



HAL
open science

Atomes froids dans des réseaux optiques - Quelques facettes surprenantes d'un système modèle

Cécile Mennerat-Robilliard

► **To cite this version:**

Cécile Mennerat-Robilliard. Atomes froids dans des réseaux optiques - Quelques facettes surprenantes d'un système modèle. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT: . tel-00006734

HAL Id: tel-00006734

<https://theses.hal.science/tel-00006734>

Submitted on 24 Aug 2004

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.

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE QUANTIQUE

présentée par
Cécile MENNERAT-ROBILLIARD

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie
—Paris VI—

Sujet de la thèse

ATOMES FROIDS DANS DES RÉSEAUX OPTIQUES

—
QUELQUES FACETTES SURPRENANTES
D'UN SYSTÈME MODÈLE

Soutenue le 22 janvier 1999 devant le jury composé de :

Mme Claire LHUILLIER	<i>Présidente</i>
M. Alain ASPECT	<i>Examineur</i>
M. Herbert WALTHER	<i>Examineur</i>
M. Michel ORRIT	<i>Rapporteur</i>
M. John WEINER	<i>Rapporteur</i>
M. Gilbert GRYNBERG	<i>Directeur de thèse</i>
M. Claude COHEN-TANNOUJJI	<i>Membre invité</i>

*A Raja, Rani et les autres,
qui n'ont pas eu ma chance de naître et de grandir
dans un pays riche, au sein d'une vraie famille.*

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Kastler Brossel. Je remercie sa directrice, Michèle Leduc, pour m'y avoir accueillie et m'avoir ainsi permis de bénéficier de conditions de recherche idéales.

Exprimer en quelques mots ce que je dois à Gilbert Grynberg, qui a guidé mes premiers pas, n'est pas chose facile. Je lui sais gré en premier lieu de son enthousiasme communicatif pour la physique et de l'opiniâtreté avec laquelle il cherche à comprendre en profondeur les résultats expérimentaux. Je lui suis très reconnaissante aussi de son inlassable disponibilité pour discuter problèmes et résultats, et du soin avec lequel il a relu ce manuscrit, épinglant les coquilles et les erreurs avec bienveillance. De manière plus personnelle, son courage face à l'adversité reste pour moi un objet de grande admiration. J'espère de tout cœur que nos relations amicales survivront à la fin de notre travail commun.

Je suis extrêmement reconnaissante à Jean Dalibard d'avoir été toujours disponible pour assurer l'intérim lorsque cela était nécessaire, en particulier au cours de ma première année de thèse.

Je tiens aussi à remercier très sincèrement Philippe Verkerk pour m'avoir transmis quelques-unes de ses connaissances encyclopédiques sur les techniques expérimentales et pour avoir toujours répondu à mes questions souvent élémentaires avec bienveillance.

Jean-Yves Courtois n'a jamais compté son temps, qu'il s'agisse de m'expliquer le fonctionnement d'un de ses programmes que je m'apprêtais à adapter ou d'éclairer mes résultats expérimentaux. Sa compréhension à la fois très intuitive et très profonde de la physique reste pour moi une référence.

J'ai partagé ces trois années de thèse avec Samuel Guibal, Luca Guidoni et Christine Triché. Ils ont tous les trois participé de près ou de loin aux expériences décrites ici, et je leur dois une partie des résultats contenus dans ce manuscrit. Mais je voudrais aussi qu'ils sachent ma gratitude pour l'atmosphère de travail joyeuse et la solidarité qui avaient cours entre nous. Je conserve de cette période passée ensemble un souvenir particulièrement lumineux.

Je suis aussi reconnaissante à David Lucas : non seulement il a su me faire (parfois) apprécier l'humour anglais qu'il maîtrise à merveille, mais il a surtout réussi à apporter au montage rubidium de notables améliorations, malgré mon impatience à récolter les derniers résultats nécessaires à ma thèse ! Je tiens aussi à exprimer ma gratitude aux théoriciens du groupe, Konstantinos Petsas et Peter Horak, pour la richesse de notre collaboration. Je remercie également Denis Boiron et Achod Aradian qui ont participé aux expériences des chapitres III et IV, ainsi que le groupe "atomes froids" du sous-sol avec qui les contacts ont toujours été cordiaux, qu'il s'agisse d'échanger idées et matériel

ou de partager un pique-nique dans le jardin du laboratoire.

Sans l'aide compétente et bienveillante des services techniques du laboratoire, cette thèse n'aurait pas pu être réalisée. Je pense en premier lieu aux ateliers d'électronique et de mécanique, mais n'oublie pas non plus les responsables du réseau informatique, Cécile Combiér, Zaïre Dissi puis Thierry Besançon. Merci aussi à la bibliothécaire, Monique Bruat, pour sa disponibilité, et aux secrétaires du laboratoire, en particulier à Geneviève Piard, dont l'efficacité n'a d'égale que la gentillesse.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Michel Orrit et John Weiner qui ont accepté la charge de rapporteurs, ainsi qu'à Alain Aspect, Claire Lhuillier et Herbert Walther, qui ont bien voulu faire partie du jury malgré les multiples sollicitations dont ils sont l'objet. Claude Cohen-Tannoudji m'a fait l'honneur de sa présence en tant que membre invité : je voudrais le remercier, entre autres, d'être resté aussi accessible.

Dans mon entourage, beaucoup ont eu pitié de moi, certains me considèrent comme une mère indigne, d'autres comme une "wonderwoman", quelques-uns enfin me pensent folle. Très peu en tout cas ont saisi à la fois la difficulté et le bonheur de cette tension permanente entre vies familiale et professionnelle. Mais tous m'ont toujours apporté le soutien et l'aide dont j'avais besoin, en particulier mes parents et beaux-parents, Agnès, Beatriz et Tiphaine ainsi que mes sœurs Claire et Adèle, qui ont fréquemment assuré le relais auprès des enfants. J'espère savoir être aussi disponible et discrète le jour venu.

Mes parents m'ont donné la vie et m'ont appris la curiosité et le désir de comprendre. Je ne les remercierai jamais assez de n'avoir à aucun moment laissé s'insinuer en moi, ni par leurs propos ni par leur attitude, l'idée encore fréquente que la "nature féminine" serait inadaptée au raisonnement scientifique.

Mon mari, Stéphane, m'a toujours apporté avec tendresse le soutien moral dont j'avais besoin dans les périodes difficiles. Il sait combien je lui suis reconnaissante aussi d'avoir assumé tant de tâches domestiques au cours de ces trois années, et plus encore de n'avoir jamais estimé que je faillissais à mes devoirs les plus fondamentaux . . .

Je ne saurais terminer sans quelques mots pour mes enfants Martin, Guillemette et Marion qui, au lieu de me tenir rigueur du rythme que je leur ai imposé, m'ont chaque jour renouvelé avec bonne humeur leur confiance et leur affection. La fraîcheur de leurs rires et leur joie de découvrir le monde ont été une arme de choc contre le découragement.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le domaine du refroidissement et de la manipulation d'atomes par laser connaît depuis une dizaine d'années un développement extrêmement rapide, couronné en 1997 par l'attribution du prix Nobel de physique à trois physiciens qui y ont contribué de façon spécialement féconde : S. Chu, C. Cohen-Tannoudji et W. D. Phillips. En particulier, ils sont à l'origine des mécanismes de refroidissement par gradient de polarisation [1-3], qui ont permis de gagner environ deux ordres de grandeur dans les températures mesurées. Avec ce type de mécanisme, on sait maintenant refroidir de nombreux atomes jusqu'à des températures de l'ordre de la température de recul sans difficulté majeure. Certains atomes possédant en outre une transition particulière appelée transition noire peuvent même être refroidis plusieurs ordres de grandeur en-deçà de cette limite.

