement à ce jour sont très lacunaires (moins d'environ un site sur trente est occupé), mais les atomes sont distribués aléatoirement parmi les différents puits de potentiel et les deux classes de sites ont la même probabilité d'occupation.

On peut se demander que devient cette probabilité d'occupation en présence d'un champ magnétique longitudinal. En effet, à cause de l'effet Zeeman, les atomes localisés dans des puits appartenant à l'une ou l'autre des classes de polarisation (et donc, rappelons-le, avec des sous-niveaux Zeeman de signes opposés $m_F=+F$ ou $m_F=-F$) vont subir des déplacements opposés de leurs énergies potentielles. En raisonnant à partir d'arguments usuels de physique statistique, on peut s'attendre à un transfert des atomes vers les puits correspondant à la plus basse énergie potentielle, avec pour conséquence l'apparition d'une magnétisation du milieu puisque l'équivalence entre les deux classes de moment magnétique est brisée.

On peut envisager plusieurs méthodes pour mesurer la magnétisation du milieu (effet Faraday, absorption linéaire d'un faisceau polarisé circulairement, analyse en polarisation de la lumière de fluorescence...). Dans nos expériences, nous déduisons la proportion relative d'atomes localisés dans chaque état à partir d'une mesure de l'amplitude des résonances Raman.

Nous décrivons dans ce chapitre la réalisation d'une telle expérience qui met en évidence le comportement paramagnétique du réseau standard. Nous montrons également que, malgré l'absence de thermostat réalisant l'équilibre thermique du milieu, nos données expérimentales permettent de déduire une température de spin qui est comparée à la température cinétique.

Les résultats expérimentaux sont bien reproduits par un calcul numérique [Petsas] utilisant le modèle des bandes [Castin91] dans le cas d'une transition $F=1 \rightarrow F'=2$. Nous montrons également qu'un tel comportement paramagnétique ne se manifeste pas dans le cas de la transition modèle $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$, souvent utilisée pour décrire les réseaux.

2. Réalisation expérimentale

L'expérience est menée dans le réseau standard à quatre faisceaux décrit au chapitre I qui généralise la situation 1D lin-1lin. Le montage est celui décrit au chapitre II (Figure 1). Les faisceaux formant le réseau sont désaccordés d'une valeur Δ pouvant varier entre -5Γ et -10Γ par rapport à la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ de la raie D2 du césium.

Les intensités sont comprises entre 1 et 10 mWcm⁻². Une paire de bobines de Helmholtz placées de part et d'autre de la cellule de césium et alignées sur l'axe de symétrie du tétraèdre permet de créer un champ magnétique longitudinal (Figure 1).

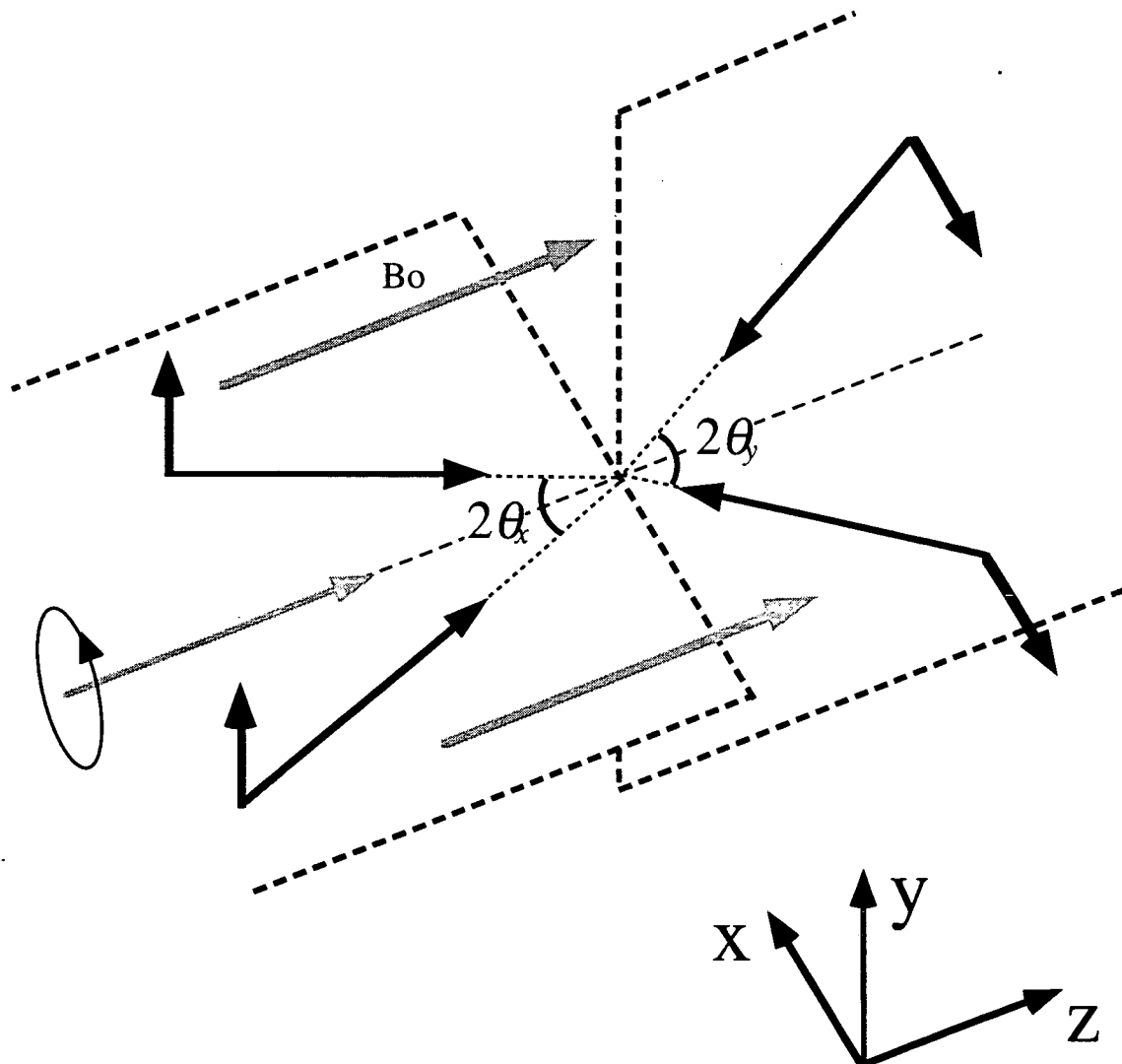


Figure 1 :

Configuration expérimentale. Une sonde de polarisation circulaire gauche ou droite se propage suivant l'axe de symétrie du tétraèdre. On appliquera un champ magnétique statique et longitudinal B_0 .

2.1. Potentiel lumineux et effet d'un champ magnétique longitudinal

Le champ lumineux engendré par cette configuration peut être schématisé comme une superposition de deux réseaux de points où la polarisation est purement circulaire. Ces deux réseaux correspondent à des sites de polarisation soit σ^+ soit σ^- . En ces sites, l'état atomique correspond respectivement à un sous-niveau Zeeman du fondamental

purement $m=+4$ ou $m=-4$. La figure 2 montre la dépendance spatiale de l'énergie potentielle du niveau ayant l'énergie la plus basse suivant la direction Oz . En l'absence de champ magnétique

(Figure 2a), les minima de potentiel associés à des polarisations opposées ont même énergie et les populations dans les puits σ^+ et σ^- sont égales. Lorsqu'un champ magnétique statique B_0 est appliqué suivant l'axe Oz , les sous-niveaux $m=+4$ et $m=-4$ subissent un déplacement d'énergie $\mu_B B_0$ de même amplitude mais de signes opposés. Il en résulte que la profondeur des puits de potentiel n'est plus la même dans un site de polarisation σ^+ ou dans un site de polarisation σ^- (Figure 2b).

2.2. Détection

2.2.1 Spectroscopie Raman stimulée

Nous avons étudié la population atomique dans les sites de polarisation σ^+ et σ^- en utilisant la spectroscopie Raman stimulée décrite au chapitre III. Un faisceau sonde P_z de faible intensité et de polarisation circulaire se propage sur l'axe longitudinal Oz (Figure 1). L'intensité transmise est enregistrée lorsque la fréquence de la sonde est balayée de part et d'autre de la fréquence des faisceaux du réseau. Le spectre obtenu présente des résonances en amplification et en absorption quand la différence de fréquence entre pompes et sonde est égale à la fréquence de vibration des atomes dans la direction Oz .

2.2.2 Polarisation de la sonde et sélectivité

Le carré du coefficient de Clebsch-Gordan connectant le sous-niveau Zeeman du fondamental $m=+4$ (resp. -4) au sous-niveau excité $m'=+3$ (resp. -3) et correspondant à l'absorption d'un photon σ^- (resp. σ^+) est beaucoup plus faible (par un facteur $1/45$) que celui connectant $m=+4$ à $m'=+5$ (resp. -4 et -5) et correspondant à l'absorption d'un photon σ^+ (resp. σ^-) (Figure 3). Cette propriété permet de sélectionner la classe de puits qu'on cherche à sonder en choisissant une polarisation circulaire σ^+ ou σ^- pour le faisceau sonde. En effet, une sonde polarisée σ^+ (resp. σ^-) va principalement exciter des transitions Raman stimulées avec des atomes piégés dans des sites de polarisation σ^+ (resp. σ^-). Ainsi, en mesurant l'amplitude des résonances Raman stimulées pour les deux polarisations de la sonde, on peut estimer les populations relatives des deux classes de puits.

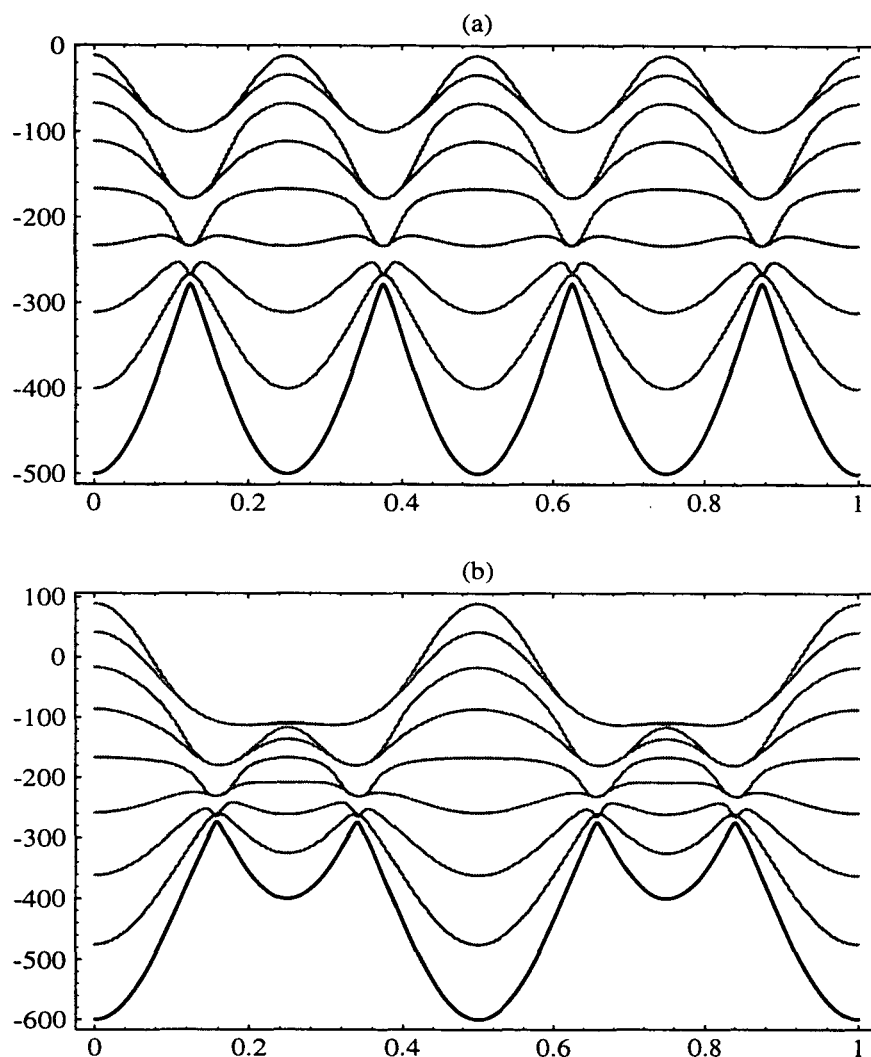


Figure 2 :

Coupe du potentiel suivant l'axe Oz . (a) Sans champ magnétique. (b) En présence d'un champ magnétique statique longitudinal.

3. Résultats expérimentaux

En l'absence de champ magnétique, les spectres pour les deux polarisations sont identiques (Figure 3(a)), ce qui montre bien que les deux classes de sites ont des populations moyennes identiques. En revanche, les amplitudes des pics Raman pour une

polarisation σ^+ ou σ^- de la sonde sont très différentes lorsqu'on applique un champ magnétique longitudinal $B_0=300$ mG (Figure 3(b)). Cette différence d'amplitude est la manifestation d'une différence de population entre les puits de potentiel associés à une polarisation σ^+ et ceux associés à une polarisation σ^- . De plus, si on renverse le sens du champ magnétique, on trouve bien un comportement inverse, la polarisation de la sonde associée à une augmentation de l'amplitude des résonances Raman correspond maintenant à une diminution et vice-versa. Ce comportement est illustré par la figure 4, qui montre l'évolution des spectres obtenus pour les deux polarisations de la sonde en fonction du champ magnétique.

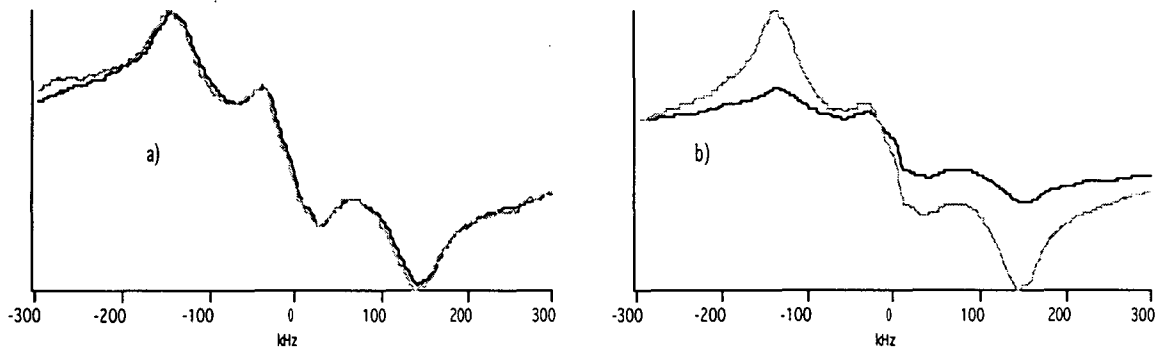


Figure 3 :

Spectres obtenus pour les deux polarisations de la sonde. (a) Sans champ magnétique, les deux spectres sont identiques. (b) Lorsque le champ est appliqué, les deux polarisations ne sont plus équivalentes : l'amplitude des résonances Raman est augmentée sur l'une au détriment de l'autre.

Figure 4 :(ci contre à droite)

Spectres obtenus avec une sonde polarisée σ^+ et σ^- pour un champ magnétique allant de -500 à 500 mG (de a à j).

D'autre part, la modification de la forme des puits par le champ magnétique (Figure 2) entraîne un léger changement de la fréquence de vibration des atomes. En fait, dans la gamme de champ étudiée, cette fréquence varie peu (de l'ordre de 5%) comme le montre la figure 5.

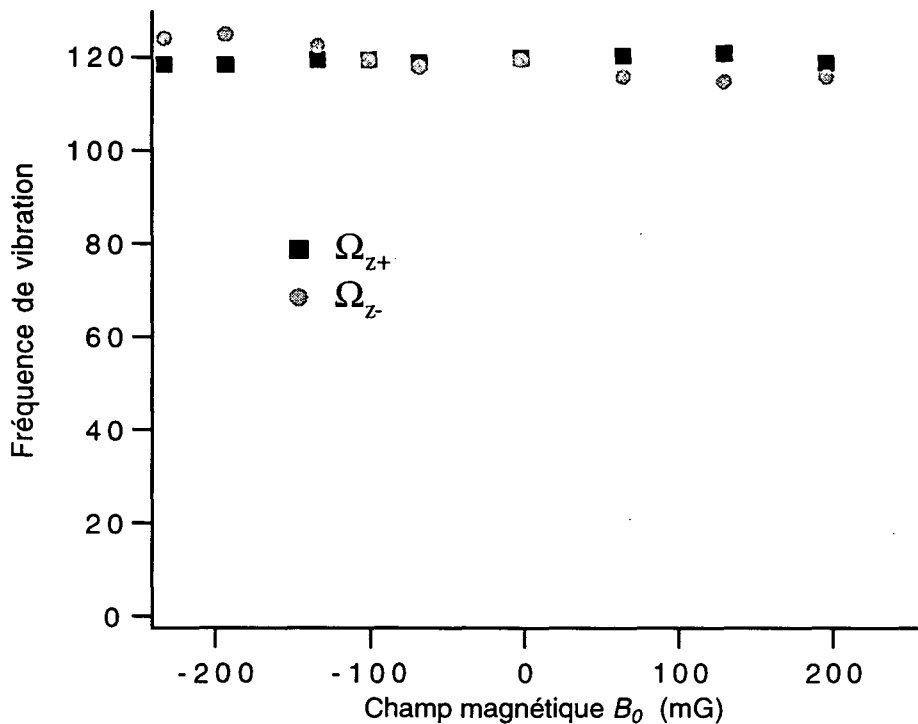


Figure 5 :

Effet du champ magnétique sur la fréquence de vibration mesurée avec les deux polarisations circulaires de la sonde. La courbure des puits les plus profonds est légèrement accentuée et la fréquence de vibration associée augmente. Inversement la courbure des puits dont la profondeur est diminuée est moins forte et la fréquence de vibration est abaissée.

3.1. Rapport des populations

A partir du relevé les amplitudes A^+ et A^- des pics Raman pour les deux polarisations de la sonde, nous avons tracé sur la figure 6 le rapport A^-/A^+ en fonction du champ magnétique. Comme nous l'avons discuté dans l'introduction, ce rapport représente le rapport des populations des deux classes de puits. La courbe ajustée aux points expérimentaux est de la forme $\exp(-\beta B_0)$. Cette loi exponentielle suggère une

distribution de type Maxwell-Boltzmann¹, les deux énergies considérées étant distantes d'une valeur $\Delta E = 2\mu_B B_0$. Cette interprétation justifie l'introduction phénoménologique de la température de spin T_S en posant $\beta = \frac{2\mu_B}{k_B T_S}$. Avec les données expérimentales présentées sur la figure 6, on trouve ainsi $T_S = 40\mu\text{K}$.