L'axe de développement le plus actif actuellement dans le domaine du refroidissement par laser concerne l'étude des effets quantiques collectifs qui se manifestent lorsque les atomes atteignent une température très basse avec des densités spatiales très élevées. Le gaz atomique entre alors dans le régime de dégénérescence quantique où on peut observer les effets de la statistique quantique de façon macroscopique. On est ainsi parvenu récemment, avec des atomes de nature bosonique, à réaliser un condensat de Bose-Einstein, c'est-à-dire un ensemble d'atomes qui sont tous dans le même état quantique. Les atomes perdent ainsi leur individualité et sont tous décrits par une seule fonction d'onde.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans un champ de recherche moins à la mode aujourd'hui mais néanmoins fort intéressant : les *réseaux optiques*. Ce domaine, à la fois jeune (les premiers résultats expérimentaux datent de 1991) et dynamique, concerne des atomes presque immobiles, bien rangés et isolés de leurs voisins par suite de leur interaction avec des ondes lumineuses créant un potentiel qui impose son ordre aux atomes¹. On peut considérer les réseaux optiques comme des super-maquettes des réseaux cristallins habituels en appliquant les règles suivantes : les porteurs sont ici des atomes et non des électrons, les énergies de liaison sont dans le domaine du milli-kelvin au lieu de l'électronvolt, les dimensions caractéristiques sont de l'ordre du micron (à cause des longueurs d'onde utilisées) au lieu de l'Ångström. Insistons en outre sur le fait que dans les réseaux

1. Notons que des expériences analogues peuvent être réalisées avec des microsphères diélectriques [4].

optiques, le champ lumineux crée à la fois le potentiel dans lequel se déplacent les atomes et le refroidissement permettant de lier les atomes dans des puits de potentiel très peu profonds. Ajoutons également que l'on peut créer des réseaux optiques unidimensionnels, bidimensionnels ou tridimensionnels.

Les premières études sur les réseaux optiques ont porté sur la localisation des atomes dans les puits de potentiel et sur leur mouvement de vibration au fond des puits [5-8]. Quelques résultats ont également été obtenus sur les mécanismes de migration (diffusion) des atomes de puits en puits [9, 10] et sur les modes de propagation des atomes dans ces réseaux [11, 12]. Le chapitre I présente de façon détaillée les résultats théoriques et expérimentaux obtenus précédemment sur les réseaux optiques, ainsi que les méthodes expérimentales et numériques mises en œuvre pour les étudier.

Dans les réseaux optiques étudiés auparavant, les atomes étaient confinés dans des puits où ils oscillaient pendant plusieurs périodes avant d'effectuer une transition vers une autre courbe de potentiel. Ceci correspond au *régime oscillant*. La situation inverse (*régime sautant*), où l'atome effectue de nombreux sauts pendant une période d'oscillation, n'avait jamais été étudiée expérimentalement. Grâce à un nouveau choix pour la polarisation des faisceaux créant le réseau, cette situation est étudiée ici. Les résultats exposés dans le chapitre II montrent en particulier que l'efficacité du refroidissement est aussi bonne que dans les réseaux traditionnels : la température d'atomes de césium est sensiblement la même que dans les réseaux oscillants (voisine de $10 \mu\text{K}$) ; elle présente un comportement identique en fonction de l'intensité et du désaccord à résonance des faisceaux. On trouve aussi une bonne localisation des atomes au fond des puits de potentiel. La dynamique atomique, étudiée à l'aide de la transmission à travers le réseau d'un faisceau sonde supplémentaire de faible intensité, a permis d'observer l'oscillation des atomes sous l'influence de la *force moyenne* due à la contribution de toutes les courbes de potentiel. La largeur très fine des résonances est due à un effet de *rétrécissement par le mouvement*. Les propriétés des réseaux optiques soumis à un champ magnétique statique sont également étudiées, ainsi que la transition du régime oscillant au régime sautant.

Tous les réseaux étudiés auparavant étaient obtenus par superposition de plusieurs faisceaux laser (au moins quatre en dimension trois). On présente dans le chapitre III une nouvelle technique utilisant l'effet *Talbot*, où *deux* faisceaux seulement permettent de créer un réseau tridimensionnel. Dans cette méthode, un des faisceaux est transmis à travers un masque périodique ; la polarisation des faisceaux est linéaire et les deux polarisations sont orthogonales l'une à l'autre (il s'agit donc d'une généralisation simple de la fameuse configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$, introduite en 1989 par Jean Dalibard et Claude Cohen-Tannoudji). Les réseaux obtenus par cette méthode ont été étudiés avec des atomes de césium : ils ont

une bonne efficacité de refroidissement et ils permettent d'obtenir simplement des formes de potentiel qu'il serait extrêmement difficile, voire impossible, de réaliser avec la méthode traditionnelle.

Après avoir étudié les potentiels périodiques et quasi-périodiques [13], il était naturel d'envisager l'étude du comportement d'atomes dans des *potentiels aléatoires* dans l'espace mais statiques. Ces potentiels, indépendants du temps, sont créés en utilisant une figure de *tavelures*, ce qui permet d'obtenir un potentiel dont les propriétés *statistiques* sont bien connues. Plus précisément, on utilise une configuration à deux faisceaux semblable à celle présentée dans le chapitre III, un des faisceaux étant l'onde tavelée et l'autre une onde pratiquement plane. Le refroidissement d'atomes de césium dans de tels potentiels est étudié dans le chapitre IV. On y présente en particulier des mesures de la température et de la diffusion spatiale en fonction de la taille des grains de tavelures.

La souplesse que permettent les réseaux lumineux peut également être mise à profit pour engendrer des potentiels périodiques mais asymétriques, semblables à ceux existant dans les *moteurs moléculaires* où le déplacement résulte non pas de l'existence d'une force moyenne appliquée (elle est nulle) mais de la diffusion spatiale dans le potentiel qui n'est pas symétrique. Le chapitre V présente une expérience permettant d'obtenir ce type de potentiel avec des faisceaux lumineux et un champ magnétique statique. Un mouvement unidirectionnel d'atomes de rubidium dans un tel potentiel optique est mis en évidence. Les propriétés observées pour ce mouvement sont en bon accord avec les résultats d'une simulation numérique. On montre aussi que si les taux de transition sont déterminés par le bilan détaillé plutôt que par la physique atomique, le mouvement unidirectionnel cède la place à une diffusion isotrope. L'existence de ce mouvement, que l'on peut suivre à l'aide d'une caméra, apparaît donc comme une preuve macroscopique de l'absence d'équilibre thermodynamique pour les atomes refroidis par laser.

CHAPITRE I

DU REFROIDISSEMENT LASER AUX RÉSEAUX OPTIQUES

Ce chapitre est consacré à une présentation de quelques notions importantes dans le domaine des atomes refroidis par rayonnement laser, et plus particulièrement des réseaux optiques. Nous nous attacherons surtout à donner des idées physiques simples et renvoyons le lecteur aux références pour des développements plus détaillés.

Nous décrirons tout d’abord quelques mécanismes de refroidissement, en suivant une approche historique : le mécanisme de refroidissement Doppler [14, 15], qui a conduit à l’introduction des “mélasses optiques”, puis quelques mécanismes sub-Doppler, et en particulier le mécanisme baptisé “Sisyphé” [2] qui se situe à la genèse des réseaux optiques. Nous évoquerons ensuite brièvement de nouveaux mécanismes qui conduisent à des températures sub-recul, c’est-à-dire à une énergie cinétique moyenne inférieure à l’énergie de recul $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} = \hbar\omega_R$ (énergie cinétique associée à l’émission spontanée d’un photon pour un atome initialement au repos).

Dans la configuration de faisceaux unidimensionnelle appelée $\text{lin} \perp \text{lin}$, introduite par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji [2], le mécanisme Sisyphé engendre, outre des températures très froides, une localisation des atomes en des sites régulièrement répartis dans l’espace où leur énergie potentielle est minimum. C’est le premier et le plus simple exemple de réseau optique. Nous étudierons tout d’abord le régime de forte localisation des atomes, puis l’extension du modèle Sisyphé à d’autres transitions, et à des dimensions d’espace plus grandes. Nous envisagerons enfin l’effet d’un champ magnétique statique sur les atomes.

La dernière section sera consacrée à une présentation des méthodes d’étude des réseaux optiques, tant théoriques qu’expérimentales, ainsi que du montage expérimental utilisé. Nous y étudierons plus en détail les techniques utilisées dans la suite de ce travail.

I.A Le refroidissement d'atomes par laser

Tout processus de refroidissement d'un gaz d'atomes par la lumière est basé sur l'interaction matière-rayonnement, qui permet un échange de quantité de mouvement entre la lumière et les atomes et donc un transfert d'une partie de l'énergie cinétique des atomes au champ électro-magnétique. Il s'agit donc de préciser par quel mécanisme ce transfert se fait, afin de déterminer les possibilités et les limites du refroidissement.

I.A.1 Le mécanisme de refroidissement Doppler

Le mécanisme de refroidissement Doppler, proposé en 1975 par Hänsch et Schawlow [14], est basé sur l'utilisation des forces de pression de radiation.

Considérons par exemple un atome à deux niveaux, notés $|g\rangle$ et $|e\rangle$ respectivement pour le fondamental et l'excité. On note $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$ la différence d'énergie entre les deux niveaux atomiques, et Γ la largeur naturelle du niveau excité.

Cet atome est illuminé par une onde d'amplitude réelle E_0 et de fréquence $\omega_L = k_L c$ proche de la résonance atomique, c'est-à-dire telle que $|\Delta| = |\omega_L - \omega_0| \leq k_L \bar{v}$ où $k_L \bar{v}$ est l'élargissement Doppler de la transition dû à la vitesse moyenne \bar{v} des atomes.

Dans ce cas, l'atome peut absorber un photon en passant de $|g\rangle$ à $|e\rangle$, ou bien en émettre un pour passer, au contraire, de $|e\rangle$ à $|g\rangle$. Pour rendre compte du couplage entre l'atome et le rayonnement, on introduit le paramètre s , appelé paramètre de saturation, qui vaut

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{I.1})$$

où Ω est la pulsation de Rabi de ce système : $\Omega = -\frac{\mathcal{D}E_0}{\hbar}$, \mathcal{D} étant l'élément de matrice entre g et e du dipôle atomique. Le cas le plus simple est celui des faibles saturations ($s \ll 1$), où nous pouvons analyser l'effet du rayonnement perturbativement, en termes de processus élémentaires successifs de diffusion de photons. Dans ce cas, la plupart des atomes est dans le niveau fondamental et nous pouvons d'une certaine manière "oublier" le niveau excité. (Nous verrons plus loin ce que le terme "oublier" veut dire précisément.)

Nous décrirons le plus souvent l'interaction atome-champ dans le cadre de l'approximation semi-classique. Cette approximation consiste à ne traiter quantiquement que les degrés de liberté internes de l'atome, ses degrés de liberté externes (position et impulsion) étant traités classiquement. Bien entendu, ce traitement n'est raisonnable que si l'atome est suffisamment bien localisé dans l'espace des positions et des impulsions, c'est-à-dire

ici

$$\Delta z \ll \lambda_L \quad (\text{I.2})$$

$$\Delta v \ll \frac{\Gamma}{k_L} \quad (\text{I.3})$$

Dans les deux processus constitutifs de la diffusion : absorption et émission, la conservation de l'impulsion nous indique que l'impulsion Mv de l'atome doit être modifiée lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon puisque le rayonnement électro-magnétique transporte une impulsion $\hbar k_L$ par photon. La variation de la vitesse atomique à chaque processus est égale à $\frac{\hbar k_L}{M}$. Cette quantité est appelée vitesse de recul et notée v_R . Pour les alcalins que nous avons utilisés dans ce travail, le césium et le rubidium, v_R est de l'ordre de quelques mm/s (voir la table I.1 page 68).

Considérons dans un premier temps un atome illuminé par une seule onde plane progressive quasi-résonnante, dirigée selon $+z$. Il va successivement absorber un photon dans cette onde, avec un changement de vitesse $\Delta v = +v_R$, puis en émettre un, avec deux possibilités : l'émission stimulée et l'émission spontanée. Il est clair que les cycles d'absorption-émission stimulée ne modifient pas la vitesse de l'atome puisqu'alors le photon émis a exactement les mêmes caractéristiques que le photon absorbé ; le recul total encaissé par l'atome est donc nul. En revanche, dans un cycle de fluorescence, le photon est émis dans une direction aléatoire, si bien qu'en moyenne le recul dû à l'émission spontanée est nul et que globalement la vitesse de l'atome est modifiée à chaque cycle de $+v_R$. Ainsi, l'atome est poussé dans la direction de propagation de l'onde lumineuse par la force dite de pression de radiation, qui vaut

$$\mathcal{F}_{\text{diss}} = \Gamma \frac{s}{2(s+1)} \hbar \mathbf{k}_L \quad (\text{I.4})$$

Pour refroidir les atomes selon une dimension, il suffit alors de les illuminer avec deux ondes se propageant en sens opposés, de même amplitude E_L , de même fréquence ω_L désaccordée légèrement sur le rouge de la résonance atomique ($\Delta < 0$). Les atomes subissent alors une force qui est la somme de la pression de radiation de chaque faisceau. Pour un atome au repos, les deux pressions de radiation, dirigées en sens opposés, se compensent. En revanche, pour un atome en mouvement, l'onde se propageant dans le même sens que sa vitesse verra à cause du déplacement Doppler sa fréquence diminuée dans le référentiel propre de l'atome. Elle sera donc éloignée de résonance, tandis que par un effet symétrique la fréquence de l'onde contra-propageante sera rapprochée de résonance. Il s'ensuit un déséquilibre des deux forces, donc une force résultante qui s'oppose au mouvement de l'atome quand $\Delta < 0$. Plus précisément, la force totale subie par l'atome

est

$$\mathcal{F}_{\text{totale}} = \Gamma \left(\frac{s^-}{2(s^- + 1)} - \frac{s^+}{2(s^+ + 1)} \right) \hbar \mathbf{k}_L$$

Dans la limite des faibles saturations (faibles intensités laser ou grands désaccords Δ), on a $s/(s + 1) \simeq s$, et on peut encore écrire cette force

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{totale}} &\simeq \hbar \mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} (s^- - s^+) \\ &\simeq \hbar k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{\Omega^2/\Gamma^2}{(\Delta^2/\Gamma^2 + 1/4)^2} \mathbf{v} \end{aligned} \quad (\text{I.5})$$

Cette dernière expression est valable pour des vitesses faibles, c'est-à-dire telles que $k_L v \ll \sqrt{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$, donnant ainsi la valeur du coefficient de friction dû à la pression de radiation. Il faut tout de même noter que la vitesse perdue à chaque cycle d'absorption-émission spontanée est très faible (quelques mm/s pour le césium ou le rubidium), de telle sorte qu'il faut beaucoup de cycles pour refroidir l'atome notablement¹. Il est donc important que l'atome retombe toujours sur un niveau lui permettant d'absorber de nouveau un photon. Ceci nécessite une transition fermée, comme le système à deux niveaux conduisant à la formule I.5.

Bien entendu, il est possible de généraliser ce modèle à deux ou trois dimensions (2D ou 3D) en ajoutant autant de paires de faisceaux contrapropageants que nécessaire pour ralentir les atomes dans toutes les directions. A 3D, on obtient ainsi une "mélasse optique", où l'atome se déplace avec difficulté, comme englué dans une substance visqueuse. Il faut remarquer cependant que cette mélasse n'assure pas de force de rappel qui ramènerait les atomes au centre des faisceaux, si bien que la durée de vie d'un tel système est limitée. Après quelques tentatives astucieuses pour imaginer des configurations où les atomes subiraient à la fois une force de friction qui les refroidirait et une force de rappel qui les piégerait, on a découvert que le théorème d'Earnshaw avait son analogue optique [16]: il est impossible de piéger de manière stable des atomes à deux niveaux en utilisant seulement la pression de radiation dans une configuration statique. Nous verrons plus loin (§ I.C.3.3 p. 80) que le fait de considérer la multiplicité Zeeman des niveaux atomiques permet de contourner cette limitation.