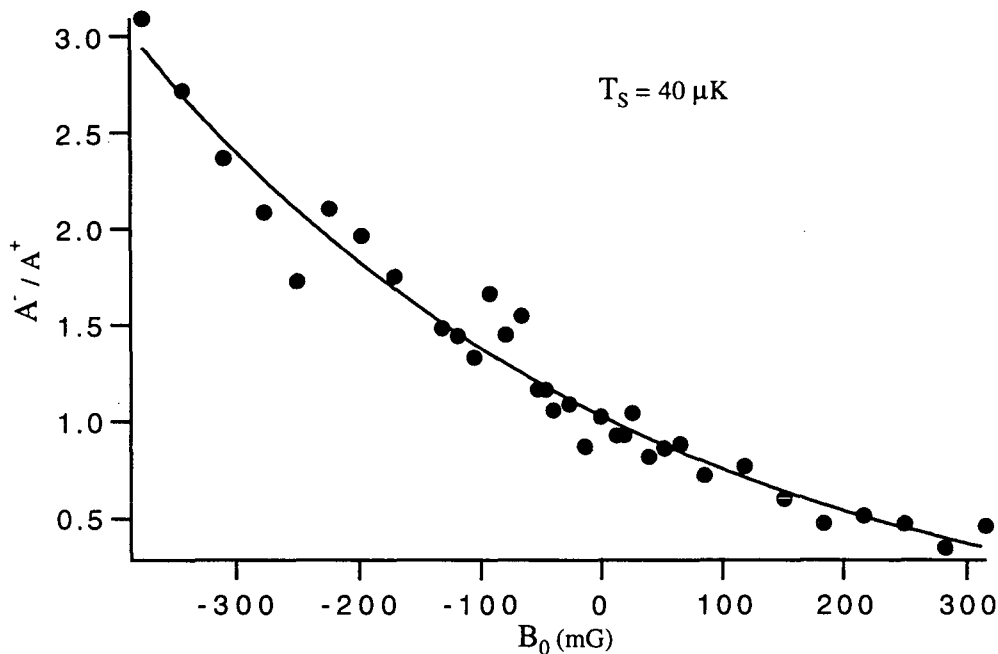


Figure 6 :

Rapport des amplitudes A^-/A^+ des résonances Raman stimulées excitées par une sonde polarisée σ et σ^+ en fonction de la valeur du champ magnétique B_0 . La courbe ajustée est une exponentielle de la forme $\exp(-2\mu_B B_0/k_B T_S)$ avec $T_S=40\mu\text{K}$.

3.2. Température de spin et température cinétique

Nous avons obtenu des courbes similaires à la figure 6 pour différentes valeurs de l'intensité des faisceaux du tétraèdre I ainsi que pour différents désaccords à résonance Δ . Comme nous l'avons vu au chapitre I, ces paramètres agissent sur la profondeur des puits de potentiel et donc sur la température du réseau. La figure 7a montre la variation

¹ Cette remarque ne préjuge pas du mécanisme conduisant à un tel équilibre. En particulier, les atomes ne sont pas en contact avec un thermostat bien identifié et l'interprétation en termes de loi de Boltzmann est purement phénoménologique.

de la température de spin T_S avec la profondeur U_0 des puits de potentiel. Dans la plage étudiée ici, la température de spin est une fonction linéaire de U_0 . Nous avons simultanément effectué des mesures de température cinétique T_C par une technique de temps de vol (dans laquelle on mesure la distribution de vitesse suivant la direction Oy) et les valeurs ainsi mesurées sont reportées sur la figure 7b. Cette température² présente la variation linéaire attendue théoriquement [Castin].

3.3. Régime transitoire

Nous avons également étudié la dépendance temporelle de la redistribution des atomes entre les puits σ^+ et σ^- . L'application du champ magnétique est maintenant transitoire, celui-ci étant allumé pendant une dizaine de millisecondes au cours de la phase de réseau. Les temps d'allumage et d'extinction du champ magnétique sont inférieurs à 0,5ms. Le faisceau sonde est maintenu à une fréquence fixe au sommet d'une résonance Raman: $\omega_s - \omega = \Omega_z$. On enregistre l'intensité transmise (l'amplitude de la résonance Raman) au cours du temps pour les deux polarisations de la sonde. On voit bien sur la Figure 8 l'augmentation du signal pour une polarisation au détriment de l'autre. On déduit de ces courbes le temps de relaxation des populations qui est de l'ordre de la milliseconde. Ce temps est compatible avec un taux de transfert de l'ordre du taux de départ des puits $\gamma_0 \sqrt{\frac{E_r}{U_0}}$, défini au chapitre III.

² Ces mesures de température sont entachées d'une erreur systématique due à une imperfection dans la coupure des faisceaux. La température cinétique réelle est en fait inférieure aux valeurs de la figure 7b de quelques microKelvins.

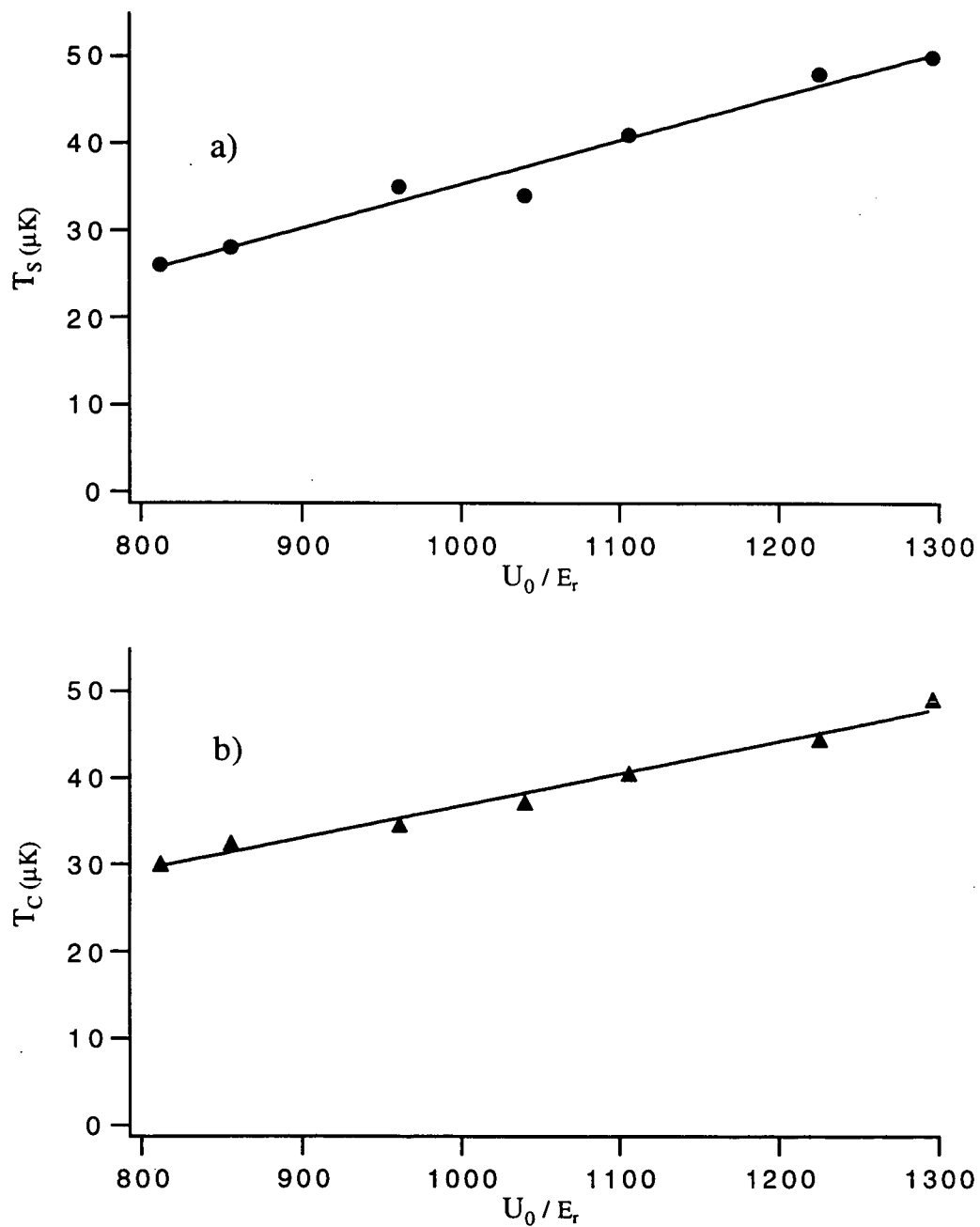


Figure 7 :
Variation de la température de spin avec la profondeur des puits de potentiel U_0 . (b) Variation de la température cinétique mesurée par temps de vol dans les mêmes conditions.

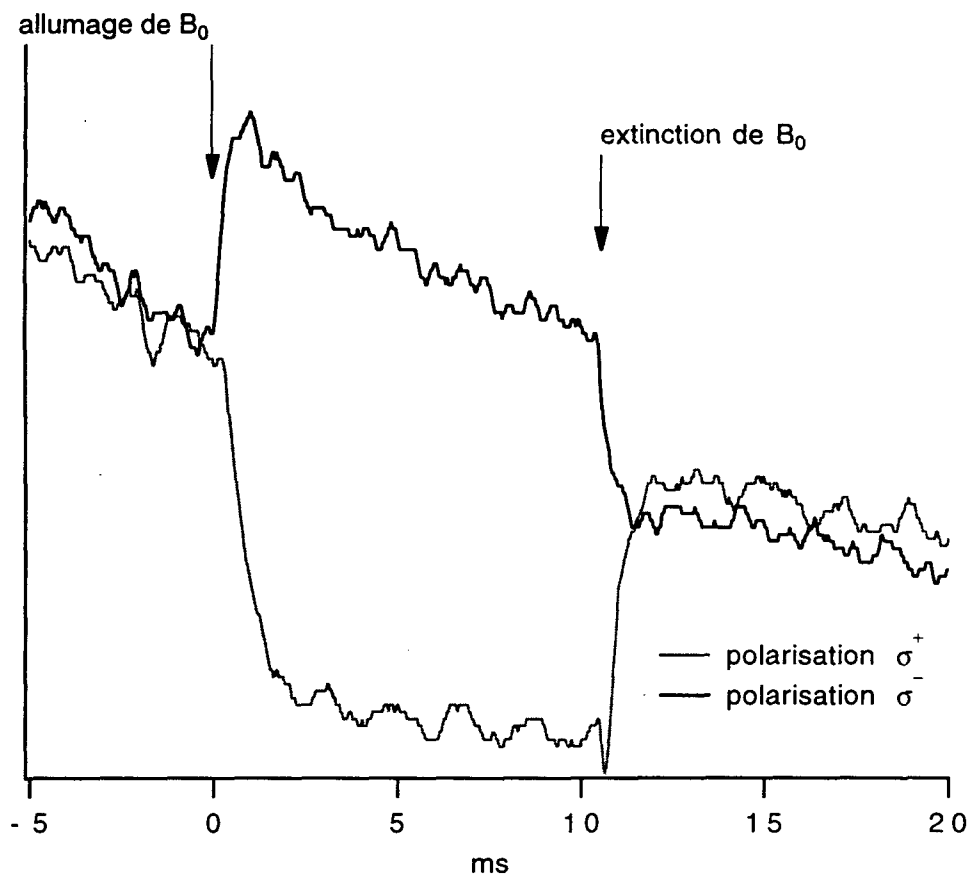


Figure 8 :

Transmission du faisceau sonde de fréquence fixe $\omega_s = \omega + \Omega_z$ (au sommet d'une résonance Raman) pour les deux polarisations circulaires. A l'établissement du champ magnétique, une des composantes augmente alors que l'autre diminue (transfert d'une classe de puits vers l'autre) en un temps de 1ms. Ce temps de transfert est compatible avec l'estimation du temps de résidence des atomes au fond des puits.

4. Etude théorique

4.1. Simulations numériques

On peut comparer ces résultats expérimentaux à un calcul numérique du comportement paramagnétique et de la température de spin dans le cas d'un système modèle à une dimension [Petsas].

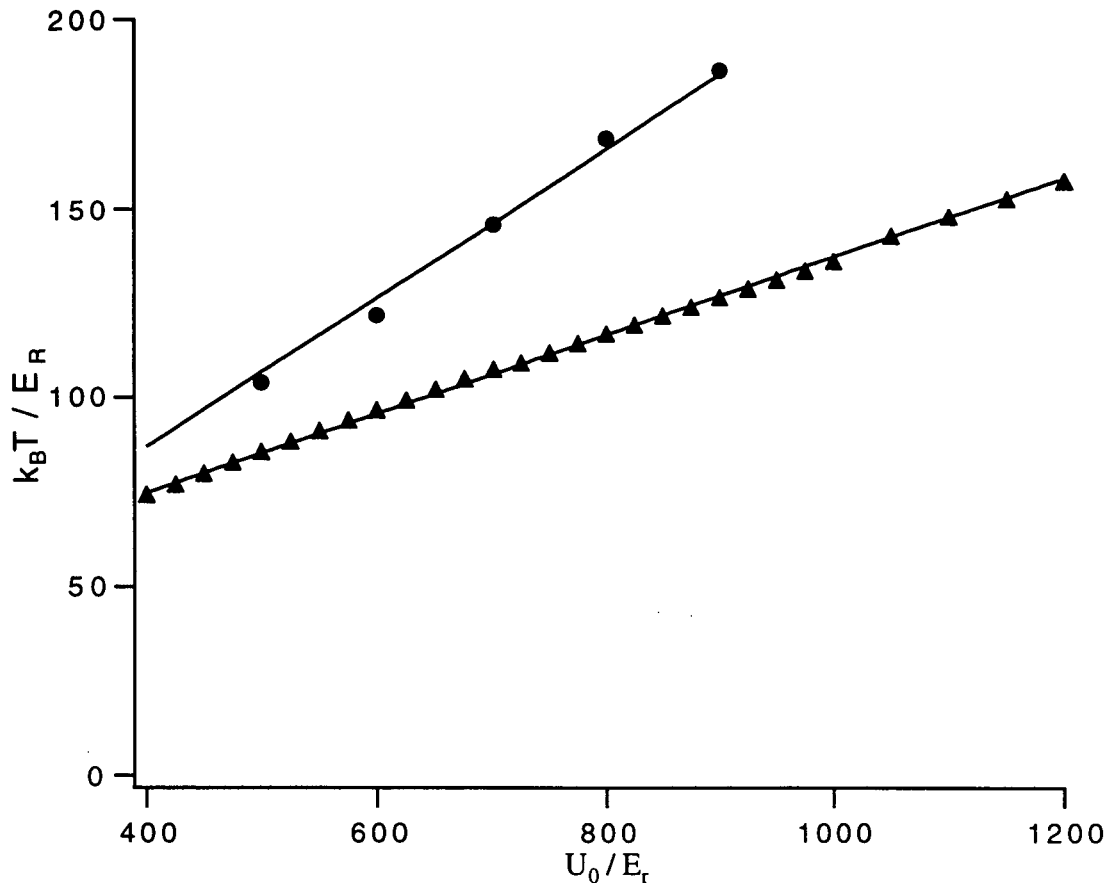


Figure 9 :

Température de spin et température cinétique calculées numériquement.

Les équations de Bloch généralisées (tenant compte des degrés de liberté externes [Castin91]) sont résolues pour une transition $F=1 \rightarrow F'=2$ en présence d'un champ magnétique. Les spectres de transmission sont également calculés numériquement [Courtois92]. Ces calculs montrent que le rapport des amplitudes des résonances Raman pour les deux polarisations de la sonde s'accorde en bonne approximation avec le rapport des populations dans les deux classes de puits correspondantes³. De plus, ce rapport d'amplitude varie bien avec l'amplitude du champ magnétique. Les données numériques sont traitées de la même manière que les données expérimentales et on en déduit une température de spin. Celle-ci varie linéairement avec U_0 , en bon accord avec l'expérience comme le montre la figure 9. Nous avons, également reporté sur cette

³ Dans le domaine de paramètre étudié, le rapport des amplitudes des résonances Raman coïncide à 20% près avec le rapport des populations. Cette différence s'explique par le fait que l'amplitude des résonances dépend des différences de population entre les niveaux vibrationnels d'un puits ainsi que des éléments de matrice couplant ces états. Ces deux facteurs sont modifiés par le champ magnétique qui déforme légèrement le profil des puits σ^+ et σ^- .

figure la variation de la température cinétique calculée. Elle est du même ordre de grandeur que la température de spin, mais reste différente⁴.

4.2. Et pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$?

Il est intéressant de remarquer que ce comportement paramagnétique ne se manifeste pas dans le cas d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$, souvent utilisées comme modèle pour l'étude théorique des réseaux. La raison en est que, pour un niveau $F=1/2$, les états propres du Hamiltonien de déplacement lumineux *ne dépendent pas de l'espace* [Castin91]. Il existe donc deux courbes de potentiel associées aux deux sous-niveaux Zeeman du fondamental et un champ magnétique *longitudinal* se contente de les translater l'une par rapport à l'autre sans modifier les fonctions d'onde (figure 10). Il n'y a donc pas de modification des *taux de transfert* entre les deux classes de puits et les populations sont indépendantes de \vec{B}_0 . En revanche, lorsque $F \geq 1$, le sous-niveau du fondamental correspondant au minimum du potentiel lumineux est une superposition linéaire dépendant de l'espace des différents sous-niveaux Zeeman. L'application d'un champ magnétique modifie l'amplitude relative de chaque sous-niveau Zeeman intervenant dans cette décomposition. Il s'ensuit un changement des probabilité de transition entre les diverses composantes du niveau fondamental. En particulier, suivant la polarisation circulaire majoritaire en un point, \vec{B}_0 est soit parallèle soit antiparallèle au champ magnétique fictif associé aux déplacements lumineux. Ceci brise l'équivalence entre les taux d'alimentation et les taux de départ des états localisés dans les sites σ^+ et σ^- , conduisant à des populations stationnaires différentes.

⁴ Il n'existe pas de manière rigoureuse de définir une température de spin pour un système qui n'est pas en équilibre thermique. Par exemple, si on suppose la validité de la loi de Curie, $\chi_H = 1/T_S'$, on peut calculer une température déduite de la susceptibilité magnétique χ_H . Cette température diffère légèrement de T_S mais présente la même variation linéaire avec U_0 . D'autres définitions de la température de spin ont été essayées, donnant des résultats similaires.

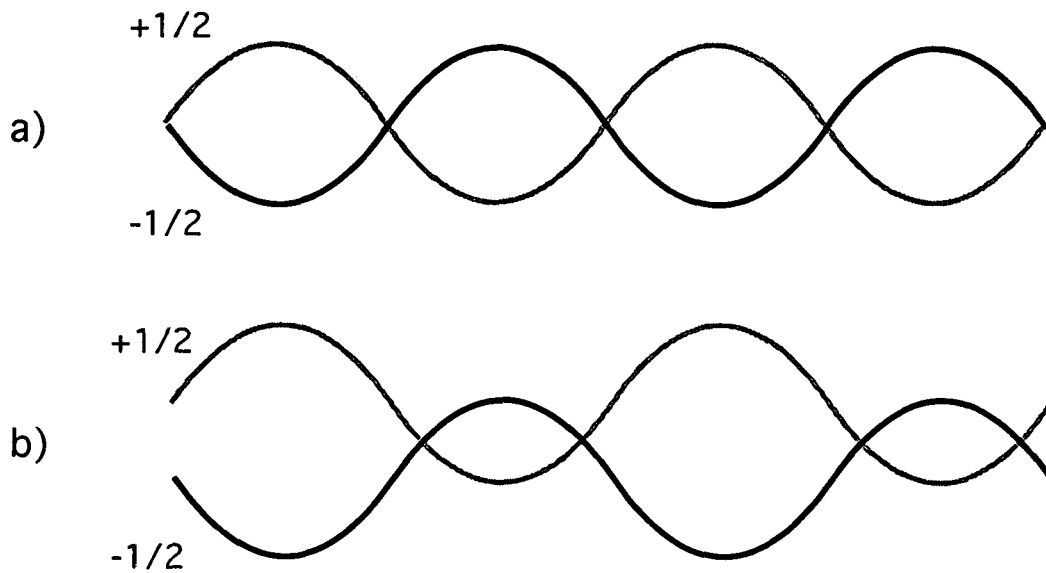


Figure 10 :

Cas d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$. Il existe deux courbes de potentiel lumineux correspondant chacune à un sous-niveau Zeeman pur. (a) Sans champ magnétique ces deux courbes sont équivalentes (même énergie moyenne). (b) L'effet d'un champ magnétique longitudinal est de les translater l'une par rapport à l'autre sans modifier les fonctions d'onde.