Le mécanisme de refroidissement Doppler a été étudié en détail théoriquement [17-19], et nous en donnerons donc ici seulement les résultats principaux. Compte-tenu du mécanisme de refroidissement, basé sur les cycles d'absorption-émission spontanée, la

1. La constante de temps d'un processus élémentaire est très courte. Elle vaut Γ'^{-1} , où $\Gamma' = \Gamma s/2$, ce qui permet tout de même d'obtenir des temps de refroidissement raisonnables.

vitesse maximale des atomes pouvant être refroidis est de l'ordre de $\sqrt{\Delta^2 + \Gamma^2/4}/k_L$. Pour estimer la température d'équilibre des atomes, nous utilisons le modèle semi-classique où le processus de refroidissement est décrit par un coefficient de friction α et les processus de chauffage dus au caractère aléatoire de l'émission spontanée par un coefficient de diffusion en impulsion D [20]. L'équilibre entre ces deux effets antagonistes conduit à

$$k_B T = \frac{D}{\alpha} \quad (\text{I.6})$$

Pour le refroidissement Doppler, cette formule conduit à

$$k_B T_{\text{Doppler}} = -\frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{2\Delta}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2\Delta} \right) \quad (\text{I.7})$$

Ainsi, la température Doppler minimale est de l'ordre de $\hbar\Gamma/k_B$, qui vaut $250 \mu\text{K}$ pour l'atome de césium. Les premières expériences [21, 22] donnaient des résultats compatibles avec cette valeur. Mais rapidement, W. D. Phillips et ses collaborateurs ont montré, dans une expérience beaucoup plus précise [1] ensuite confirmée par d'autres [23, 24], que le mécanisme Doppler était insuffisant pour rendre compte à la fois des températures observées (comprises entre la température de recul $T_R = 2E_R/k_B$ et la température Doppler) et de leur variation avec le désaccord Δ et l'intensité des faisceaux. Peu après, J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji d'une part [2], S. Chu et ses collaborateurs d'autre part [3] ont expliqué indépendamment ce phénomène en introduisant dans leur modèle la polarisation de la lumière et les sous-niveaux Zeeman.

I.A.2 Mécanismes de refroidissement sub-Doppler

Les deux ingrédients clefs de ce nouveau modèle sont donc, pour le rayonnement, la prise en compte de sa polarisation, et pour l'atome, de la multiplicité Zeeman, c'est-à-dire les éléments qui sont à la base du pompage optique [25]. Voyons rapidement ce qui change dans la description de l'interaction atome-champ :

1. Le déplacement des niveaux d'énergie de l'atome dû au couplage avec le champ lumineux, appelé déplacement lumineux (ou effet Stark dynamique), vaut, dans le cas d'un atome à deux niveaux, pour le fondamental : $\hbar\Delta' = \hbar\Delta s/2$. Dans le cas d'un atome possédant plusieurs sous-niveaux Zeeman, la force du couplage est différente pour chaque sous-niveau, en fonction de la polarisation de la lumière. Plus précisément, dans le cas d'une polarisation simple on doit ajouter à la formule ci-dessus un coefficient de Clebsch-Gordan au carré, qui rend compte de la force du

couplage. On a représenté sur la figure I.1 les carrés de ces coefficients pour une transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$. Ainsi, on comprend bien que l'énergie d'un sous-niveau Zeeman donné peut varier dans l'espace si la polarisation ou l'intensité de la lumière change. Cette énergie apparaît pour les degrés de liberté externes de l'atome comme un potentiel extérieur, qu'on appelle en général "potentiel lumineux" ou "optique".

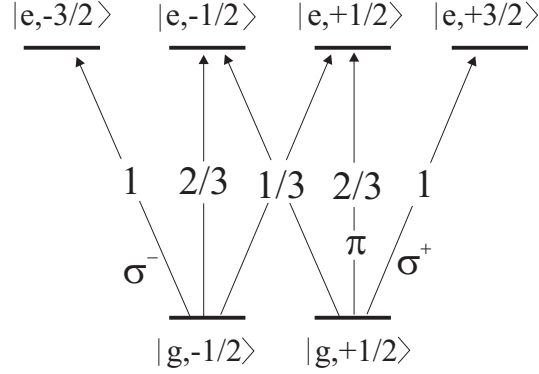


FIG. I.1 - Carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ (pour une transition $J \rightarrow J + 1$ les coefficients sont tous positifs). On a également indiqué la polarisation des photons couplant les différents niveaux.

2. L'absorption et l'émission de photons est soumise à la loi de conservation du moment cinétique, qui impose par exemple que l'absorption d'un photon de polarisation circulaire droite (σ^+) soit accompagnée d'un changement de sous-niveau Zeeman $\Delta m = m_e - m_g = 1$. Nous utilisons ici la notation généralement adoptée : m représente le sous-niveau Zeeman pour lequel la projection du moment cinétique \mathbf{J} sur l'axe de quantification vaut $m\hbar$ (*i.e.* $\langle m | J_z | m \rangle = m\hbar$), et nous y ajoutons un indice g (*resp.* e) pour désigner spécifiquement le niveau fondamental (*resp.* excité).

Ici encore, les probabilités d'absorption et d'émission spontanée sont reliées à la force du couplage, c'est-à-dire, pour chaque niveau et chaque polarisation, à un coefficient de Clebsch-Gordan. L'équilibre et la dynamique des diverses populations sont trouvés à partir des équations du pompage optique [26]. Par exemple, un atome illuminé par une onde polarisée σ^+ quasi-résonnante sur une transition $J_g \rightarrow J_g + 1$ va nécessairement aboutir dans l'état $|g, m_g = +J_g\rangle$ après une période transitoire : on dit qu'il a été pompé optiquement. Plus généralement, c'est l'interaction de l'atome avec le champ lumineux qui régit les populations stationnaires des différents sous-niveaux Zeeman *via* le pompage optique, et le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre est appelé temps de pompage optique.

Dans notre situation, c'est la combinaison de ces deux effets : déplacement lumineux et pompage optique, modulés spatialement, qui va permettre un refroidissement efficace.

I.A.2.1 La configuration lin \perp lin : le refroidissement Sisyph

Les configurations de faisceaux les plus répandues dans le développement des mélasses et des réseaux optiques sont des généralisations de la configuration unidimensionnelle (1D) appelée "lin \perp lin" [2]. Cette configuration consiste en deux ondes de même fréquence ω_L et de même amplitude E_0 , se propageant en sens opposés, polarisées linéairement perpendiculairement l'une à l'autre (voir fig. I.2) :

$$\mathbf{E}_1(z, t) = \frac{E_0}{2} (e^{i(k_L z - \omega_L t)} + c.c.) \mathbf{e}_x \quad (\text{I.8})$$

$$\mathbf{E}_2(z, t) = \frac{E_0}{2} (e^{i(-k_L z - \omega_L t + \phi)} + c.c.) \mathbf{e}_y \quad (\text{I.9})$$