5. Conclusion

Nous avons montré que notre réseau optique standard à trois dimensions exhibe un comportement paramagnétique. En l'absence de champ, ce réseau lacunaire présente une structure antiferromagnétique, les atomes de césium étant régulièrement disposés dans des sites où le pompage optique les accumule dans un état de spin alternativement $m=+4$ et $m=-4$. L'application du champ magnétique conduit à une augmentation de la population dans les sites associés à un moment magnétique parallèle à la direction du champ, au détriment de ceux associés à un moment antiparallèle. Ce comportement, analogue à la réorientation des dipôles magnétiques dans un solide soumis à un champ magnétique externe, fait apparaître un moment paramagnétique macroscopique dans le réseau optique (on arrive ainsi à localiser jusqu'à 90% de la population totale dans une classe de puits).

Il est remarquable de constater que les processus de pompage optique conduisent à une répartition de population compatible avec celle déduite à partir d'arguments simples

de physique statistique. Malgré l'absence d'équilibre thermodynamique, il est possible de déduire une température de spin dont l'ordre de grandeur est celui de la température cinétique mesurée par temps de vol.

Cette étude s'est limitée aux champs magnétiques faibles (tels que $\mu_B B_0 \ll U_0$), où le potentiel est peu perturbé et où on peut considérer que la température cinétique ne varie pas avec le champ. Pour des champs magnétiques plus élevés, le réseau ne retient plus les atomes de façon efficace. Cette perte d'efficacité de piégeage est particulièrement notable dans le régime des champs intermédiaires ($\mu_B B_0 \approx U_0$), mais persiste aux champs forts où on pourrait pourtant s'attendre à un comportement simple, proche de celui d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$. En effet, à la limite des champs forts, le déplacement Zeeman devient plus grand que le déplacement lumineux et les différentes courbes de potentiel lumineux sont associées à des sous-niveaux Zeeman purs. Remarquons d'ailleurs qu'on se retrouve alors dans une situation qui ne présente plus de paramagnétisme (analogue au cas $1/2 \rightarrow 3/2$). Une étude systématique de la variation de la température et de l'efficacité de piégeage en fonction du champ magnétique a cependant été réalisée au laboratoire [Petsas, Guidoni]. Celle-ci a montré que la température présente un maximum lorsque $\mu_B B_0 \approx U_0$ alors que le nombre d'atomes piégés est minimum. La température asymptotique (champ élevé) est proche de la température en champ nul alors que le nombre d'atomes reste faible. Ce point reste encore à étudier plus en détail, sa compréhension s'insérant dans le cadre général de l'étude du magnétisme des réseaux qui s'avère être un champ d'investigation prometteur [Robilliard97].

Ce travail trouve également un prolongement naturel dans l'étude des réseaux "gris" [Grynberg94, Hemmerich95, Boiron95, Triché96, Boiron96] qui fonctionnent sur le bleu d'une transition $F \rightarrow F-1$. En effet, un tel système ne présente de modulation du potentiel qu'en présence de champ magnétique. Une bonne compréhension de ce type de réseau est intéressante car les atomes sont piégés dans des états non couplés au champ lumineux. Le faible taux de diffusion de photon qui en résulte permet de diminuer la température et peut autoriser une augmentation de densité.

Chapitre V

Processus de propagation dans le réseau: résonances “Brillouin”

1. Introduction

Les propriétés dynamiques d'un système matériel peuvent être caractérisées par l'ensemble de ses modes élémentaires d'excitation auxquels sont associés des fréquences propres d'évolution. L'étude spectroscopique (spectroscopie spontanée ou stimulée) du milieu fait apparaître ces modes propres sous la forme de résonances dont la largeur et la position sont reliées respectivement à la partie imaginaire et à la partie réelle des fréquences propres. Les spectres comportent en général trois composantes distinctes reliées à différents modes d'excitation d'une observable du milieu. On peut ainsi distinguer les mécanismes associés à la relaxation d'une observable modulée spatialement, à l'excitation d'une oscillation locale ou à l'excitation délocalisée d'une onde de propagation [Shen, Boyd].

Le premier mécanisme est responsable de la diffusion Rayleigh (partie centrale du spectre). Les résonances Rayleigh sont caractérisées par les taux de relaxation de l'observable impliquée. Les résonances Rayleigh que nous observons dans les réseaux optiques (cf. chapitre VI), sont dues à la diffraction des lasers sur une modulation statique de densité, et le taux de relaxation correspondant est lié à la diffusion spatiale dans le réseau qui tend à amortir les fluctuations de densité.

La seconde composante est constituée de résonances latérales correspondant à la diffusion Raman. Les résonances Raman ont été discutées au chapitre III et sont dues à

des transitions entre niveaux d'énergie distincts et différemment peuplés des particules diffusantes. On peut remarquer que la diffusion Raman est un effet à une particule qui implique l'excitation locale du diffuseur. C'est donc la fréquence propre d'oscillation de l'observable qui détermine la position des résonances et ceci indépendamment de la géométrie expérimentale (directions des lasers).

La troisième composante du spectre, en revanche, est associée à la diffusion résonnante de la lumière par une onde de densité se propageant dans le milieu. Le prototype d'un tel processus est la diffusion Brillouin. Ce processus de diffusion se manifeste sur le spectre également par des résonances latérales. Cependant leurs caractéristiques diffèrent de celles des résonances Raman. En particulier, leur position dépend du détail de la géométrie expérimentale au travers d'une relation de dispersion qui implique la vitesse de propagation de l'excitation. C'est cette vitesse de propagation qui constitue le caractère principal de ces résonances. Jusqu'à présent, cette propagation d'une excitation n'a été observée que dans les milieux denses où les interactions entre particules sont suffisamment importantes pour autoriser la propagation d'ondes acoustiques ou d'ondes de spin.

Dans ce chapitre, nous mettons en évidence l'existence d'une onde de propagation dans le réseau optique et nous donnons l'interprétation de son origine physique dans le cas de la transition modèle $J=1/2 \rightarrow J'=3/2$. Le mécanisme de transport est constitué d'une succession de cycles comprenant une demi oscillation dans un puits de potentiel, suivie d'un passage par pompage optique dans le puits adjacent. Ce mécanisme conduit à la propagation d'une onde de densité, qui se manifeste par un processus analogue à la diffusion Brillouin. L'originalité du processus décrit dans ce mémoire réside dans le fait qu'il n'implique pas d'interaction entre les particules.

2. Propagation dans le réseau

Dans ce paragraphe, nous rappelons la structure du potentiel induit par les faisceaux en tétraèdre. Nous mettons en évidence l'existence d'un mode de propagation particulier dans un tel potentiel. Nous montrons également que dans certaines conditions, en présence d'une onde sonde, ce mode de propagation peut être excité par la figure d'interférence pompe-sonde, et conduire à une diffusion stimulée de la lumière.

2.1. Configuration et potentiel

On se place toujours dans la configuration de faisceaux en tétraèdre, généralisation standard à 3D de la géométrie lin \perp lin conduisant à l'effet Sisyphe à 1D. Deux faisceaux polarisés suivant Ox et séparés d'un angle $2\theta_y$ se propagent dans le plan yOz . Deux faisceaux polarisés suivant Oy et séparés d'un angle $2\theta_x$ se propagent dans le plan xOz (Figure 1). En régime stationnaire, la plupart des atomes sont localisés au fond de puits de potentiel où ils effectuent un mouvement d'oscillation. Ce mouvement est caractérisé par trois fréquences de vibration $\Omega_{x,y,z}$ suivant les trois directions Ox,y,z . La polarisation du champ au fond des puits est purement circulaire, alternativement σ^+ et σ^- . La distance entre deux puits adjacents est $\lambda_x/2 = \lambda/2 \sin \theta_x \approx \lambda/2\theta_x$ dans la limite des petits angles considérée ici.

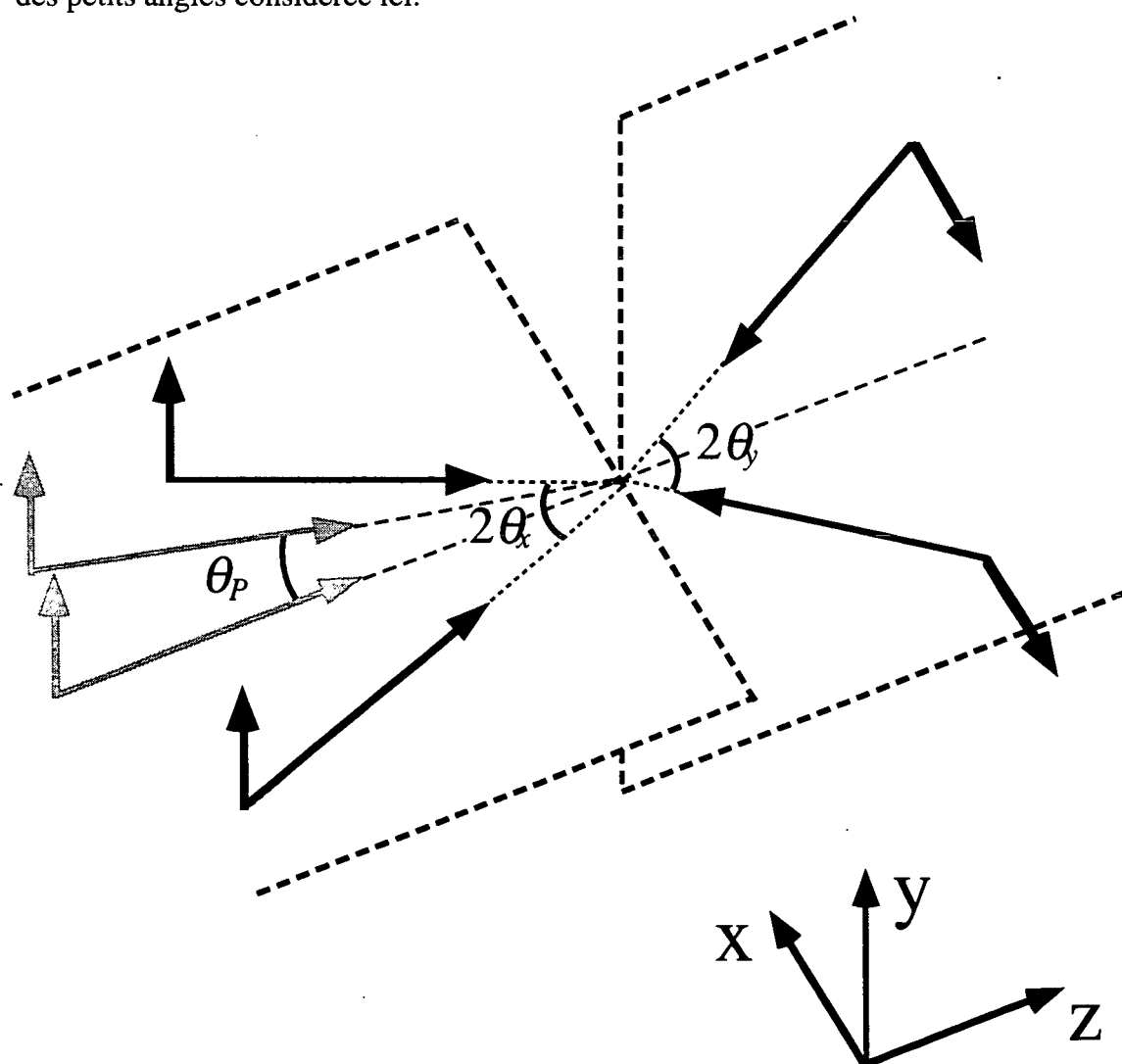


Figure 1:
Rappel de la géométrie des faisceaux

2.2. Mécanisme élémentaire de propagation

L'étude du mouvement des atomes par des simulations Monte-Carlo permet de mettre en évidence le processus dominant pour la propagation des atomes suivant la direction Ox . Cette propagation est assistée par le pompage optique et n'est pas sans rappeler les sauts du mécanisme Sisyphe. Si on considère le cas simple d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$, le mécanisme, présenté figure 2, consiste à réaliser une demi-oscillation dans un puits d'une nappe de potentiel (du point A au point B sur la figure 2) suivie (au point B) d'un cycle de pompage optique vers la nappe associée à l'autre sous-niveau Zeeman, l'atome tombant ainsi dans le puits suivant. Après une demi-oscillation dans ce second puits (de B à C), il passe par pompage optique dans le puits suivant. Et ainsi de suite....

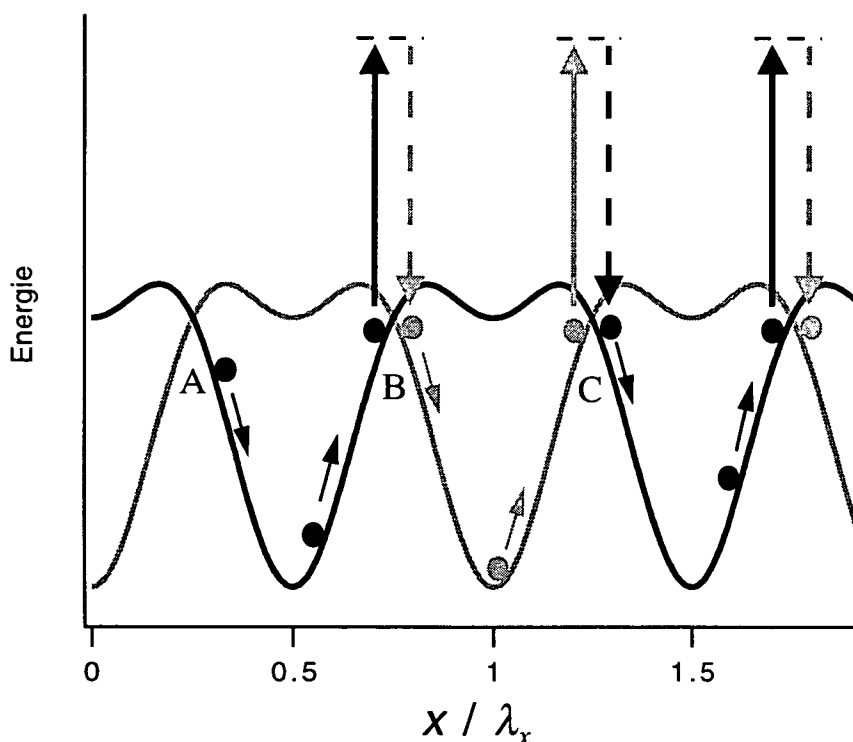


Figure 2:

Section du potentiel suivant l'axe Ox ($y=z=0$) pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$. Un atome peut se propager le long de cette structure par une succession de séquences comprenant une demi-oscillation dans un puits associé à une courbe de potentiel (de A à B ou de B à C) suivie d'un passage vers l'autre courbe de potentiel par pompage optique (en B ou C).

La figure 3 montre une trajectoire typique (calculée par simulation Monte-Carlo [Jurczac]) où un atome initialement localisé sort d'un puits et parcourt huit puits de potentiel avant d'être à nouveau piégé dans un puits. On voit que ce mécanisme de

transport suppose une forte corrélation entre la position et le taux de pompage optique. En particulier, celui-ci doit être très faible au voisinage du fond des puits pour éviter un changement de sous-niveau prématuré. Cette condition est bien remplie suivant une direction transverse puisque la composante circulaire du champ minoritaire au fond d'un puits présente une variation très plate (elle est proportionnelle à kx^4). Suivant la direction longitudinale Oz , en revanche, le taux de pompage optique augmente plus rapidement (le champ présente une variation en kz^2) et le mécanisme de propagation est plus rare.

Si on néglige l'anharmonicité du potentiel et l'éventuel excès d'énergie par rapport à la profondeur des puits, le temps τ mis par l'atome pour passer d'un bord à l'autre d'un puits de potentiel (de A à B par exemple) est égal à une demi-période d'oscillation dans ce puits: $\tau = \pi/\Omega_x$. Il apparaît ainsi que la propagation dans le milieu va pouvoir se faire suivant un mode élémentaire d'excitation de type onde de densité, caractérisé par une vitesse de propagation moyenne $\bar{v} = \lambda_x/2\tau = \lambda\Omega_x/2\pi\theta_x$.

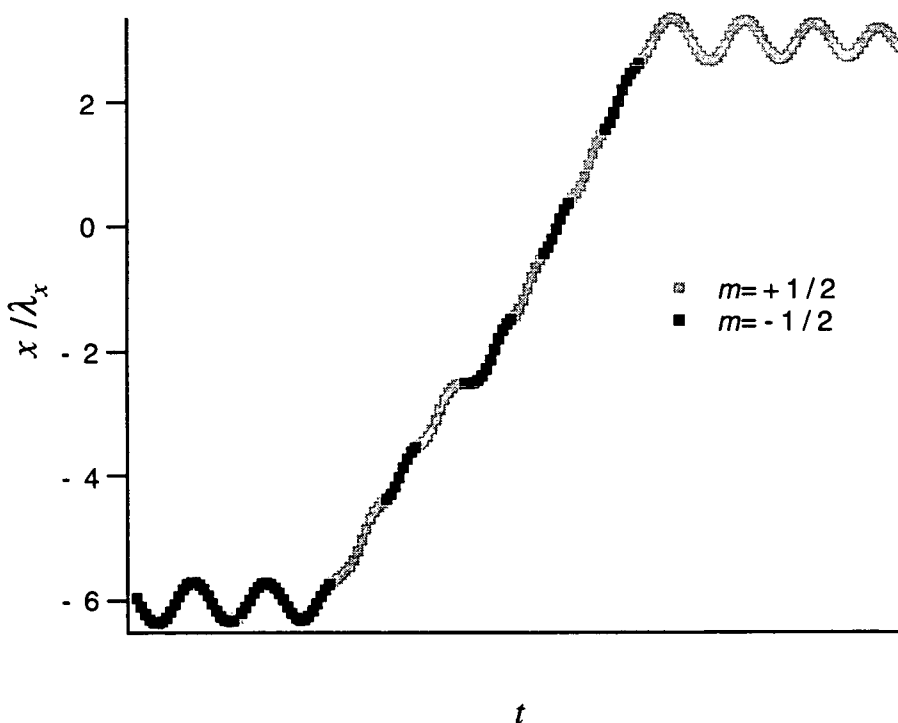


Figure 3:
Exemple de trajectoire suivie par un atome (transition $1/2 \rightarrow 3/2$). chaque couleur (noir ou gris) correspond à un sous-niveau Zeeman ($-1/2$ ou $+1/2$).