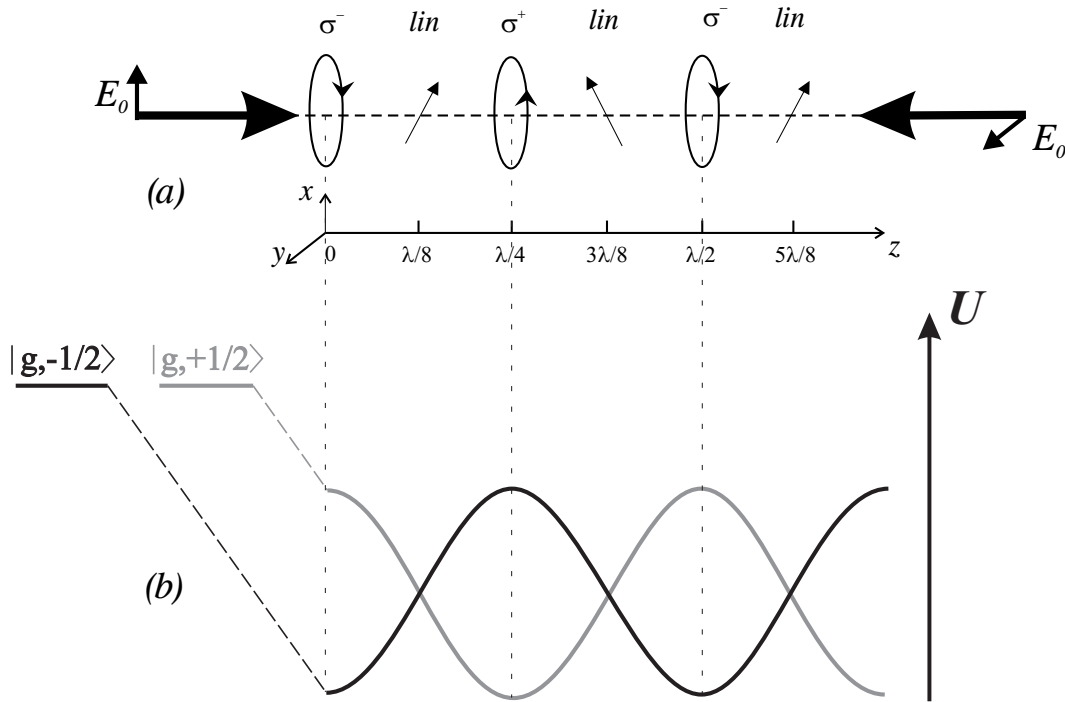


FIG. I.2 - (a) Configuration de faisceaux dite lin \perp lin, où on a indiqué la polarisation du champ électrique résultant de l'interférence entre les deux ondes. (b) Déplacements lumineux des états $|g, +1/2\rangle$ et $|g, -1/2\rangle$ pour une transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$.

Le champ électrique résultant est d'intensité² constante $I = 2E_0^2$, mais de polarisation variable le long de l'axe z . On peut en obtenir une expression assez pratique en le décomposant selon la base standard $\mathbf{e}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$ (l'axe de référence étant naturellement l'axe Oz de propagation des faisceaux):

$$\mathbf{E}_1(z, t) + \mathbf{E}_2(z, t) = (E_+(z)\mathbf{e}_+ + E_-(z)\mathbf{e}_-)e^{-i\omega t} + c.c. \quad (\text{I.10})$$

Pour une phase relative $\phi = -\pi/2$ (nous discutons au paragraphe I.B.3.1 page 43 le rôle de la phase relative des faisceaux), on obtient

$$\begin{cases} E_+(z) &= -i\frac{E_0}{2}\sqrt{2}\sin k_L z \\ E_-(z) &= \frac{E_0}{2}\sqrt{2}\cos k_L z \end{cases} \quad (\text{I.11})$$

Nous obtenons ainsi une polarisation purement circulaire tous les $\lambda_L/4$, alternativement σ^+ et σ^- . Analysons maintenant l'interaction de cette lumière avec un atome au repos possédant une transition atomique fermée $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ de fréquence ω_0 . Le champ lumineux de fréquence $\omega_L = \omega_0 + \Delta$ est supposé quasi-résonnant. En un point z de polarisation σ^+ , par exemple, l'atome a tendance à être pompé optiquement dans le niveau $|g, +1/2\rangle$. Ce niveau $|g, +1/2\rangle$ étant trois fois plus fortement couplé au champ électro-magnétique que le niveau $|g, -1/2\rangle$ (voir les coefficients de Clebsch-Gordan sur la figure I.1), le déplacement lumineux de $|g, +1/2\rangle$ sera le plus grand en valeur absolue. Pour un désaccord Δ négatif nous obtenons un minimum de potentiel pour ce niveau et un maximum pour l'autre (fig. I.2). A une distance $\lambda_L/4$ de là, la polarisation est circulaire opposée et le rôle des deux niveaux est échangé³. Nous avons représenté sur la figure I.2 le déplacement lumineux $U_+(z)$ (*resp.* $U_-(z)$) du niveau $|g, +1/2\rangle$ (*resp.* $|g, -1/2\rangle$) en fonction de la position z . Notons au passage qu'ici, comme toujours dans la suite de ce travail, le paramètre de saturation $s(\mathbf{r})$ dépend du point \mathbf{r} et des niveaux Zeeman considérés; ce que nous continuons à noter s correspond à la valeur de $s(\mathbf{r})$ au fond des puits de potentiel (c'est-à-dire pour une amplitude maximum du champ pour la transition ayant un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1).

L'action combinée des déplacements lumineux et du pompage optique implique que, pour un atome au repos (et pour un champ lumineux désaccordé sur le rouge de la transition atomique, *i.e.* $\Delta < 0$), le niveau d'énergie la plus basse est aussi le plus peuplé.

2. Nous définissons l'intensité comme le carré de l'amplitude maximale.

3. Dans le cas de la transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ et de la configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$, les sous-niveaux Zeeman sont états propres du déplacement lumineux, n'étant pas couplés entre eux du fait de l'absence de composante π du rayonnement. Ceci n'est pas vrai pour des transitions de moment cinétique plus élevé, ce qui nous amènera à distinguer dans la suite potentiels diabatiques et adiabatiques.

Si nous considérons maintenant un atome se mouvant avec une vitesse v non nulle le long de l'axe Oz , son état interne va devoir s'adapter aux modifications de polarisation de la lumière. Cependant, la réponse atomique n'est pas instantanée : le temps caractéristique est le temps de pompage optique $\tau_P \sim \Gamma'^{-1} \gg \Gamma^{-1}$. A cause de ce temps de réponse fini, il y a un décalage entre la polarisation lumineuse et la polarisation atomique. Il en résulte un transfert d'impulsion et d'énergie entre le champ et l'atome qui aboutit finalement à un refroidissement de l'atome.

Prenons par exemple un atome se déplaçant vers la droite (fig. I.3), et initialement en $z = 0$ dans l'état $|g, -1/2\rangle$. Cet atome, à mesure qu'il gravit la courbe de potentiel sur laquelle il se trouve, voit croître la composante de polarisation σ^+ ; son taux de pompage optique vers le niveau $|g, +1/2\rangle$ augmente donc jusqu'à atteindre son maximum en $z = \lambda_L/4$, où la polarisation de la lumière est σ^+ . Il a alors une très forte probabilité de passer dans l'autre niveau $|g, +1/2\rangle$, d'énergie potentielle inférieure. Pour peu que sa vitesse soit de l'ordre de $\Gamma'\lambda_L$, l'atome perd à chaque cycle une quantité d'énergie cinétique de l'ordre de $\hbar\Delta'$ au profit de son énergie potentielle, accroissement qui est à son tour emporté par le photon spontané émis⁴.

Une vision plus imagée de ce mécanisme où l'atome ne cesse de gravir des collines de potentiel rappelle le mythe grec du pauvre Sisyphe qui, condamné par Zeus pour son irrespect, devait pour toute l'éternité rouler une énorme pierre en haut d'une colline, d'où elle redescendait aussitôt. Heureusement pour nos atomes, le supplice s'arrête lorsqu'ils n'ont plus suffisamment d'énergie cinétique pour atteindre le haut de la colline : ils oscillent alors dans le puits de potentiel où ils sont piégés. Il faut cependant noter qu'ils sont localisés aux sites où leur interaction avec la lumière est maximale puisqu'ils effectuent sans cesse des cycles d'absorption-émission entre $|g, \pm 1/2\rangle$ et $|e, \pm 3/2\rangle$ selon la polarisation du site considéré. La fluorescence étant importante, on donne à ce type de réseau le nom de *réseau brillant*.

Un traitement semi-classique quantitatif de ce mécanisme est présenté par Jean Dalibard et Claude Cohen-Tannoudji dans leur article de 1989 [2], ou encore, de façon plus détaillée, par Claude Cohen-Tannoudji dans son cours de l'école d'été des Houches en 1990 [20]. Nous nous contenterons ici d'estimer les ordres de grandeur des coefficients de friction et de diffusion en impulsion liés à ce nouveau mécanisme afin d'en déduire la température d'équilibre.