2.3. Interférence pompe-sonde

Ces ondes de densité peuvent être excitées par une modulation du potentiel lumineux et du taux de pompage optique induite par une interférence pompe-sonde¹. Cette excitation sera résonnante si la figure d'interférence pompe-sonde se propage avec une vitesse de phase suivant la direction Ox égale à la vitesse caractéristique de propagation de l'onde de densité $\pm\bar{v}$. Plus précisément, si on considère une onde sonde de fréquence $\omega_p = \omega + \delta$ et de vecteur d'onde \mathbf{k}_p qui interfère avec une onde pompe (une des ondes du tétraèdre) de fréquence ω et vecteur d'onde \mathbf{k} , la figure d'interférence résultante se déplace suivant Ox avec une vitesse $v = \delta / (\mathbf{k}_p - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{e}_x$. Si la sonde fait un angle θ_p avec Oz et possède la même polarisation que les faisceaux pompes du tétraèdre se propageant dans une direction proche, elle interfère avec ces deux ondes et donne lieu à deux figures d'interférence dont les vitesses de phase sont $v_{\pm} = \delta / k (\theta_p \pm \theta_x)$ (à l'approximation des petits angles). Cette modulation du champ peut engendrer une excitation résonnante sous la condition $|v_{\pm}| = \bar{v}$. Il s'ensuit les conditions de résonance suivantes: $\delta = \pm\Omega_{s+}$ et $\delta = \pm\Omega_{s-}$, avec

$$\Omega_{s\pm} = \Omega_x |\theta_p \pm \theta_x| / \theta_x \quad (1)$$

Si on considère le cas simple où la sonde se propage parallèlement à l'axe Oz ($\theta_p=0^\circ$), la condition de résonance devient $\delta = \pm\Omega_x$. Dans ce cas, on attend une structure résonnante sur le spectre à la position $\Omega_s = \Omega_x$ de la fréquence du mode de vibration suivant Ox . Comme nous l'avons vu au chapitre III, dans cette configuration de sonde, l'excitation de la vibration suivant Ox est interdite pour des raisons de symétrie (l'opérateur d'excitation Raman est une fonction paire de x et ne peut donc coupler deux états de vibration successifs). La présence d'une résonance à la fréquence Ω_x ne peut donc pas être due à l'excitation Raman d'un mode de vibration. L'observation de cette résonance peut, en revanche, être attribuée au processus de diffusion stimulée associé à l'excitation que nous venons de décrire.

Lorsque $\theta_p \neq 0$, deux ondes de densité atomique de longueur d'onde différentes ($\lambda_{\pm} = \lambda_x \theta_x / |\theta_p \pm \theta_x|$) sont impliquées dans la réponse du réseau à l'excitation pompe-sonde. Dans ce cas, le mode de plus basse fréquence est aussi celui de plus grande période spatiale (supérieure à λ_x). Ainsi, pour ce mode, la succession des séquences élémentaires de propagation (demi-oscillation suivie d'un cycle de pompage optique) risque d'être interrompue avant que l'atome ait parcouru une période spatiale. Ces

¹ Des trajectoires atomiques de ce type se manifestent également spontanément et ont été récemment observées par C. Jurczak [Jurczak97].

considérations permettent de prédire une amplitude de résonance plus faible pour le mode Ω_{s-} que pour le mode Ω_{s+} .

2.4. Simulations des spectres

On peut confronter les prédictions de ce modèle aux spectres calculés au moyen de simulations numériques. Une simulation Monte-Carlo semi-classique à deux dimensions a été réalisée pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$. L'atome évolue dans une restriction au plan xOz du potentiel engendré par la configuration de faisceaux en tétraèdre. La figure 4 montre les spectres de transmission de la sonde calculés pour $\theta_x = \theta_y = 20^\circ$ et pour deux angles différents de la sonde $\theta_p = 0^\circ$ (a) et $\theta_p = 10^\circ$ (b). On distingue les résonances Ω_z et Ω_s sur la figure 4(a). Les simulations permettent de mieux cerner le phénomène en isolant les contributions au spectre des différentes classes de vitesse des atomes. Ainsi, le centre de la résonance Ω_s provient essentiellement des atomes dont les énergies sont supérieures à l'énergie moyenne des atomes. On vérifie de la même façon que la résonance Ω_z est bien due aux atomes localisés. La figure 4(b) représente un spectre calculé pour une sonde faisant un angle $\theta_p = 10^\circ$ avec l'axe de symétrie Oz . On retrouve la résonance Raman à la fréquence Ω_z . La résonance Ω_s , quant à elle, est décomposée en deux composantes Ω_{s+} et Ω_{s-} , la première est décalée vers les hautes fréquences alors que la seconde, de plus faible intensité, se situe à une fréquence inférieure à Ω_x . Ces résultats confirment bien la discussion théorique du paragraphe précédent. De plus, on voit apparaître un pic supplémentaire à la fréquence Ω_x qui correspond maintenant à une résonance Raman stimulée, l'inclinaison de la sonde par rapport à l'axe de symétrie autorisant l'excitation du mode de vibration suivant Ox .

On voit donc que la description du mode élémentaire de propagation est confirmée par les simulations Monte-Carlo à deux dimensions. Ce mode de propagation donne naissance à un processus de diffusion stimulée dont nous présentons une étude expérimentale dans le paragraphe suivant.

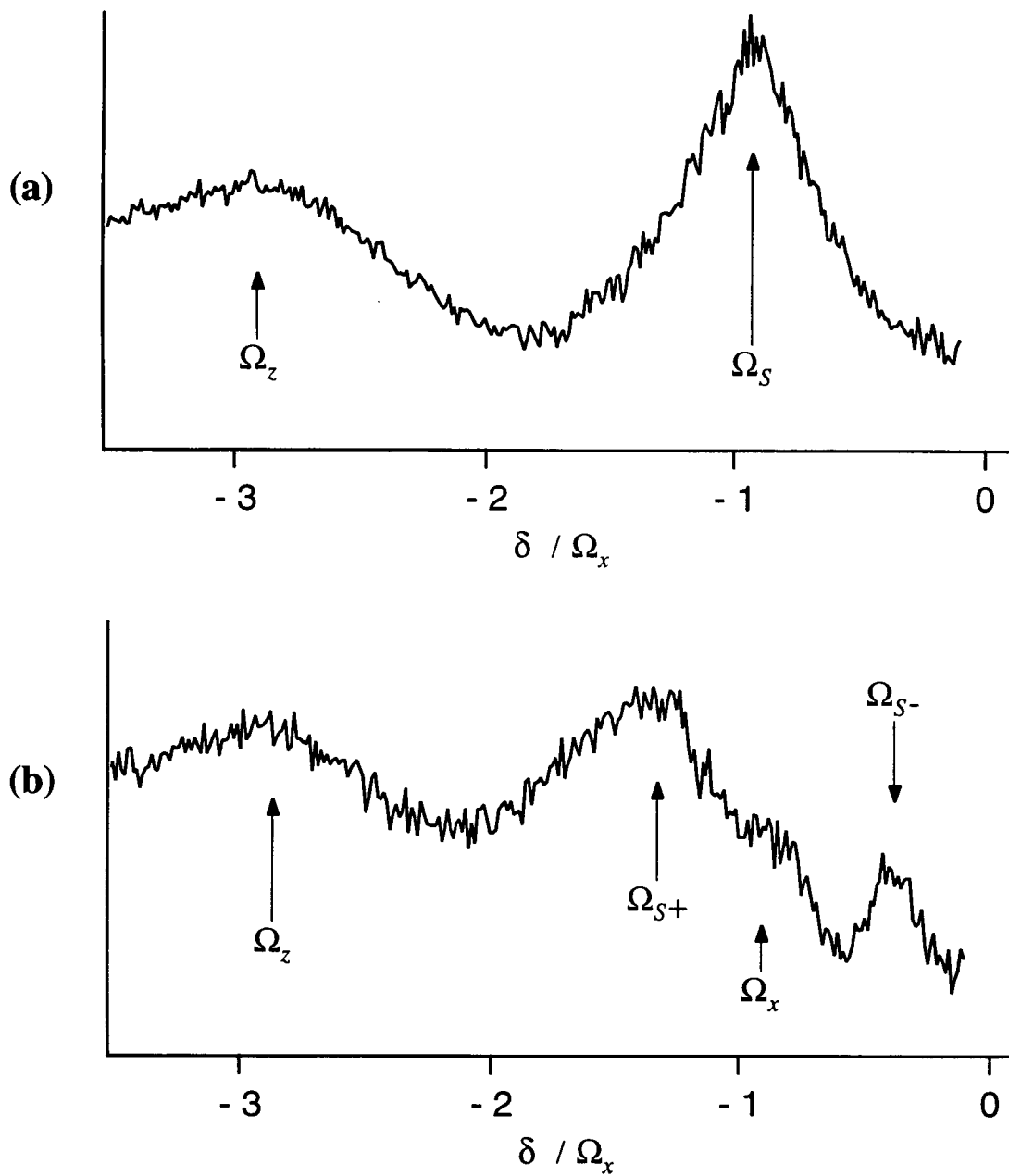


Figure 4:

Spectres de transmission théoriques pour $\theta_x = \theta_y = 20^\circ$ (on se limite à la région $\delta < 0$). La sonde a une polarisation parallèle à celle des faisceaux copropageants et fait un angle $\theta_p = 0^\circ$ (a) et $\theta_p = 10^\circ$ (b) avec l'axe Oz .

3. Manifestation expérimentale

3.1. Une résonance supplémentaire

La première indication expérimentale de l'existence du processus considéré dans ce chapitre est donnée par l'observation d'une résonance à la fréquence Ω_x sur les spectres de transmission lorsque la sonde se propage suivant Oz . (Figure 5(a)). L'excitation du mode de vibration transverse étant interdite dans cette géométrie, l'apparition de cette résonance doit trouver une autre explication. Or le modèle exposé dans le paragraphe précédent prévoit bien l'excitation résonnante d'une onde de propagation dans la direction Ox lorsque la sonde se propage suivant Oz avec une fréquence $\omega_s = \omega \pm \Omega_x$. Cette résonance "anormale" a été observée pour différents angles entre les faisceaux du tétraèdre et dans des configurations symétriques ou non ($\theta_x = \theta_y$ ou $\theta_x \neq \theta_y$). Pour des angles compris entre 10° et 30° et pour une large gamme de profondeur de puits, elle se manifeste à la fréquence Ω_x attendue pour le mode de vibration transverse². De plus, cette résonance est particulièrement "robuste", il existe en effet des situations particulières (par exemple l'usage d'une sonde trop intense, saturant la transition Raman) où les résonances de vibration disparaissent alors que cette résonance "anormale" persiste. Le fait qu'on observe toujours les résonances "anormales" dans une telle situation montre que leur mécanisme de saturation est bien différent.

3.2. Propriétés de la résonance

3.2.1. Influence de la polarisation de la sonde

Au cours de l'étude des résonances Raman (chapitre III), nous avons mis en évidence l'allure très différente des spectres pour les deux polarisations de la sonde longitudinale.

² Il existe certaines conditions dans lesquelles cette résonance n'est pas observée. C'est le cas, en particulier, des expériences réalisées au NIST [Phillips95]. La non-observation de cette résonance peut être attribuée à l'angle important entre les faisceaux du tétraèdre (45°) lors de cette expérience. Nous avons également vérifié cette propriété sur notre montage avec des angles de 54° . Dans les cas des angles importants, les périodicités spatiales sont très peu différentes entre la direction longitudinale et les directions transverses. Les mouvements suivant Ox et Oz se font alors avec des temps caractéristiques très proches et le couplage constitue probablement une gêne pour l'établissement d'une onde de propagation dans la direction Ox .

Avec une polarisation linéaire parallèle à celle des ondes pompes se propageant dans la même direction, le spectre contient les résonances Raman associées à la vibration suivant Oz et les résonances "anormales" à la fréquence $\Omega_S = \Omega_x$ (Figure 5(a)). Lorsque la polarisation de la sonde est basculée de 90° (elle devient perpendiculaire à celle des ondes pompes quasi-copropageantes), les résonances "anormales" disparaissent et le spectre contient essentiellement les résonances Raman à la fréquence Ω_z (Figure 5(b)).

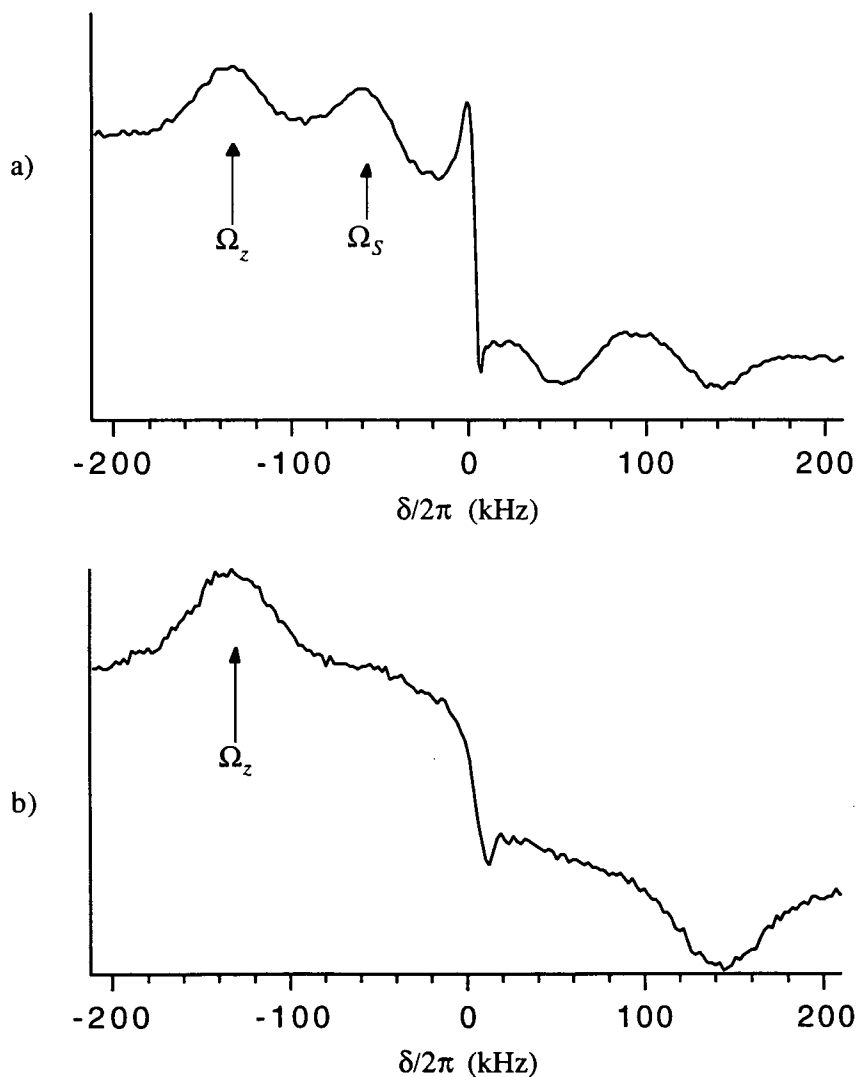


Figure 5:

Spectres de transmission expérimentaux pour une sonde se propageant parallèlement à Oz avec une polarisation parallèle (a) ou perpendiculaire (b) à celle des ondes du tétraèdre copropageantes.

La disparition de la résonance Ω_S lorsque la polarisation de la sonde est tournée est un argument supplémentaire pour qu'elle ne soit pas associée avec un mouvement de

vibration. L'absence de la résonance Ω_S , dans ce cas, est liée au fait que l'excitation pompe-sonde dans la direction Oz correspond essentiellement à une modulation du pompage optique entre puits de potentiel adjacents qui empêche le processus de propagation suivant Ox de s'établir. Signalons également que ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations numériques réalisées dans cette configuration de polarisation.

3.2.2. Influence de la direction de propagation de la sonde

Nous avons enregistré des spectres pour différents angles θ_p entre le faisceau sonde et la direction Oz . (la direction de propagation reste dans le plan défini par les faisceaux du tétraèdre). Lorsque l'angle θ_p augmente à partir de zéro, le spectre change de forme (Figure 6 (a) et (b)). La résonance Ω_S se sépare progressivement en deux composantes à haute et basse fréquence Ω_{S+} et Ω_{S-} , et une résonance Raman stimulée (plus étroite que la résonance Ω_S^3) apparaît à la fréquence Ω_x (l'excitation de ce mode transverse n'est plus interdite car le champ d'interférence pompe-sonde possède maintenant une composante impaire en x). Ce dédoublement de la résonance Ω_S est conforme aux prédictions du modèle exposé au paragraphe 2.2 (Eq. 1): la composante basse fréquence a une amplitude très faible et est pratiquement invisible lorsque θ_p est proche de θ_x . Ce dédoublement est dû à l'excitation d'ondes de propagation par les deux figures d'interférence de longueurs d'onde différentes créés par l'interaction de la sonde avec les deux pompes quasi-copropageantes.

³ Ceci est un argument supplémentaire montrant que Ω_S et Ω_x sont des résonances de nature différente.