La force radiative moyenne $\mathcal{F}_{\text{rad}} = -\Pi_- \nabla U_- - \Pi_+ \nabla U_+$ (Π_{\pm} représentant les populations stationnaires de chacun des niveaux $|g, \pm 1/2\rangle$), dans la limite des faibles vitesses, s'in-

4. En effet, ce photon est de fréquence plus élevée que le photon absorbé.

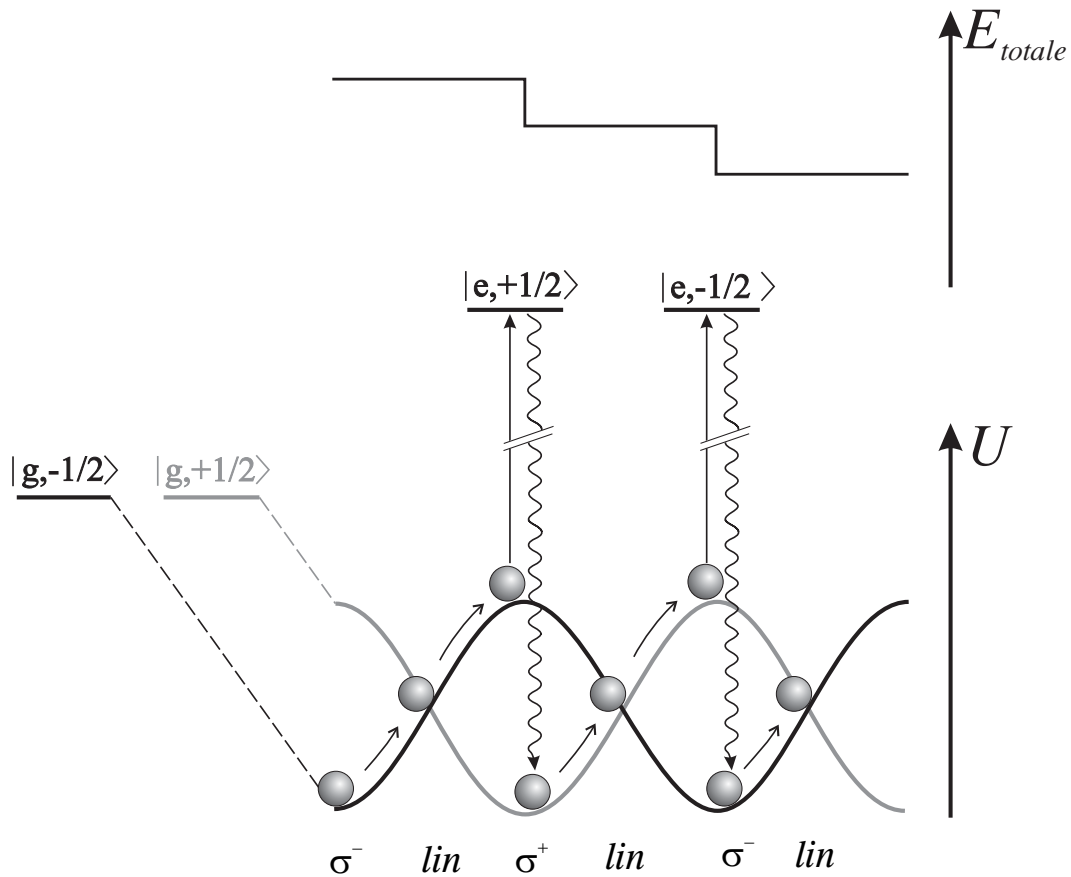


FIG. I.3 - Principe du mécanisme de refroidissement Sisyphus : l'atome gravit une colline de potentiel, transformant une partie de son énergie cinétique en énergie potentielle, puis subit un cycle de pompage optique dans lequel le photon spontané émis emporte ce surplus d'énergie potentielle. L'atome se retrouve donc au bas d'une vallée, avec la même énergie potentielle qu'au départ mais une énergie cinétique moindre. Ce processus se réitère jusqu'à ce que l'atome reste piégé dans un puits lorsque son énergie ne lui permet plus d'atteindre le sommet de la colline de potentiel. Pour visualiser le fait que c'est lors du pompage optique que l'énergie est dissipée, on a représenté en haut de la figure l'énergie totale de l'atome.

terprète comme une force de friction : $\mathcal{F}_{\text{rad}} \simeq -\alpha v$, α représentant donc le coefficient de friction. Pour en obtenir un ordre de grandeur, sachant que l'énergie dissipée par unité de temps vaut $\frac{dW}{dt} = -\mathcal{F}_{\text{rad}}v = \alpha v^2$, on remarque que le refroidissement se produit typiquement⁵ quand $v\tau_P \sim \lambda_L/4$, et qu'alors l'atome perd une énergie de l'ordre de $-\hbar\Delta'$ en un temps $\tau_P = \Gamma'^{-1}$. Alors $\frac{dW}{dt}$ peut encore s'écrire $\frac{dW}{dt} \sim -\hbar\Delta'\Gamma'$. On en déduit :

$$\alpha \sim -\hbar k_L^2 \frac{\Delta'}{\Gamma'} = -\hbar k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (\text{I.12})$$

En ce qui concerne le coefficient de diffusion en impulsion, trois contributions sont à prendre en compte dans les fluctuations de force subies par les atomes :

1. Les fluctuations dans l'impulsion emportée par les photons spontanés émis. Ceci conduit à une contribution au coefficient de diffusion $D_{\text{sp}} \sim \hbar^2 k_L^2 \Gamma'$.
2. Les fluctuations du nombre de photons absorbés dans chaque onde, qui conduisent également à $D_{\text{abs}} \sim \hbar^2 k_L^2 \Gamma'$.
3. Les fluctuations de la force dipolaire \mathcal{F}_{rad} , dont la valeur oscille entre $-\nabla U_-$ et $-\nabla U_+$ selon le niveau où se trouve l'atome. Cette contribution au coefficient de diffusion est de l'ordre de $D_{\text{dip}} \sim \hbar^2 k_L^2 \frac{\Delta'^2}{\Gamma'} = \hbar^2 k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \Delta'$.

Dès lors que nous sommes dans le régime habituel pour un refroidissement Sisyphé, c'est-à-dire le régime de faible saturation $s \ll 1$ et de grands désaccords $|\Delta| \gg \Gamma$, la troisième contribution devient prépondérante et l'on obtient

$$D \sim \hbar^2 k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \Delta' \quad (\text{I.13})$$

En substituant dans l'équation I.6 les équations I.12 et I.13, on parvient à une température d'équilibre

$$k_B T_{\text{Sisyphé}} = \frac{D}{\alpha} \sim -\hbar\Delta' \quad (\text{I.14})$$

En comparant les équations I.7 et I.14, on constate que les températures prédites par le mécanisme Sisyphé peuvent être beaucoup plus basses que les températures Doppler,

5. La vitesse de capture est beaucoup plus faible pour ce mécanisme que pour le refroidissement Doppler. Pour obtenir une efficacité optimale du refroidissement Sisyphé, il est expérimentalement nécessaire de disposer d'un ensemble d'atomes pré-refroidis. C'est une des fonctions du *piège magnéto-optique*, que nous étudions au paragraphe I.C.3.3 page 80.

qui sont pour le césium de l'ordre de $250 \mu\text{K}$, tandis que rien ne semble limiter en théorie les températures Sisyphé. En réalité, il existe évidemment une limite au refroidissement : en effet, nous avons négligé dans le traitement qui précède le recul encaissé par l'atome à chaque absorption ou émission de photon ; or ceci n'est valide que tant que cette énergie de recul E_R est petite devant la variation d'énergie cinétique due au changement de niveau interne $\hbar\Delta'$. On constate donc que la limite inférieure à la température induite par ce mécanisme doit être de l'ordre de la température de recul $T_R = 2E_R/k_B$, qui vaut 200 nK pour le césium. Une autre manière de parvenir à ce résultat est de remarquer que les atomes sont piégés dans des sites où ils ne cessent d'absorber et d'émettre des photons ; leur énergie cinétique moyenne ne peut donc être inférieure à l'énergie de recul.

Expérimentalement, on atteint effectivement dans un réseau 3D généralisant la configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D (voir §I.B.3 p. 42) des températures de l'ordre de $2 \mu\text{K}$ sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ du césium⁶, ce qui correspond à environ $10 T_R$ [27]. On peut même descendre jusqu'à 700 nK [28] moyennant une ouverture adiabatique du réseau.

Remarquons que dans cette configuration, les atomes sont piégés dans une structure de type antiferromagnétique, car le moment magnétique des atomes piégés est alternativement, tous les $\lambda_L/4$, dirigé selon $+z$ et $-z$. Nous présentons dans le paragraphe suivant une configuration permettant d'obtenir une structure ferromagnétique.

I.A.2.2 D'autres mécanismes sub-Doppler

Il existe bien entendu d'autres configurations de faisceaux et d'autres mécanismes permettant d'atteindre des températures sub-Doppler. Nous nous contenterons ici de les citer brièvement en renvoyant à des références plus détaillées.

- **Les mélasses** $\sigma^+ - \sigma^-$ [2, 29, 30] consistent en deux faisceaux contrapropageants, polarisés circulairement, orthogonalement l'un à l'autre. Ici encore l'intensité est constante, ainsi que l'ellipticité de la polarisation résultante : elle est linéaire et dessine selon Oz une hélice de pas λ_L . Les énergies des sous-niveaux Zeeman ne sont donc pas modulées dans l'espace (il n'y a pas d'effet Sisyphé), et c'est le décalage entre la distribution de population et la polarisation du champ qui permet seul le refroidissement. Notons que ce mécanisme est efficace sur une transition $J \rightarrow J + 1$, pour $J \geq 1$. La polarisation tournante crée pour un atome de vitesse v une différence de populations entre les niveaux $|g, +m_g\rangle$ et $|g, -m_g\rangle$ proportionnelle à v , ce qui

6. Nous n'avons pas encore traité la généralisation du mécanisme Sisyphé aux transitions "réelles", celles des atomes utilisés dans les expériences. Nous discutons ce point dans le paragraphe I.B p. 25.

conduit les atomes à être plus couplés à l'une des deux composantes de polarisation circulaire, donc à absorber plus de photons dans le faisceau se propageant dans la direction opposée à leur vitesse que dans l'autre (pour $\Delta < 0$).

Il faut noter une différence importante avec la configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$: bien que cette configuration conduise aussi à des températures froides, elle ne donne pas de localisation des atomes en des sites particuliers. Il s'agit d'une mélasse, et non d'un réseau.

- **L'effet M.A.S.E.** [31-34], pour Magnetically Assisted Sisyphus Effect, illustre bien la généralité du mécanisme Sisyphe. Ici, en effet, les deux faisceaux contrapropageants sont tous deux de polarisation circulaire droite et désaccordés sur le rouge d'une transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$. Ils engendrent donc une onde stationnaire dans laquelle tous les atomes sont pompés optiquement dans le niveau $|g, +1/2\rangle$, qui est toujours trois fois plus déplacé que $|g, -1/2\rangle$. Ce n'est qu'aux nœuds de l'onde que les deux déplacements sont égaux (et nuls !). En ajoutant un petit champ magnétique transverse, on permet, à ces endroits où les énergies potentielles des deux niveaux sont égales, un couplage entre les deux niveaux. L'atome qui a ainsi été transféré dans $|g, -1/2\rangle$ sera ensuite pompé optiquement dans $|g, +1/2\rangle$, perdant ainsi l'énergie potentielle correspondant à la différence d'énergie entre les deux courbes. On a ainsi grâce au champ magnétique recréé les conditions d'un mécanisme Sisyphe standard. De plus, comme les puits de potentiel sont tous de polarisation σ^+ , les atomes qui y sont localisés ont tous leur moment magnétique orienté selon $+z$: la structure créée est ferromagnétique.

I.A.3 Des températures sub-recul !

Les mécanismes étudiés ci-dessus mettent en évidence une limitation au refroidissement par laser : la température de recul T_R . En réalité cette limitation est liée au fait que pour piéger par la lumière, l'idée la plus simple consiste à piéger dans la lumière. On peut cependant s'affranchir de cette limite, à condition de piéger les atomes dans un état où ils n'absorbent plus de photons. Nous présentons ici deux mécanismes de refroidissement sub-recul qui ont été mis en œuvre expérimentalement avec succès.

Puisque refroidir un gaz consiste à ralentir les atomes les plus rapides sans accélérer les plus lents, deux aspects sont nécessaires à un refroidissement sub-recul : une *sélectivité* en vitesse et un *recyclage* des atomes rapides (sinon il s'agit d'une simple sélection et non d'un véritable refroidissement). Il faut donc que, d'une manière ou d'une autre, les atomes

rapides soient seuls couplés à la lumière.

I.A.3.1 Refroidissement Raman

Dans ce mécanisme [35], la sélectivité en vitesse est assurée par deux faisceaux contre-propageants, désaccordés de toute résonance atomique et dont la différence des fréquences est proche de celle d'une transition hyperfine. Des impulsions de lumière de fréquence et de largeur spectrale finement choisies permettent alors à une classe de vitesses bien déterminée d'effectuer un cycle Raman entre deux niveaux hyperfins du fondamental. Ces atomes sont ensuite repompés vers leur niveau initial, avec une chance, lors de l'émission spontanée, de parvenir en $v = 0$, d'où ils ne seront plus excités : c'est le mécanisme de recyclage évoqué ci-dessus. Une succession d'impulsions habilement choisie permet ainsi d'obtenir des températures jusqu'à deux ordres de grandeur en dessous de T_R [36] pour un refroidissement 1D. Ce mécanisme peut aussi se généraliser à plusieurs dimensions.

Il est bon de noter en outre que l'on peut, par le même mécanisme d'excitations Raman sélectives en vitesse, sonder la distribution d'impulsion d'un gaz pour mesurer sa température.

I.A.3.2 Piégeage cohérent de population sélectif en vitesse

Ce mécanisme⁷ est basé sur l'existence, pour des transitions du type $J \rightarrow J$ (avec J entier) et $J \rightarrow J - 1$, d'états non couplés à la lumière. Nous étudierons ces transitions plus en détail dans le paragraphe I.B.2.5, mais nous pouvons déjà remarquer, par exemple, qu'un atome dans l'état $|g, m_g = J\rangle$ soumis à un champ lumineux polarisé σ^+ ne peut pas absorber de photon, donc n'est pas couplé à cette lumière. Nous verrons plus loin que quelque soit l'expression et la polarisation du champ électrique, il existe pour ces transitions une combinaison linéaire des sous-niveaux Zeeman qui n'est pas couplée à la lumière.

Cependant, ces états ne sont en général pas états propres de l'impulsion, ce qui a pour conséquence, lorsque l'on prend en compte les degrés de liberté externes de l'atome, un couplage motionnel aux autres états qui, eux, sont couplés à la lumière. Pour certaines transitions (par exemple $1 \rightarrow 1$), il existe un état non couplé qui est également état propre de l'impulsion, donc du hamiltonien tout entier. Il suffit donc d'attendre qu'un atome tombe par hasard, lors d'une émission spontanée, dans cet état "noir", et il y restera en théorie éternellement, tandis que les autres atomes seront recyclés jusqu'à tomber eux

7. En Anglais, Velocity Selective Coherent Population Trapping (VSCPT).

aussi dans cet état. La distribution d'impulsion est alors composée de deux pics centrés en $\pm\hbar k_L$, dont la largeur donne la température. On a aussi récemment mis en évidence la possibilité de réaliser un transfert adiabatique permettant d'accumuler tous les atomes dans un seul des deux pics [37].