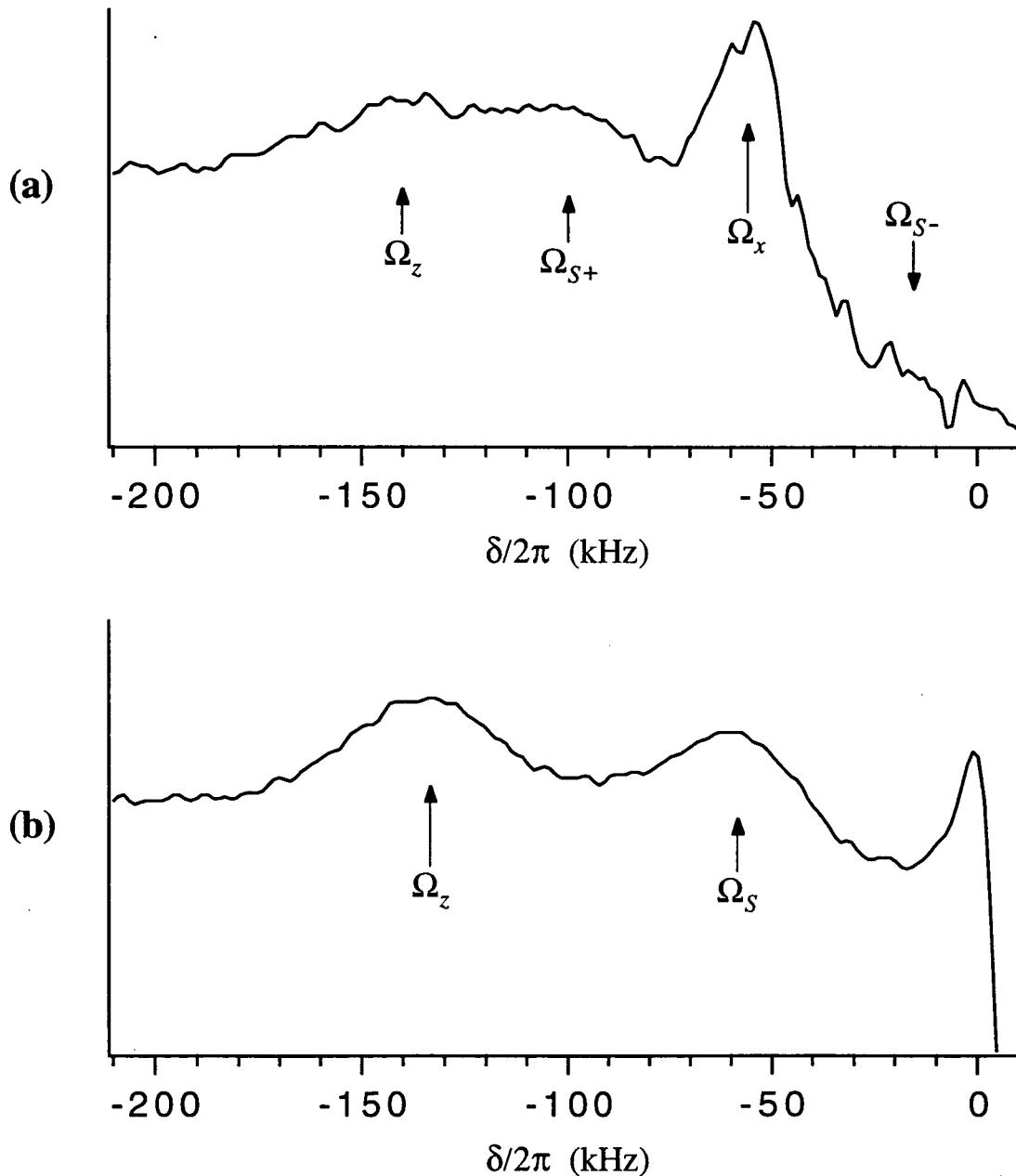


Figure 6:

Spectres de transmission expérimentaux pour $\theta_x = \theta_y = 30^\circ$ (on se limite à la région $\delta < 0$). La sonde a une polarisation parallèle à celle des faisceaux copropageants et fait un angle $\theta_p = 0^\circ$ (a) et $\theta_p = 25^\circ$ (b) avec l'axe Oz .

Finalement, nous avons tracé la dépendance de la position des résonances Ω_S en fonction de l'angle de la sonde. La figure 7 présente les points expérimentaux et la droite théorique déduite de l'équation (1). L'incertitude importante qui entache les points expérimentaux a plusieurs causes. D'une part, la détermination de la position de la résonance Ω_{S-} est rendue difficile par sa très faible amplitude. D'autre part, la

résonance Ω_{S+} devient délicate à distinguer, coincée entre la résonance Raman Ω_z et la résonance Raman Ω_x qui apparaît lorsque l'angle θ_p augmente.

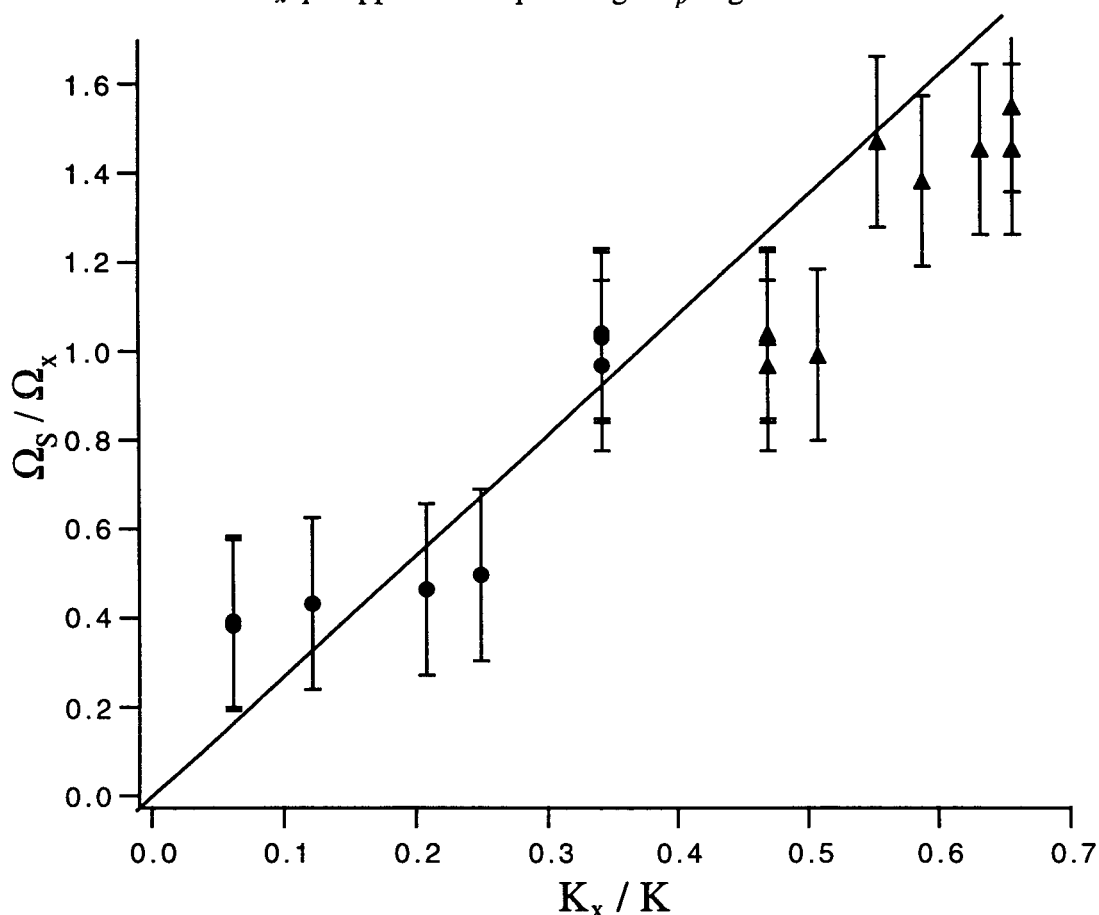


Figure 7:

Position de la résonance Ω_S en fonction de l'angle entre la sonde et la pompe impliquée dans l'excitation. On a porté également la droite théorique déduite de l'équation (1).

4. Validité du modèle $1/2 \rightarrow 3/2$

On peut s'inquiéter de l'aptitude du modèle $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$ à rendre compte d'expériences réalisées sur une transition $F=4 \rightarrow F'=5$. Il y a, en effet, une différence importante entre ces deux situations: dans le cas $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$, le potentiel est constitué de deux courbes indépendantes de même énergie moyenne et tout transfert de l'une à l'autre implique un processus de pompage optique. Dans le cas $F=4 \rightarrow F'=5$, en revanche, la surface de potentiel adiabatique de plus basse énergie n'en croise pas d'autre. Ainsi, un atome a la possibilité de se déplacer de puits en puits en suivant

adiabatiquement cette surface, sans faire intervenir de processus de pompage optique. En fait, cette image de suivi adiabatique du potentiel ne s'applique qu'aux atomes ayant une vitesse très faible au voisinage du sommet du potentiel. Les atomes de vitesse plus élevée vont subir un transfert diabatique vers des nappes de potentiel plus élevées à partir desquelles ils pourront retomber par pompage optique vers le niveau le plus bas. Le mécanisme décrit dans le cas simple d'une transition $F=1/2 \rightarrow F'=3/2$ s'applique alors de la même façon.

5. Conclusion

Nous avons mis en évidence un nouveau processus de diffusion stimulée dans les réseaux d'atomes froids. Ce mécanisme fait intervenir une onde de densité se propageant dans le milieu avec une vitesse $\bar{v} = \lambda \Omega_x / 2\pi\theta_x$ caractéristique du mouvement atomique à grande échelle. Ce nouveau processus de diffusion est très semblable à la diffusion Brillouin stimulée intervenant dans les milieux denses, avec la différence notable que, dans notre cas, l'excitation d'une onde de densité ne fait pas intervenir d'interaction entre les particules.

Chapitre VI

Résonances Rayleigh

1. Introduction

Au cours des chapitres précédents, nous avons analysé la complexité du mouvement atomique dans les réseaux tridimensionnels, la spectroscopie pompe-sonde s'étant révélée un instrument d'une grande efficacité pour étudier cette dynamique. L'étude détaillée des spectres fait apparaître des structures résonnantes de différente nature. Après les résonances Raman, liées au mouvement de vibration des atomes localisés, après les résonances de type Brillouin, associées à la propagation d'ondes de densité dans le réseau, nous abordons maintenant la troisième composante importante de ces spectres: la résonance Rayleigh, structure très étroite qui apparaît au centre du spectre. Alors que les mécanismes de diffusion précédents font intervenir un échange d'énergie entre les photons et les particules diffusantes (diffusion inélastique), la diffusion Rayleigh est un processus de diffusion quasi-élastique. De ce fait la résonance est située au centre du spectre, alors que diffusion Raman et Brillouin se manifestent par des bandes latérales dont la position est reliée à l'échange d'énergie au cours du processus. Par ailleurs, les résonances étroites, étudiées dans les chapitres précédents, montrent que la spectroscopie des réseaux fait intervenir non seulement les constantes de temps internes des atomes (largeur naturelle, temps de pompage optique) mais également les constantes de temps beaucoup plus longues liées au mouvement du centre de masse. Ce sont ces dernières qui sont responsables des largeurs de résonance très faibles observées sur les spectres. La structure centrale —Rayleigh— des spectres expérimentaux est extrêmement étroite (de l'ordre du kHz), suggérant ici aussi l'existence d'un temps

caractéristique très long. Nous verrons que celui ci peut être interprété comme lié à la relaxation d'une modulation de densité à grande échelle dans le réseau.

L'étude des résonances Rayleigh s'apparente également au problème du mélange à deux ondes dégénéré en fréquence. En effet, si on considère un schéma de diffusion stimulée élémentaire (avec un seul faisceau pompe), la symétrie apparente de l'interaction entre un faisceau pompe et une sonde de même fréquence, via le milieu non-linéaire, laisse présager de manière intuitive qu'il n'y a pas de transfert d'énergie entre les faisceaux laser. Cette symétrie peut, bien sûr, être brisée par le choix de l'intensité, la polarisation ou la direction de propagation des faisceaux. Pourtant l'observation de l'amplification d'un faisceau au détriment de l'autre de même fréquence reste un phénomène assez rare. Un contre-exemple important de cette propriété générale est l'effet photoréfractif [Kukhtarev79] qui intervient dans certains cristaux tels que LiNbO_3 ou BaTiO_3 . Dans ce chapitre, nous montrons qu'un phénomène très similaire se produit dans les réseaux optiques, conduisant à l'observation d'une amplification du faisceau sonde lorsque sa fréquence est égale à celle des faisceaux pompes. Nous verrons au cours de ce chapitre que cet effet est une manifestation de la pression de radiation qu'exerce la lumière sur les atomes, donnant lieu à un réseau de densité décalé par rapport au réseau lumineux.

2. Mécanismes de diffusion

2.1. Généralités sur la diffusion Rayleigh

Les principes de la spectroscopie pompe-sonde ont été rappelés au chapitre III. On a vu en particulier que la modification de l'intensité de la sonde est due à la partie imaginaire de la polarisation induite dans le milieu par l'interférence pompe-sonde. La diffusion Rayleigh est due à la diffraction du faisceau pompe sur la modulation d'une observable à basse fréquence. On peut évaluer de façon qualitative la forme de raie associée en considérant quelques cas limites.

Lorsque la fréquence de la sonde est égale à la fréquence de la pompe, le champ résultant est statique et présente une modulation spatiale. Une observable¹ du milieu

¹ Le terme d'"observable" est très général. Dans le cas des atomes froids, c'est souvent la densité spatiale des atomes qui intervient. Dans une vapeur atomique "chaude", il peut s'agir de la population de l'état excité. Dans un semi-conducteur ce sera par exemple la densité électronique....

excitée par ce champ a *a priori* une modulation en phase avec le champ résultant et il s'ensuit que l'intensité de la sonde n'est pas modifiée. On retrouve ainsi l'idée qu'il n'y a pas de transfert d'énergie entre les faisceaux dans le cas dégénéré.

Lorsque pompe et sonde ont des fréquences distinctes, la figure d'interférence est modulée temporellement. Si la différence de fréquence entre pompe et sonde est très grande devant les temps de réponse caractéristiques du milieu, celui-ci n'ayant pas le temps de suivre la modulation du champ, est excité de façon uniforme. L'observable matérielle ne présente pas de modulation et il n'existe pas de réseau sur lequel le faisceau pompe peut être diffracté. A nouveau, l'intensité du faisceau sonde n'est pas modifiée.

Le troisième cas limite est celui où la période de modulation de la figure d'interférence est proche du temps de réponse de l'observable. Celle-ci répond à l'excitation avec un retard, le déphasage entre la modulation du champ et la modulation de l'observable est alors maximum. Il existe maintenant une composante en quadrature avec le champ et l'intensité sonde est modifiée en absorption ou en amplification suivant le signe du déphasage (et donc de la différence de fréquence entre pompe et sonde). Dans le cas général, la forme de raie est dispersive avec une largeur qui est de l'ordre du taux de relaxation de l'observable impliquée [Courtois].

2.2. Effet photorefractif

L'effet photoréfractif intervient dans certains cristaux tels que LiNbO_3 et BaTiO_3 . Dans ces cristaux, le champ lumineux crée des porteurs de charge par photoexcitation vers la bande de conduction. Le taux de formation de porteurs de charge est proportionnel à l'intensité locale du champ lumineux. Dans le champ d'interférence pompe-sonde statique $I(\mathbf{r})$, le taux de formation de ces porteurs de charge est donc maximum aux points où l'interférence pompe-sonde est constructive. La diffusion spatiale à travers le cristal va permettre aux porteurs de se déplacer vers les points d'intensité plus faible où ils se recombinaient avec des donneurs. L'équilibre résultant de ce processus de formation, diffusion et recombinaison, conduit à une distribution de charge $\rho(\mathbf{r})$ présentant un déphasage de π avec la modulation d'intensité $I(\mathbf{r})$. D'autre part, la distribution spatiale de charge $\rho(\mathbf{r})$ induit un champ électrique modulé $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ présentant un déphasage de $\pi/2$ avec $\rho(\mathbf{r})$ (à cause de l'équation de Poisson $\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}_0) = \rho$) et donc avec la distribution d'intensité $I(\mathbf{r})$. Finalement, l'existence du champ $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ induit par effet Pockels une modulation de l'indice de réfraction $n(\mathbf{r})$, proportionnelle à $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$. On voit qu'une distribution d'intensité lumineuse $I(\mathbf{r})$ résultant de l'interférence pompe-sonde conduit à la création d'un réseau d'indice

modulé $n(\mathbf{r})$ présentant un déphasage de $\pi/2$ avec le champ lumineux, rendant ainsi possible l'échange d'énergie entre des faisceaux de même fréquence [Feinberg80].

3. Diffusion Rayleigh dans le réseau

Le paragraphe précédent a rappelé les principes généraux qui gouvernent la diffusion Rayleigh stimulée. On a vu notamment qu'un tel processus de diffusion se comprend en identifiant l'observable excitée par le champ d'interférence pompe-sonde ainsi que le mode de relaxation qui lui est associé. Ces principes ont été décrits dans le cas à la fois simple et courant où un faisceau sonde et un faisceau pompe interagissent avec le milieu non-linéaire. Le schéma de spectroscopie des réseaux lumineux est un peu plus complexe, car il fait intervenir un faisceau sonde en interaction avec le réseau d'atomes froids pompé par les faisceaux qui contribuent à le créer. Il faudra donc bien distinguer les différentes figures d'interférence à prendre en compte: celle associée aux seuls faisceaux pompes et formant le réseau lumineux, et celle résultant de l'interférence de ce réseau avec le faisceau sonde.

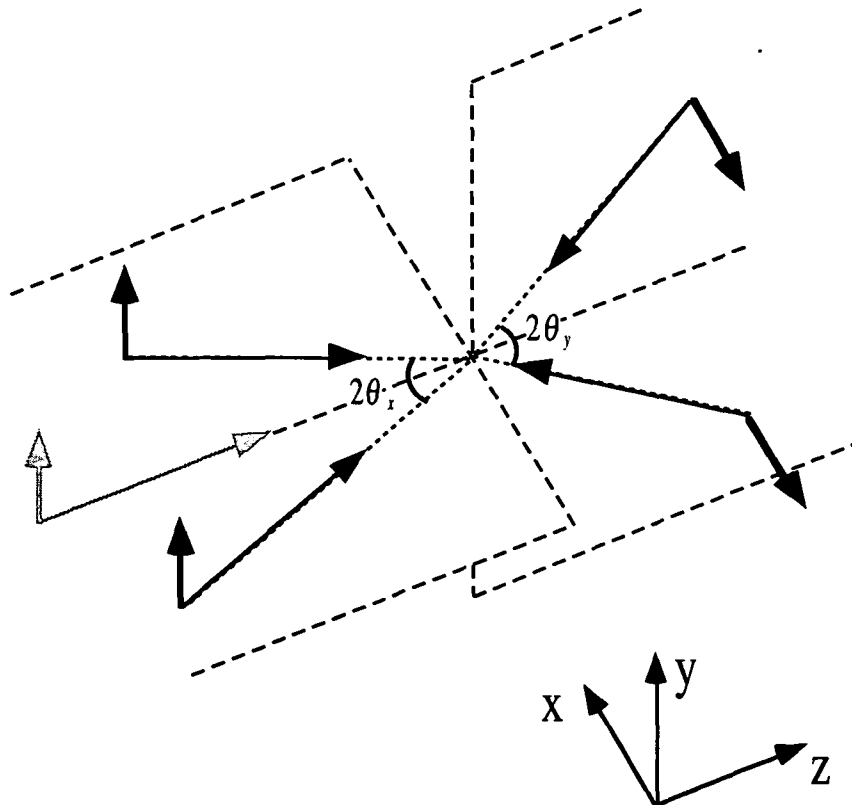


Figure 1:
Géométrie en tétraèdre

3.1. Géométrie, interférence pompe-sonde

On considère toujours la géométrie à quatre faisceaux en tétraèdre engendrant un réseau à trois dimensions (figure 1). Ces faisceaux sont considérés comme les pompes dans le processus de diffusion stimulée. Le faisceau sonde d'intensité beaucoup plus faible que les faisceaux pompes se propage suivant l'axe de symétrie du tétraèdre Oz avec une polarisation linéaire parallèle à celle des pompes quasi-copropageantes. L'interférence de la sonde avec les pompes va superposer au champ initial une modulation supplémentaire comme le schématise la figure 2. Suivant l'axe Oz , il en résulte une modulation d'intensité (à plus grande échelle que la périodicité du réseau initial) avec une période spatiale d'autant plus grande que l'angle entre les faisceaux pompes est petit. Cette modulation d'intensité se traduit par une modification du potentiel lumineux (proportionnel à l'intensité), qui subit une modulation supplémentaire à grande échelle.

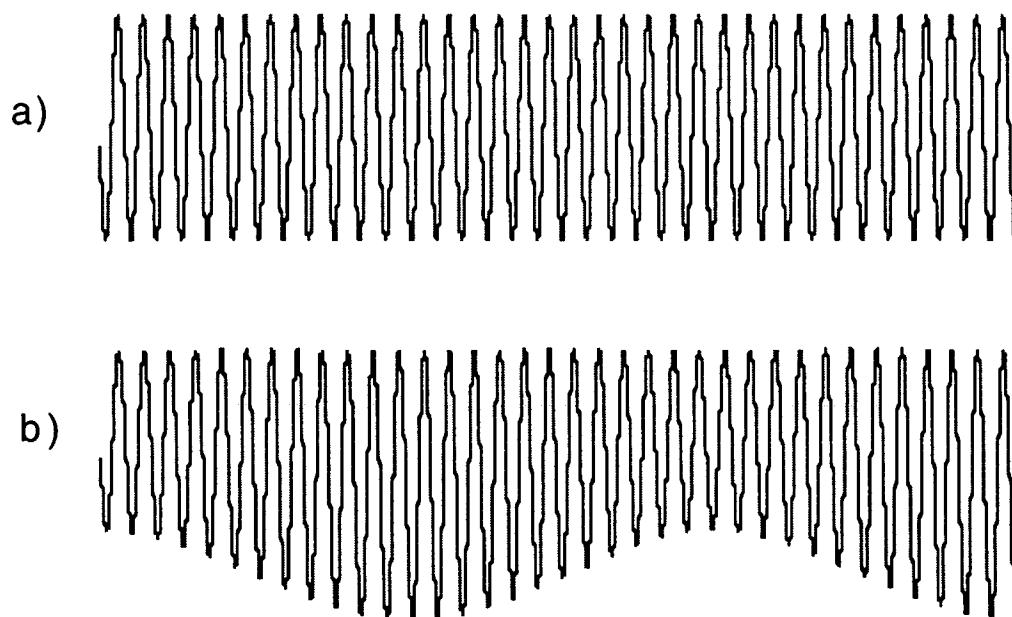


Figure 2:
Schéma de principe de la modulation pompe-sonde. (a) réseau initial, (b) modulation à grande échelle due à l'interférence pompe-sonde.

3.2. Observable modulée, relaxation

En l'absence de sonde, on sait que les atomes se répartissent de façon équiprobable au fond des puits de potentiel. On a vu que l'effet de la sonde est de créer une modulation à grande échelle du potentiel suivant l'axe Oz^2 . Ainsi la profondeur de certains puits devient plus importante alors que d'autres voient la leur diminuer. Il résulte de cette modulation de potentiel une force, elle-même modulée, qui tend à ramener les atomes vers les puits les plus profonds. On voit ainsi que l'effet de la sonde sur le milieu est de créer une *modulation de densité* à grande échelle (c'est à dire plus grande que la périodicité du réseau dans la direction considérée) dans le réseau. C'est par cette modulation de densité que les faisceaux pompe vont pouvoir être diffractés, donnant naissance à une nouvelle onde dans la direction de l'onde sonde.

On a identifié une observable modulée: la densité. Cette observable est caractérisée par un taux de relaxation, qui est relié à la vitesse avec laquelle une perturbation de la répartition spatiale des atomes va disparaître. Il est ainsi possible d'obtenir, via la diffusion Rayleigh, des indications sur la diffusion spatiale des atomes au sein du réseau. De ces considérations, on peut déduire une conséquence sur la variation attendue de la largeur de la résonance. En effet, nous avons vu précédemment que la largeur d'une résonance Rayleigh est reliée au taux de relaxation de l'observable impliquée dans le processus de diffusion. On voit immédiatement que plus l'échelle spatiale de la modulation de densité est grande, plus celle-ci va mettre de temps à disparaître (longueur de diffusion plus grande). Il résulte ainsi que la largeur de la résonance doit diminuer lorsque la période spatiale de la modulation augmente, c'est-à-dire lorsque l'angle entre les faisceaux du réseau quasi-copropageants avec la sonde diminue. Nous verrons dans la suite que cette propriété est vérifiée aussi bien théoriquement qu'expérimentalement.

On peut également remarquer que, en régime statique (même fréquence pour les faisceaux pompe et sonde), la modulation de densité induite par la modification du potentiel est en phase avec la modulation d'intensité du champ lumineux (la force dipolaire est en quadrature avec l'intensité lumineuse). Ainsi, on ne s'attend pas à trouver une modification de l'intensité sonde. La forme de raie attendue est donc une dispersion dont la largeur est reliée à la relaxation de la modulation de densité.

² Le potentiel est également modulé dans la direction transverse. Nous verrons que cette modulation doit être prise en compte pour interpréter quantitativement les spectres.

3.3. Un spectre expérimental

Les expériences ont été réalisées sur un réseau d'atomes de rubidium 87. Les angles entre les bras du tétraèdre sont $\theta_x=\theta_y=20^\circ$, l'intensité est de $10\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ et les lasers sont désaccordés de $\Delta=-5\Gamma$ par rapport à la fréquence de résonance de la transition $5S_{1/2}F=2\rightarrow 5P_{3/2}F=3$ de ^{87}Rb . La figure 3 présente un spectre expérimental obtenu dans ce réseau avec une sonde de polarisation linéaire parallèle à celle des faisceaux quasi-copropageants.

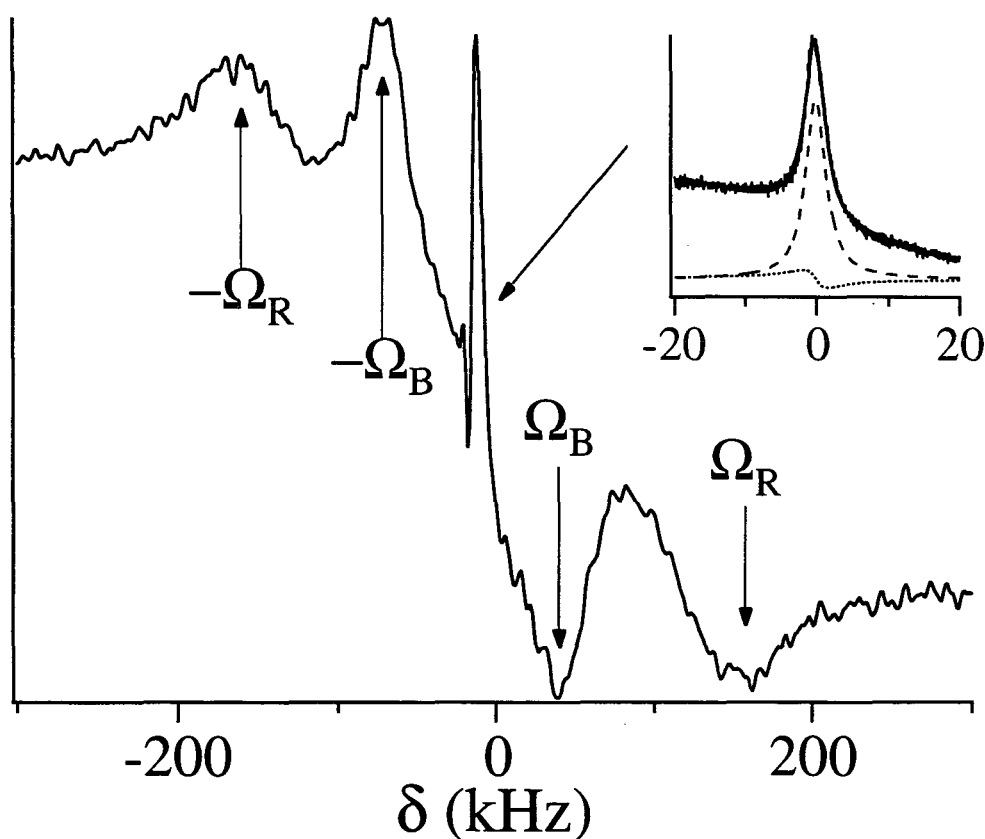


Figure 3:

Spectre expérimental pour $\theta_x=\theta_y=20^\circ$, $\Delta/\Gamma=-5$. On distingue les résonance Raman Ω_R et Brillouin Ω_B ainsi qu'une résonance très fine au centre du spectre. En encart, le détail de la raie centrale montre une forme de raie lorentzienne (on a représenté en pointillé les composantes lorentzienne et dispersive de l'ajustement) avec notamment une amplification pour une différence de fréquence nulle.

On reconnaît sur la figure 3 les résonances Raman ainsi que les résonances de type Brillouin discutées aux chapitres 3 et 5. On observe aussi une résonance centrale très étroite dont l'encart de la figure 3 présente le détail avec une résolution suffisante. On remarque d'emblée la forme inhabituelle³ de cette résonance: c'est une lorentzienne presque parfaite de largeur 1,4kHz superposée à un fond en pente provenant des autres structures du spectre. Cette résonance présente la particularité d'exhiber un gain pour une différence de fréquence nulle!

Cette propriété surprenante, vérifiée pour une large gamme de paramètres expérimentaux, suggère l'existence d'un mécanisme supplémentaire conduisant à la génération d'une observable en quadrature avec le champ d'excitation. Quel peut être ce mécanisme?

3.4. Pression de radiation

3.4.1 Une force supplémentaire...

L'observation de gain à l'égalité de fréquence montre que la dynamique des atomes n'est pas gouvernée par la seule force dipolaire qui conduit à une répartition de densité en phase avec le champ d'excitation. Or, alors que la force dipolaire est proportionnelle à la dérivée du potentiel lumineux (lui même proportionnel à l'intensité), la force de pression de radiation, elle, est directement proportionnelle à l'intensité lumineuse. Ces deux forces sont donc modulées en quadrature l'une par rapport à l'autre. L'effet de la pression de radiation seule (en régime statique) va donc être de décaler la modulation de densité par rapport au champ d'interférence pompe-sonde. On découvre alors la condition d'une modification de l'intensité de l'onde sonde.

3.4.2. ...dont il faut tenir compte

On peut se demander comment un effet de pression de radiation peut prendre tellement d'importance dans la forme d'une résonance...alors que l'on considère généralement que la physique des réseaux est dominée par la force dipolaire, reliée directement à l'existence du potentiel, lorsque le désaccord à résonance est suffisamment grand. En effet, la force de pression de radiation varie comme $I\Gamma/\Delta^2$ alors que la force dipolaire varie comme I/Δ , et dans la plupart des conditions expérimentales

³ Aucune des résonances centrales discutées jusqu'à présent dans les réseaux d'atomes froids [Courtois92, Verkerk92, Hemmerich93] ne présentait de gain à égalité de fréquence.

$\Delta \gg \Gamma$ (I représente l'intensité des faisceaux, Δ le désaccord à résonance et Γ la largeur naturelle du niveau excité). En fait, cette comparaison des ordres de grandeur ne tient pas compte de la géométrie d'interaction. Considérons des faisceaux pompe et sonde de vecteurs d'onde \mathbf{k} et \mathbf{k}_s , et de fréquences ω et ω_s . La composante de l'intensité lumineuse modulée par l'interférence pompe-sonde est de la forme $I(\mathbf{r}) \propto \sqrt{I_s} \cos[\delta t - (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}]$. Cette modulation de l'intensité lumineuse a pour conséquence une modulation de la force dipolaire qui s'écrit : $\mathbf{F}_d(\mathbf{r}) \propto [\sqrt{I_s}/\Delta](\mathbf{k}_s - \mathbf{k}) \sin[\delta t - (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}]$, où le facteur $(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})$ rappelle que la force dipolaire est due à une redistribution de photons entre les ondes pompe et sonde et fait donc intervenir une différence de vecteurs d'onde. En revanche, la composante modulée de la force de pression de radiation s'écrit : $\mathbf{F}_r(\mathbf{r}) \propto [\sqrt{I_s}\Gamma/\Delta^2](\mathbf{k}_s + \mathbf{k}) \cos[\delta t - (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}]$, où le facteur $(\mathbf{k}_s + \mathbf{k})$ traduit une augmentation ou une réduction identiques du nombre de photons absorbés dans chacune des deux ondes, d'où une somme de vecteurs d'onde. Il en résulte que la vraie condition pour que la pression de radiation ne soit pas négligeable devant la force dipolaire devient donc $\Delta/\Gamma \leq |(\mathbf{k}_s + \mathbf{k})|/|(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})|$, ce qui est beaucoup plus facile à réaliser que la condition précédente $\Delta/\Gamma \leq 1$, lorsque $|(\mathbf{k}_s - \mathbf{k})|$ devient petit, c'est à dire lorsque l'angle entre les faisceaux pompe et sonde est petit. Il apparaît que dans notre géométrie expérimentale, l'effet de la force de pression de radiation est particulièrement significatif le long de l'axe Oz . Cette force supplémentaire pourrait bien, ainsi, être responsable de la forme de raie inhabituelle observée sur nos spectres.

4. Un modèle phénoménologique

Les considérations du paragraphe précédent permettent de comprendre comment la pression de radiation peut prendre une telle importance. Cependant, une étude systématique de la forme de raie en fonction des divers paramètres expérimentaux n'est réellement utile que si elle peut être interprétée au regard d'un modèle décrivant les principaux phénomènes responsables de la résonance. Dans cette partie, nous proposons un modèle simplifié décrivant le mouvement atomique dans un plan $x - z$ reliant les minima de potentiel.

On suppose que la densité atomique obéit à l'équation de Fokker-Planck suivante :

$$\partial_t P + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1)$$

$$J_i = -D_i \left[\partial_i P - P (F_{d,i} + F_{r,i}) / k_B T \right] \quad (2)$$

où J_i , $F_{d,i}$ and $F_{r,i}$ sont les composantes du flux de densité, de la force dipolaire et de la force de pression de radiation subies par les atomes en présence des champs formant le réseau et de la sonde. D_i est le coefficient de diffusion spatial des atomes dans le réseau suivant la direction i . On a également introduit la constante de Boltzmann k_B et la température⁴ T .

On peut résoudre l'équation (1) par la théorie des perturbations, où le petit paramètre ϵ est le rapport de l'amplitude du champ sonde sur celle du champ pompe. On suppose $\theta_x = \theta_y = \theta$ de telle sorte que la valeur moyenne de F_r s'annule à l'ordre zéro en ϵ . Si $U^{(0)}(\mathbf{r})$ représente le potentiel optique initial (dû aux ondes pompes uniquement), la solution stationnaire de (1) en l'absence de sonde prend la forme bien connue: $P^{(0)}(\mathbf{r}) \propto \exp(-U^{(0)}(\mathbf{r})/k_B T)$. Au premier ordre en ϵ , les forces sont modifiées sous la forme:

$$\mathbf{F}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{f}^{(1)} \exp[-i\delta t + i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}] + c.c. \quad (2)$$

où \mathbf{K} représente la différence entre le vecteur d'onde de la sonde et celui des faisceaux pompes quasi-copropageants. On peut remarquer que, d'après la discussion du paragraphe 3.4., $f_{d,i}^{(1)}$ est purement imaginaire et ses composantes selon Ox et Oz sont respectivement proportionnelles à K_x et K_z , alors que $f_{r,i}^{(1)}$ est purement réel et est dominé par sa composante suivant Oz . On résout l'équation (1) en écrivant $P^{(1)}$ sous la forme:

$$P^{(1)}(\mathbf{r}, t) = P^{(0)}(\mathbf{r}) a^{(1)} \exp[-i\delta t + i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}] + c.c. \quad (3)$$

Ce qui donne:

$$a^{(1)} = \frac{-i D_x K_x f_{d,x}^{(1)} + D_z K_z f_{d,z}^{(1)} + D_z K_z f_{r,z}^{(1)}}{D_x K_x^2 + D_z K_z^2 - i\delta} \quad (4)$$

En utilisant le fait que la transmission de la sonde est proportionnelle à la partie imaginaire de $a^{(1)}$ et en tenant compte de la dépendance de $f_d^{(1)}$ et $f_r^{(1)}$ avec les paramètres lasers et la géométrie, on trouve que dans la limite des petits angles (où $K_x \propto k\theta$ et $K_z \propto k\theta^2$), le gain du faisceau sonde g_s est de la forme:

$$g_s \propto (D_x + \alpha D_z \theta^2) \frac{\gamma \delta}{\gamma^2 + \delta^2} + \left(\beta \frac{\Gamma}{\Delta} D_z \right) \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} \quad (5)$$

Le premier terme est relié à la force dipolaire et contribue au spectre sous la forme d'une résonance centrale dispersive, alors que le second terme provient de la force de pression de radiation selon Oz et apporte une contribution lorentzienne. On peut remarquer que les deux structures ont la même largeur $\gamma = D_x K_x^2 + D_z K_z^2$ provenant de la diffusion spatiale des atomes.

⁴ Ce modèle est largement simplifié dans la mesure où il ne tient pas compte des processus de pompage optique et où il suppose un équilibre thermodynamique isotrope ainsi qu'un tenseur de diffusion spatiale diagonal.

5. Etude de la forme de raie

Le résultat apporté par ce modèle offre un moyen d'analyser les formes de raie expérimentales d'une façon plus quantitative. En effet, les spectres peuvent être ajustés par la somme d'une fonction de dispersion et d'une lorentzienne (Eq. 5), le rapport des amplitudes donne une information sur les importances relatives de la force dipolaire et de la pression de radiation. Ce rapport R variant théoriquement comme $\Delta(D_x + \alpha D_z \theta^2) / \Gamma D_z$, la résonance doit donc évoluer d'une lorentzienne vers une fonction de dispersion lorsque le désaccord à résonance augmente, ou lorsque l'angle entre la sonde et les faisceaux pompes quasi-copropageant diminue. Remarquons d'ailleurs que l'angle entre les faisceaux contrapropageants n'intervient pas dans ce modèle simple.

5.1. Expérience

5.1.1. Variation avec le désaccord

Nous avons réalisé une première série d'expériences en faisant varier les paramètres intensité des faisceaux pompe I et désaccord à résonance Δ . En fait, on considère plutôt les quantités sans dimensions combinant ces paramètres: la profondeur U_0 des puits de potentiel exprimée en unité d'énergie de recul E_r ($U_0/E_r \propto I/\Delta$) et le désaccord à résonance en unité de largeur naturelle Δ/Γ . Les expériences ont été menées en faisant varier Δ/Γ à U_0 constant. La figure 4 présente deux spectres expérimentaux obtenus pour des désaccords de $\Delta/\Gamma = -5$ et $\Delta/\Gamma = -15$; on a également figuré l'ajustement en somme d'une fonction de dispersion et d'une lorentzienne de même largeur ainsi que chacune des composantes séparément. On voit bien qu'à faible désaccord, la composante lorentzienne—reliée à la pression de radiation—domine le spectre. Quand le désaccord augmente, la pression de radiation devient moins importante par rapport à la force dipolaire et la résonance acquiert une composante dispersive significative.

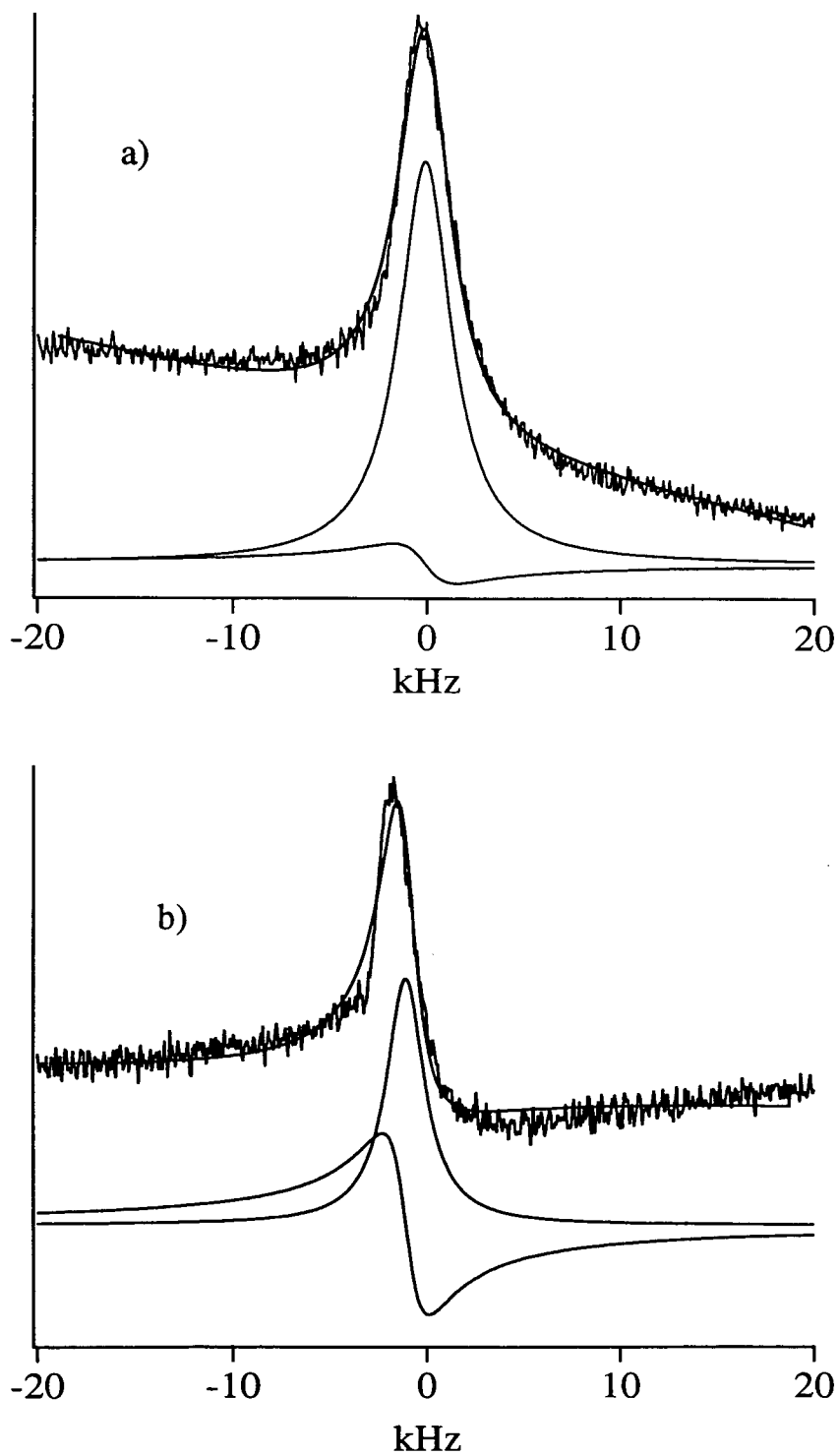


Figure 4 :
Spectres expérimentaux obtenus pour deux désaccords $\Delta/\Gamma = -5$ (a) et $\Delta/\Gamma = -8$ (b), avec $\theta_x = \theta_y = 20^\circ$. On voit bien que la composante lorentzienne liée à la pression de radiation diminue quand le désaccord augmente.

Finalement, la figure 5a montre l'évolution du rapport des amplitudes de la composante lorentzienne et de la composante dispersive en fonction du désaccord à résonance Δ / Γ . Nous avons également figuré la variation de la largeur γ déduite des courbes expérimentales (figure 5b).

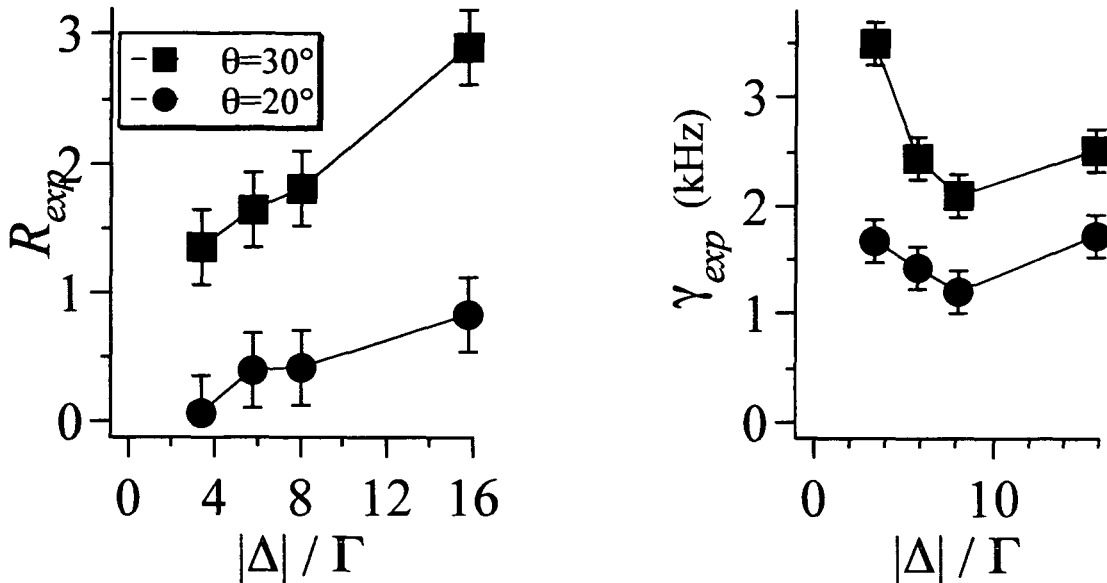


Figure 5 :

Evolution du rapport R des amplitudes dispersion sur lorentzienne et de la largeur γ de la résonance centrale en fonction de Δ / Γ . Ces points correspondent à la même profondeur des puits de potentiel $U_0 = 1200 E_r$ et pour deux géométries: $\theta_x = \theta_y = 20^\circ$ et $\theta_x = \theta_y = 30^\circ$.

5.1.2. Variation avec les angles du tétraèdre.

On a vu que la géométrie d'interaction revêt une importance cruciale dans l'équilibre entre pression de radiation et force dipolaire. En effet, cette dernière qui dérive du potentiel devient très faible si celui-ci est modulé à grande échelle. Il en résulte que la pression de radiation n'est pas négligeable pour des petits angles entre les faisceaux. C'est cette propriété que nous nous proposons de vérifier avec cette seconde série d'expériences.

Nous avons fait varier indépendamment les angles θ_x et θ_y dans la plage $20^\circ - 40^\circ$. Il ressort en particulier que l'allure du spectre (caractérisée par le rapport R et la largeur γ) est peu sensible à la valeur de l'angle θ_y entre les faisceaux contrapropageants, confirmant en cela qu'ils n'interviennent pas de façon importante dans le processus de

diffusion⁵. En revanche, on trouve bien une variation avec θ_x bien plus significative. En particulier, à grand angle, la composante lorentzienne diminue, confirmant l'interprétation en termes de pression de radiation. D'autre part, la largeur de la résonance augmente avec l'angle. Ceci se comprend bien si on se rappelle qu'elle est reliée au taux de relaxation de la modulation de densité, qui est naturellement plus important lorsque la période spatiale de modulation est petite (grand angle). Ces résultats sont en bon accord qualitatif avec les prévisions du modèle (Eq. 5) décrit plus haut.

5.2. Simulations Monte-Carlo

Les simulations numériques permettent de bien séparer les causes des différents phénomènes. Pour tester une hypothèse telle que l'influence de la pression de radiation, il est par exemple relativement aisé de la supprimer du calcul numérique, chose plus délicate à réaliser expérimentalement! Ainsi, la figure 7a montre un spectre calculé exactement⁶ alors que le spectre de la figure 7b est calculé dans les mêmes conditions mais en supprimant la pression de radiation. Le changement d'allure est frappant et confirme l'interprétation proposée.

⁵Ceci signifie que le temps de relaxation de la modulation de densité est relié davantage à la longueur caractéristique de cette modulation (liée à l'angle θ_x) qu'à la distance entre puits de potentiel (qui varie de la même façon avec les deux angles).

⁶ Ce spectre est calculé dans le cadre d'une simulation Monte-Carlo semi-classique à une dimension suivant l'axe Oz .

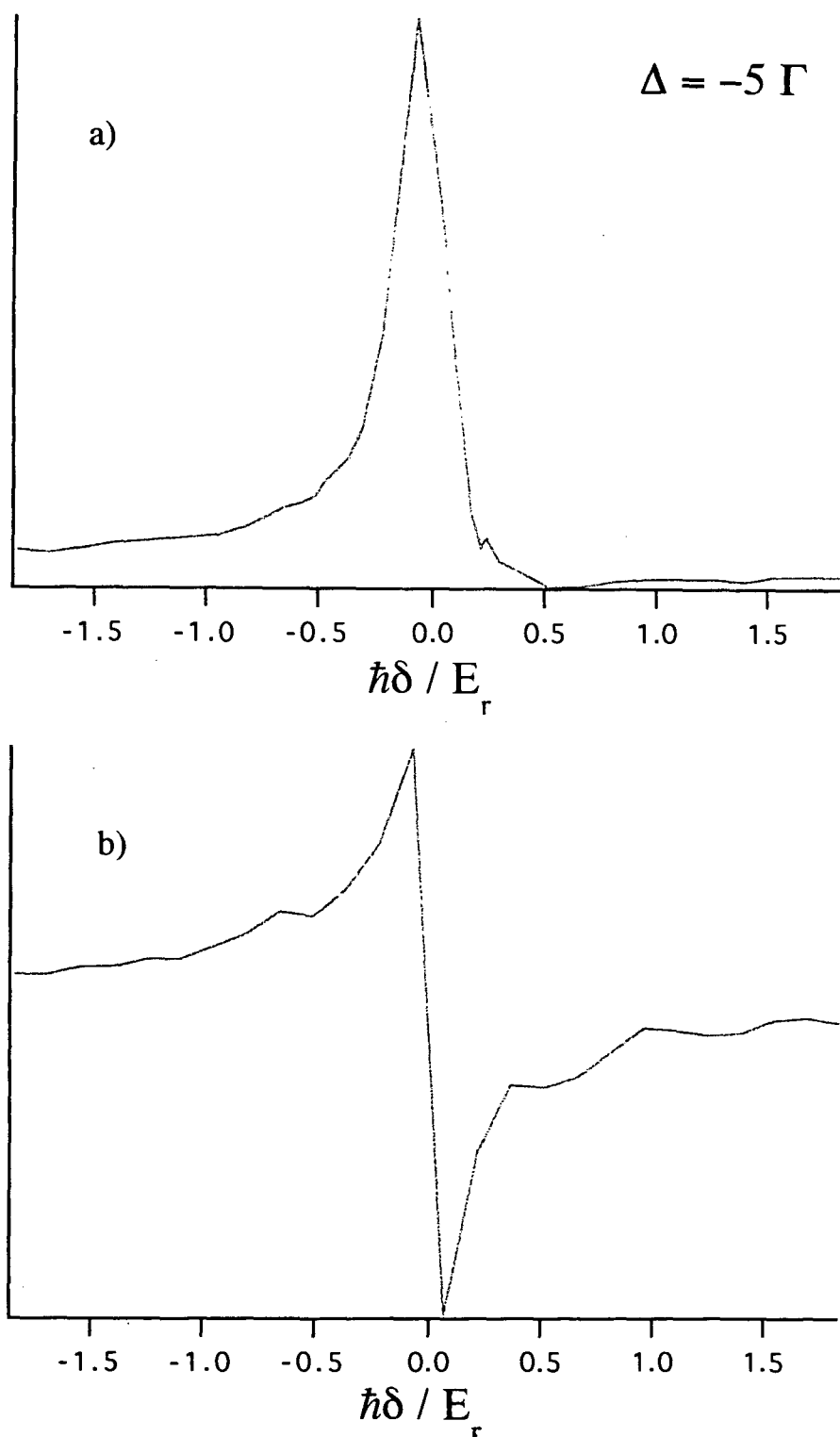


Figure 7 :
Spectres théoriques. (a) Avec pression de radiation. (b) Sans pression de radiation. Le spectre ne présente plus de gain au centre en absence de pression de radiation.

Nous avons également cherché à calculer des spectres dans des conditions proches de l'expérience⁷ de façon à comparer l'évolution de la forme de raie avec les différents paramètres. La figure 8 (à comparer avec les courbes expérimentales de la figure 5) présente ces résultats numériques obtenus dans le cas d'une transition $J=1/2 \rightarrow J=3/2$. Les variations théoriques de R et γ sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Ainsi, aussi bien résultats expérimentaux que simulations numériques viennent confirmer l'origine physique de cette résonance.

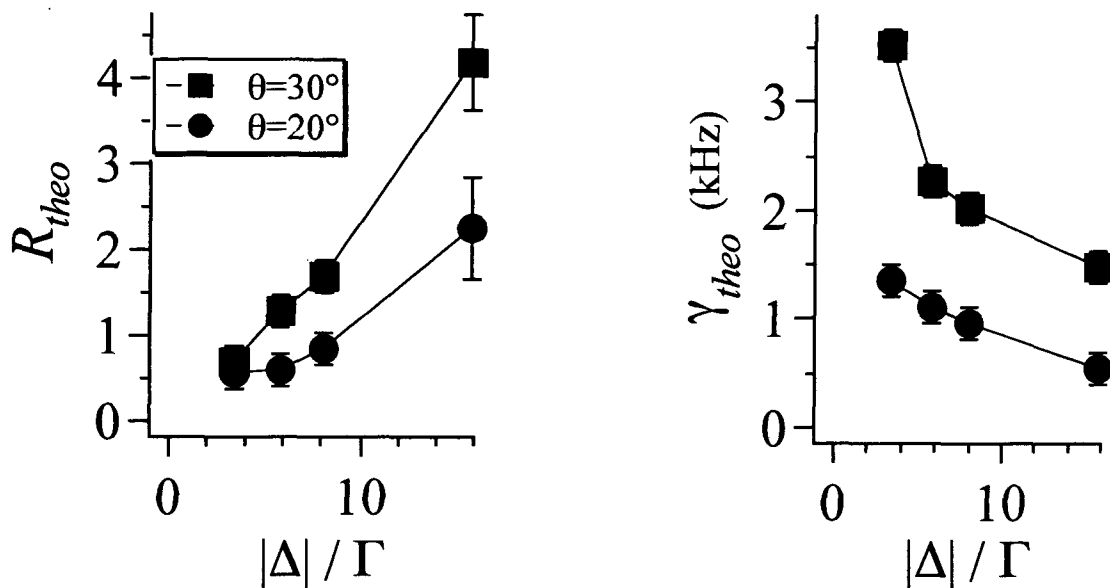


Figure 8 :

Variation théorique de R et γ pour $\theta_x=\theta_y=20^\circ$ (cercles) et $\theta_x=\theta_y=30^\circ$ (carrés)..

6. Conclusion

Nous avons mis en évidence un nouveau processus de diffusion stimulée. Ce mécanisme fait intervenir la diffusion spatiale des atomes au sein du réseau sous l'action de la force dipolaire et de la force de pression de radiation. Il présente une analogie avec l'effet photoréfractif qui implique la création et la migration de porteurs de charge dans un cristal. Le mécanisme de *mélange à deux ondes induit par la pression de radiation* qui intervient dans notre réseau d'atomes froids est relié à des

⁷ Il s'agit maintenant de simulations à deux dimensions dans le plan défini par les deux faisceaux du réseau quasi-copropageants à la sonde.

mécanismes très différents mais qui produisent des phénomènes similaires. En effet, c'est maintenant l'effet mécanique de l'absorption de photons par un atome neutre (la pression de radiation) qui crée un réseau de densité décalé par rapport au réseau lumineux. On trouve ici encore une analogie frappante entre la physique des milieux denses et les effets rencontrés dans les réseaux optiques.

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons vu que les mécanismes de refroidissement d'atomes par laser peuvent aboutir à des situations nouvelles pour une vapeur atomique. On peut ainsi créer un milieu qui n'est pas seulement une vapeur "froide" mais un ensemble dilué d'atomes ordonnés sur un réseau de lumière. Nous avons montré comment passer du modèle de refroidissement Sisyphe à une dimension à la réalisation expérimentale d'un réseau d'atomes froids à trois dimensions. La géométrie à quatre faisceaux en tétraèdre que nous avons étudiée est rapidement devenue la configuration standard pour réaliser un réseau optique (à l'ENS [Verkerk94], puis au NIST [Kastberg95] et à l'Institut d'Optique [Jurczak]).

Nous avons exploré le comportement des atomes évoluant dans un tel réseau de lumière en mettant à profit les méthodes de spectroscopie pompe-sonde largement utilisées dans d'autres domaines (vapeurs atomiques ou moléculaires, solides, liquides). Les atomes froids se prêtent particulièrement bien aux expériences d'optique non-linéaire, leur distribution de vitesse très étroite évitant l'élargissement Doppler rencontré habituellement.

Les spectres de transmission présentent des structures résonnantes particulièrement étroites (du kHz à quelques dizaines de kHz), mettant en évidence l'existence de temps caractéristiques très longs dans le milieu. En particulier, les fréquences associées aux variables internes des atomes (largeur naturelle du niveau excité, taux de pompage optique) sont d'au moins un ordre de grandeur plus importantes que les fréquences observées sur les spectres. Il apparaît ainsi que ces résonances étroites sont reliées non pas à l'évolution des variables atomiques internes mais bien au mouvement des atomes. L'étude de ces spectres nous renseigne donc sur la dynamique atomique au sein du réseau lumineux.

Ces spectres sont complexes et nous avons distingué trois types de structures résonnantes correspondant à des phénomènes différents. Un groupe de résonances est associé à un processus *Raman* stimulé entre niveaux de vibration des atomes piégés dans les puits de potentiel. L'étude expérimentale détaillée de ces raies, comparée avec un modèle simple du mouvement au fond des puits, confirme cette interprétation. Ce mécanisme de diffusion permet d'apporter la preuve de la localisation des atomes dans des sites à l'échelle de la longueur d'onde optique. L'étude de ces résonances en présence d'un champ magnétique nous a permis de dévoiler le comportement *paramagnétique* du réseau d'atomes, lié à l'ordre antiferromagnétique imposé par la configuration du champ lumineux.

Un autre groupe de résonances latérales est interprété en terme de diffusion stimulée de la lumière par une onde de densité se propageant dans le réseau. Ce processus, qui s'apparente à la diffusion Brillouin sur des ondes sonores ou de spin dans les milieux denses, présente l'originalité de s'opérer *sans interaction entre particules*. Alors que les résonances Raman nous ont renseigné sur le mouvement résiduel des atomes piégés, l'observation des résonances "*Brillouin*" révèle un mécanisme de *propagation* dans le réseau.

La troisième composante des spectres est une résonance Rayleigh très étroite, associée à un *mécanisme de relaxation*. Nous avons ainsi mis en évidence l'existence de temps de relaxation très longs pour les fluctuations de densité du réseau atomique. Nous avons également montré un effet de décalage entre le réseau atomique et le réseau lumineux, donnant lieu à un effet très similaire à l'effet photoréfractif intervenant dans certains cristaux.

Dans ce mémoire, nous avons présenté une étude détaillée du réseau standard. Mais on peut envisager d'autres configurations de faisceaux. Dans notre géométrie, les polarisations de chaque paire de faisceaux sont perpendiculaires à leur plan de propagation. Cette situation généralise simplement la configuration lin \perp lin, en particulier, les minima de potentiel coïncident avec des sites où la polarisation du champ est purement circulaire. Maintenant, si les polarisations sont contenues dans les plans définis par chaque paire de faisceaux, il existe une composante de polarisation π , qui devient prépondérante au fond des puits pour des angles importants. Cette configuration peut donner lieu à un réseau d'une nature très différente du précédent [Robilliard97].

Une autre extension possible de ce travail est l'étude de structures quasipériodiques. En effet, la symétrie du cristal optique est fixée par celle de la combinaison de faisceaux qui l'engendre, on peut par exemple imposer une symétrie interdite (pentagonale...)

réalisant une figure de type pavage de Penrose. Nous avons réalisé une étude préliminaire en ajoutant une paire de faisceaux se propageant sur l'axe de symétrie du tétraèdre [Guidoni97]. Le potentiel résulte alors de la superposition de deux réseaux de périodicité différentes réalisant une structure régulière mais non périodique sur l'axe. Dans cette situation, nous observons toujours des résonances Raman indiquant la localisation des atomes. Une étude plus approfondie permettrait d'identifier les puits les plus peuplés, pour vérifier l'existence d'un ordre quasipériodique¹. L'étude des quasicristaux est un domaine actif en physique du solide et on pourrait imaginer de mettre à profit l'analogie entre les réseaux optiques et les solides cristallins pour réaliser facilement des "maquettes" de quasicristaux. On pourrait ainsi chercher à mettre en évidence les excitations élémentaires originales (phasons) prévues dans les structures quasipériodiques [Hippert94].

Un autre prolongement naturel réside dans la réalisation de réseaux "gris" ou "noirs", où les atomes sont localisés dans des sites où leur couplage avec le champ est minimum. On pourrait ainsi diminuer les températures et espérer augmenter les densités, pour se diriger vers une situation où les effets de statistique quantique deviendraient importants. Toujours avec les réseaux noirs, on peut également envisager des potentiels particuliers constitués non plus de puits mais de plots réalisant ainsi une sorte de "flipper" à atomes [Petsas]. Les propriétés de la diffusion spatiale des atomes dans un tel réseau devraient être assez différentes de celles rencontrées dans les réseaux "standards". En effet, les atomes ne plus localisés dans des puits mais sont guidés le long de lignes entre les plots de potentiel. On peut s'attendre, d'autre part, à ce que ce type de potentiel engendre des trajectoires chaotique, au sens classiques, ou même quantique grâce aux vitesses très basses (et donc grande extension spatiale des fonctions d'onde) et à la faible dissipation (les atomes sont dans des états noirs, non couplés à la lumière). Les réseaux "noirs" semblent également bien adaptés à l'observation d'effets provenant du potentiel topologique dû à la variation spatiale des fonctions d'onde [Dum95].

¹ Une expérience de diffraction de Bragg menée au laboratoire par L. Guidoni a mis en évidence l'existence d'un ordre atomique quasipériodique dans une structure lumineuse à trois dimensions dont une quasipériodique.

Bibliographie

- (Axel95) Axel F. and Gratias D., *Beyond quasicrystals* (Springer-Verlag et Les Editions de Physique, 1995).
- (BenDahan96) Ben Dahan M., Peik E., Reichel J., Castin Y., Salomon C., *Bloch oscillation of atoms in an optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).
- (Birk195) Birkl G., Gatzke M., Deutsch I.H., Rolston S.L., Phillips W.D., *Bragg scattering from atoms in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2823 (1995).
- (Bloembergen) Bloembergen N., *Nonlinear optics* (Benjamin, New York, 1965).
- (Boiron95) Boiron D., Triché C., Meacher D., Verkerk P. and Grynberg G., *Three dimensional cooling of cesium atoms in four beam gray optical molasses*, Phys. Rev A **52** R3425 (1995).
- (Boiron96) Boiron D., Michaud A., Lemonde P., Castin Y., Salomon C., Weyers S., Szymaniec K., Cognet L., Clairon A., *Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μ K*, Phys. Rev A **53** R3734 (1996).
- (Boyd92) Boyd R. W., *Nonlinear Optics* (Academic Press, 1992).
- (Castin) Castin Y., Thèse de l'Université Paris VI (1991).
- (Castin91) Castin Y. and Dalibard J., *Quantization of atomic motion in optical molasses*, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
- (Chu85) Chu S., Hollberg L., Bjorholm J., Cable A., Ashkin A., *Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985)
- (Cohen62) Cohen-Tannoudji C., *Théorie quantique du cycle de pompage optique*, Ann. Phys. Fr. **7** 423 (1962).
- (Cohen88) Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G., *Processus d'interaction entre photons et atomes*, InterEdition/Edition du CNRS (1988).

-
- (Cohen90) Cohen-Tannoudji C., *Atomic motion in laser light* in Fundamental systems in quantum optics (Les Houches, Session LIII, 1990) edited by J. Dalibard, J. M. Raimond and J. Zinn Justin (North-Holland, Amsterdam, Elsevier Science Publishers B. V.) (1990).
- (Courtois92) Courtois J.-Y. and Grynberg G., *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for circularly cross-polarized cooling beams*, Phys. Rev. A **48** 1378 (1992).
- (Courtois92') Courtois J.-Y. and Grynberg G., *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for linearly cross-polarized cooling beams*, Phys. Rev. A **46** 7060 (1992).
- (Courtois93) Courtois J.-Y., *Spectroscopie Raman et Rayleigh stimulée d'atomes refroidis par laser: dynamique des mélasses optiques unidimensionnelles*, Thèse de l'Ecole Polytechnique, 1993.
- (Courtois94) Courtois J.-Y., Grynberg G., Lounis B. and Verkerk P., *Recoil-induced resonances in cesium: An atomic analog to the free electron laser*, Phys. Rev. Lett **72** 3017 (1994).
- (Courtois96') Courtois J.-Y., *Novel stimulated scattering process in optical lattices*, in *Coherent and collective interaction of particles and radiation beams* (International school of Physics "Enrico fermi", Course CXXXI), Aspect A., Barletta W., Bonifacio R. eds. (ETS Editrice, Pise, 1996).
- (Courtois96) Courtois J.-Y., Guibal S., Meacher D. R., Verkerk P., Grynberg G., *Propagating elementary excitation in a dilute optical lattice*, Phys. Rev. Lett **77**, 40 (1996).
- (Dalibard89) Dalibard J. et Cohen-Tannoudji C., *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradient: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6** 2023 (1989).
- (Dum96) Dum R., Olshanii M., *Gauge structure in atom-laser interaction: Bloch oscillations in a dark lattice*, Phys. Rev. Lett. **75** 1788 (1996).
- (Einstein17) Einstein A., Phys Z., **18** 121 (1917).

-
- (Feinberg80) Feinberg J., Heiman D., Tanguay A.R., and Hellwarth R.W., *Photorefractive effects and light induced charge migration in barium titanate*, J. Appl. Phys. **51**, 1297 (1980); *ibid.* **52**, 537 (1981).
- (Frisch33) Frisch R., Phys. Z., **86** 42 (1933).
- (Grison) Grison D., Thèse de doctorat de l'université Paris VI, *Atomes piégés et refroidis par laser à quelques microKelvins: un piège magnéto-optique dans une cellule et quelques applications*.
- (Grison91) Grison D., Lounis B., Salomon C., Courtois J.-Y., Grynberg G., *Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap*, Europhys. Lett. **15** 149 (1991).
- (Grynberg89) Grynberg G. and Berman P. R., *Pressure induced effects in two levels atoms: new approach and simple physical interpretation*, Phys. Rev. A **39** 4016 (1989).
- (Grynberg93) Grynberg G. and Cohen-Tannoudji C., *Central resonance of the Mollow absorption spectrum: physical origin of gain without population inversion*, Opt. Com. **96** 150 (1993).
- (Grynberg93) Grynberg G., Lounis B., Verkerk P., Courtois J.-Y. and Salomon C., *Quantized motion of cold cesium atoms in two and three dimensional optical potential*, Phys. Rev. Lett **70**, 2249 (1993).
- (Grynberg94) Grynberg G. and Courtois J.-Y., *Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly dark states*, Europhys. Lett. **27** 41 (1994).
- (Grynberg97) Grynberg G. and Triché C., *Atoms in optical lattices*, in *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams*, édité par A. Aspect, W Barletta, R. Bonifacio, International School of physics "Enrico Fermi", CXXXI Course (ETS Editrice, Pise, 1997).
- (Guibal96) Guibal S., Triché C., Guidoni L., Verkerk P., and Grynberg G., *Recoil induced resonances in the transient domain*, Opt. Com. **131** 61 (1996).
- (Guibal97') Guibal S., Guidoni L., Zachorowski J., Courtois J.-Y., Verkerk P., Grynberg G., *Stimulated scattering in an optical lattice*, Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials Vol.5, N°4 (1996) 851-861

-
- (Guibal97) Guibal S., Robilliard C., Larousserie D., Triché C., Courtois J.-Y., and Grynberg G., *Radiation pressure in a rubidium optical lattice: an atomic analog to the photorefractive effect*, Phys. Rev. Lett. **78**, p. 4709 (1997).
- (Guidoni97) Guidoni L., Triché C., Verkerk P., Grynberg G., *Quasi-periodic optical lattices*, .soumis à Phys. Rev. Lett., (1997).
- (Guo92) Guo J., Berman P.R., Dubetsky B., Grynberg G., *Recoil induced resonances in nonlinear spectroscopy*, Phys. Rev. A **46**, 1426, (1992).
- (Hänsch75) Hänsch T. and Schawlow A., *Cooling of gases by laser radiation*, Opt.Comm. **13**, 68 (1975).
- (Hemmerich93') Hemmerich A., Zimmerman C. and Hänsch T. W., *Sub-kHz Rayleigh resonance in a cubic atomic crystal*, Europhys. Lett. **22** 89 (1993).
- (Hemmerich93) Hemmerich A. and Hänsch T. W., *Two-dimensional atomic crystal bound by light*, Phys. Rev. Lett **70** 410 (1993).
- (Hemmerich94') Hemmerich A., Zimmerman C. and Hänsch T. W., *Multiphoton transitions in a spin polarized 3D optical lattice*, Phys. Rev. Lett **72** 625 (1994).
- (Hemmerich94) Hemmerich A., Weidemüller M. and Hänsch T. W., *Four wave mixing in a 3D optical lattice*, Europhys. Lett. **27** 427 (1994).
- (Hemmerich95) Hemmerich A., Weidemüller M., Esslinger T., Zimmermann C., Hänsch T.W., *Trapping atoms in a dark optical lattice*, Phys. Rev. Lett **75** 37 (1995).
- (Hippert94) Hippert F. and Gratias D., *Lectures on quasicrystals* (Les Editions de Physique, 1994)
- (Hodapp95) Hodapp T. W., Gertz C., Furthlehner C., Westbrook C. I., Phillips W. D. and Dalibard J., *Three dimensional spatial diffusion in optical molasses*, Appl. Phys, **B60**, 135 (1995).
- (Jessen92) Jessen P. S., Gerz C., Lett P., Phillips W. D., Rolston S., Spreuw R. and Westbrook C., *Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field*, Phys. Rev. Let **69** 49 (1992).

-
- (Jurczak) Jurczak C., *Spectroscopie par corrélations d'intensité d'atomes refroidis par laser-Application à l'étude de la dynamique et du transport dans les réseaux atomiques*, Thèse de l'Ecole Polytechnique (1996).
- (Jurczak96) Jurczak C., Desruelle B., Sengstock K., Courtois J.-Y., Westbrook C.I., and Aspect A., *Atomic transport in an optical lattice: an investigation through polarization-selective intensity correlation*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1727 (1996).
- (Jurczak97) Jurczak C., Courtois J.-Y., Desruelle B., Westbrook C., Aspect, *Spontaneous light scattering from propagating density fluctuations in an optical lattice*, soumis à Europhys. Lett. (1997).
- (Kastberg95) Kastberg A., Phillips W. D., Rolston S. L., Spreuw R. J. C. and Jessen P. S., *Adiabatic cooling of cesium to 700nK in an optical lattice*, Phys. Rev. Lett **74** 1542 (1995).
- (Kastler) Kastler A., Journal de Physique et du radium **11** (1950).
- (Kukhtarev79) Kukhtarev N. *et al.*, Ferroelectrics **22**, 949 (1979); *ibid.* **22**, 961 (1979).
- (Lett88) Lett P., Watts R., Westbrook C., Phillips W. D., Gould P. and Metcalf H., *Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit*, Phys. Rev. Lett **61**, 169 (1988).
- (Levenson) Levenson M.D., *Introduction to Nonlinear laser spectroscopy*, Academic Press (1982).
- (Lounis) Lounis B., *Atomes refroidis par laser: de la mélasse au cristal optique*, Thèse de l'université Paris XI (1993)
- (Lounis92) Lounis B., Courtois J.-Y., Verkerk P., Salomon C., and Grynberg G., *Masurement of the friction coefficient in 1D Corscrew Optical Molasses by stimulated Rayleigh Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett **69**, 3029 (1992).
- (Lounis93) Lounis B., Verkerk P., Courtois J.-Y., Salomon C., and Grynberg G., *Quantized atomic motion in 1D Cesium Molasses with magnetic field*, Europhys. Lett. **21** 13 (1993).
- (Meacher94) Meacher D., Boiron D., Metcalf H., Salomon C., and Grynberg G., *A new method for velocimetry of cold atoms*, Phys. Rev. A, **50** R1992 (1994).

-
- (Meacher95) Meacher D. R., Guibal S., Mennerat C., Courtois J.-Y., Petsas K. I. and Grynberg G., *Paramagnetism in a cesium optical lattice*, Phys. Rev. Lett **74** 1958 (1995).
- (Petsas) Petsas K. I., *Atomes ultrafroids dans des réseaux de lumière. Etude théorique de la température, du magnétisme et des structures multidimensionnelles*, Thèse de l'université Paris VI (1996).
- (Petsas94) Petsas K. I., Coates A. B. and Grynberg G., *Crystallography of optical lattices*, Phys. Rev. A **50** 5173 (1994).
- (Petsas96) Petsas K. I., Courtois J.-Y. and Grynberg G., *Temperature and magnetism of gray optical lattices*, Phys. Rev. A **53** 2533 (1996)
- (Raab87) Raab E., Prentiss M., Chu S. and Pritchard D., *Trapping of neutral sodium atoms by radiation pressure*, Phys. Rev. Lett **59** 2631 (1987).
- (Robilliard97) Mennerat-Robilliard C., Guidoni L., Courtois J.-Y. and Grynberg G., *Optical lattices in the jumping regime*, soumis à Europhys. Lett. (1/97)
- (Salomon90) Salomon C., Dalibard J., Phillips W.D., Clairon A., Guellati S., *Laser cooling of atoms below 3 μ K*, Europhys. Lett., **59** 683 (1990).
- (Shen) Shen Y. R., *The principles of nonlinear optics* (Wiley, New york, 1984).
- (Tabosa91) Tabosa J., Chen G., Hu Z., Lee R., Kimble H., *Nonlinear spectroscopy of cold atoms in a spontaneous-force optical trap*, Phys. Rev. Lett. **66** 3245 (1991).
- (Triché96) Triché C., Boiron D., Guibal S., Meacher D. R., Verkerk P. and Grynberg G., *Cesium atoms in grey optical lattices. Study of temperature and capture efficiency*, Opt. Com. **126** 49 (1996).
- (Ungar89) Ungar P.J., Weiss D.S., Riis E., Chu S., *Optical molasses and multilevel atoms: theory*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- (Verkerk92) Verkerk P., Lounis B., Salomon C., Cohen-Tannoudji C., Courtois J.-Y. and Grynberg G., *Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992).

-
- (Verkerk94) Verkerk P., Meacher D. R., Coates A. B., Courtois J.-Y., Guibal S., Salomon C. and Grynberg G., *Designing optical lattices: an investigation with cesium atoms*, Europhys. Lett. **26**, 171 (1994).
- (Verkerk96') Verkerk P., Boiron D., Courtois J.-Y., Guibal S., Meacher D., Triché C., and Grynberg G., *Optical lattices in Proceedings of the 12th International Conference on Laser Spectroscopy* édité par M. Inguscio, M. Allegrini, A. Sasso, World Scientific (1996).
- (Verkerk96) Verkerk P., *Recoil induced resonances in Coherent and collective interactions of particles and radiation beams*, édité par A. Aspect, W Barletta, R. Bonifacio, International School of physics "Enrico Fermi", CXXXI Course (ETS Editrice, Pise, 1996).
- (Walker90) Walker T., Sesko D., Wieman C., *Collective behavior of optically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **64** 408 (1990).
- (Weidemüller95) Weidemüller M., Hemmerich A., Görlitz A., Esslinger T., Hänsch T.W., *Bragg diffraction in an atomic lattice bound by light*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995).
- (Westbrook90) Westbrook C., Jessen P., Tanner C., Lett P., Rolston S., Watts R., Phillips W., *Measurement of fluorescence from cold atoms: localization in three dimensional standing waves*, in Atomic Physics 12, édité par Zorn J., Lewis R., (Plenum, NY, 1990).
- (Wineland75) Wineland D., Dehmelt, B.A.P.S. **20** 637 (1975).

Samuel Guibal

**“Dynamique d’atomes froids piégés dans un réseau lumineux:
Étude par spectroscopie pompe-sonde.”**

Résumé

Parmi les mécanismes de refroidissements d’atomes par laser, l’effet Sisyphé conduit à une situation où les atomes sont localisés aux minima d’un potentiel périodique induit par la lumière. Il est ainsi possible de créer un “cristal” optique dont les caractéristiques sont déterminées par la géométrie des faisceaux lasers. Cette thèse propose une étude expérimentale de la dynamique d’atomes alcalins (cesium, rubidium) piégés dans un réseau de lumière tridimensionnel, par une méthode de spectroscopie pompe-sonde. La localisation des atomes dans des puits de potentiels à l’échelle d’une fraction de longueur d’onde optique est démontrée par l’observation de résonances Raman stimulées entre niveaux de vibration quantiques. Ce type de résonance a également révélé le comportement paramagnétique d’un tel réseau. Un effet nouveau de propagation d’ondes de densité dans le réseau conduit à une diffusion de type Brillouin stimulée qui présente l’originalité de ne pas faire intervenir d’interaction entre les particules diffusantes. La diffusion Rayleigh stimulée donne accès à la diffusion spatiales des atomes dans le réseau. Une étude détaillée des résonances Rayleigh démontre également l’importance de la pression de radiation qu’exerce la lumière sur les atomes, mettant en évidence un effet analogue à l’effet photoréfractif observé dans des cristaux de BaTiO_3 ou LiNbO_3 .