Ce mécanisme a été étudié en détail [38, 39] pour la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, la première utilisée. Dans cette configuration, tous les déplacements lumineux sont plats. Le refroidissement repose ainsi uniquement sur une marche au hasard dans l'espace des impulsions. La généralisation à plusieurs dimensions est donc un peu problématique, puisque la probabilité de tomber en un point donné diminue très vite avec la dimensionalité du problème. Plus récemment, on a utilisé la configuration lin θ lin [40, 41], dans laquelle les déplacements lumineux des états couplés sont modulés, ce qui autorise un pré-refroidissement Sisyphe, limitant ainsi la zone accessible aux atomes dans l'espace des impulsions. La conjonction de ces deux mécanismes permet d'atteindre des températures jusqu'à trois ordres de grandeur en dessous de la température de recul [42]. D'un point de vue théorique, l'approche semi-classique utilisée jusqu'à présent ne convient plus ici, et le formalisme des vols de Lévy constitue un traitement théorique statistique plus approprié [43].

I.B Refroidissement et localisation : les réseaux optiques

Nous avons mentionné rapidement plus haut (§I.A.2.1 p. 17) le fait que des atomes dans une configuration lin \perp lin, une fois refroidis, oscillent dans les puits de potentiel. Il s'agit donc d'un système où les atomes sont non seulement ralentis et refroidis, mais également localisés en des points régulièrement répartis dans l'espace. Par analogie avec la physique des solides, un ensemble d'atomes refroidis et piégés par la lumière selon un réseau périodique régulier est appelé *réseau optique*. La configuration lin \perp lin conduit au modèle le plus simple de réseau optique. Le but de cette section est de montrer la diversité de situations physiques offerte par l'extension de ce modèle à d'autres transitions atomiques et à d'autres configurations de faisceaux. Nous étudierons également l'effet d'un champ magnétique statique.

Abordant des configurations plus complexes que dans le modèle Sisyphe initial, le paramètre de saturation s au fond d'un puits de potentiel devient plus délicat à manier. C'est pourquoi nous utiliserons souvent le paramètre de saturation *par onde* s_0 , ainsi que le déplacement lumineux par onde $\Delta'_0 = \Delta \frac{s_0}{2}$. Ce paramètre est, par définition, relatif à une transition ayant un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1. Dans le cas de la configuration

Sisyphé 1D, la relation entre s et s_0 est particulièrement simple : $s = 2s_0$.

I.B.1 Localisation atomique : le régime de Lamb-Dicke

L'oscillation des atomes dans les puits de potentiel est une vision classique où l'atome dans son potentiel lumineux est vu comme une bille sur une tôle ondulée. Dans une version quantique de ce phénomène, les atomes occupent des niveaux vibrationnels quantifiés.

Pour un traitement plus quantitatif de la dynamique des atomes dans les puits de potentiel, il est commode d'effectuer un développement limité du potentiel au voisinage du fond d'un puits, et de n'en considérer que la partie harmonique. Pour un atome bien localisé, l'erreur commise est faible ; nous estimerons plus loin la plage de validité de cette approximation. Ainsi, au voisinage de $z = 0$, le potentiel U_- de l'état $|g, m_g = -1/2\rangle$, qui vaut $U_-(z) = 2\hbar\Delta'_0 (\cos^2 k_L z + \frac{1}{3} \sin^2 k_L z)$ pour la transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$, peut s'écrire

$$U_-(z) = \frac{2\hbar\Delta'_0}{3} [2 + \cos 2k_L z] \quad (\text{I.15})$$

$$\simeq \frac{2\hbar\Delta'_0}{3} [3 - 2(k_L z)^2] \quad (\text{I.16})$$

Rappelons que nous nous plaçons dans le régime de faible saturation ($s_0 \ll 1$) et de désaccord Δ grand devant Γ , de telle sorte que nous pouvons faire l'approximation $s_0 \propto E_0^2/\Delta^2 = I_0/\Delta^2$. En outre, Δ est négatif, ainsi donc que $\Delta'_0 = \Delta s_0/2$. Dans ces conditions, l'équation I.16 représente bien l'approximation harmonique du fond d'un puits de potentiel. La fréquence d'un oscillateur harmonique régi par l'équation I.16 vaut

$$\Omega_v = 2 \frac{\sqrt{-\frac{4}{3}\hbar\Delta'_0 E_R}}{\hbar} \quad (\text{I.17})$$

Notons que Ω_v dépend des paramètres laser par l'intermédiaire de Δ'_0 , qui est proportionnel à $I_0/|\Delta|$. On obtient donc $\Omega_v \propto \sqrt{\frac{I_0}{|\Delta|}}$.

Nous rappelons maintenant quelques résultats classiques des oscillateurs harmoniques qui pourront nous être utiles dans la suite : la fonction propre associée au nombre quantique de vibration n est notée $|n\rangle$ et a pour valeur propre $\hbar\Omega_v (n + \frac{1}{2})$. Les fonctions propres sont orthogonales entre elles et d'extension spatiale $\langle n|z^2|n\rangle = \frac{\hbar}{M\Omega_v} (n + \frac{1}{2})$.

Ainsi nous pouvons estimer la zone de validité de l'approximation harmonique : elle correspond à $\langle n|z^2|n\rangle \ll \lambda_L^2$, ce qui est vrai tant que $n \ll \hbar\Omega_v/E_R$. Cette zone correspond au régime *Lamb-Dicke*, régime où, comme nous le rappelons ci-dessous, la durée de vie

des niveaux vibrationnels est particulièrement longue (en termes classiques, la mémoire de la phase et de l'amplitude initiales se perd très lentement).

On peut aussi voir ceci de manière qualitative en observant que des atomes bien localisés au fond d'un puits σ^+ ne "voient" pratiquement pas de lumière σ^- , seule polarisation capable de les faire changer de courbe de potentiel. En outre, si la largeur de la fonction d'onde en z est faible ($k_L \Delta z \ll 1$), l'inégalité de Heisenberg impose que sa largeur en p soit grande : $\Delta p \gg \hbar k_L$. Cette inégalité conduit au fait que le changement d'impulsion survenant au cours d'un processus Raman spontané est petit par rapport à la largeur initiale de la fonction d'onde $\Psi_i(p)$, ce qui fait que le recouvrement de la fonction d'onde finale $\Psi_f(p)$ (très peu différente de $\Psi_i(p)$) avec l'une des fonctions d'onde harmoniques $\Psi_n(p)$ n'est conséquent que si $n = i$. On voit ainsi qualitativement que l'atome subissant un cycle de pompage optique a de très fortes chances de retomber dans son niveau quantique initial : la durée de vie d'un atome dans un niveau vibrationnel i peut donc être considérablement plus longue que le temps Γ'^{-1} séparant deux absorptions.

Un traitement plus quantitatif de cette durée de vie (voir la thèse de Christine Triché [44]) permet d'estimer chacune des contributions liées d'une part à la faible composante de polarisation opposée dans le puits, et d'autre part à la probabilité de transition Raman spontanée entre niveaux vibrationnels. On trouve que ces deux contributions à la largeur des niveaux sont du même ordre de grandeur qui vaut pour le niveau n : $\Gamma' \frac{2E_R}{\hbar\Omega_v} (n + \frac{1}{2})$. On appelle généralement le facteur $\frac{E_R}{\hbar\Omega_v}$ le facteur *Lamb-Dicke*. Ce facteur vaut couramment 10 à 100. Il faut bien comprendre néanmoins que cette réduction ne provient pas du tout d'une réduction du taux de diffusion de photons, mais du fait que la majorité des processus s'effectue de manière élastique [45].

On peut distinguer, au vu de cette analyse, deux régimes de fonctionnement d'un réseau optique : les régimes *oscillant* et *sautant*, selon que l'atome effectue ou non plusieurs périodes d'oscillations dans un puits avant d'être pompé optiquement vers un autre niveau. Nous venons de voir que dans le cas de la configuration lin \perp lin 1D, nous devons tenir compte du facteur de Lamb-Dicke $\frac{E_R}{\hbar\Omega_v}$, ce qui affine la condition du régime oscillant $\Gamma' \ll \Omega_v$ donnée initialement [46] en $\Gamma' \frac{E_R}{\hbar\Omega_v} \ll \Omega_v$. En utilisant l'équation I.17, nous voyons que cette dernière condition est équivalente à $\Gamma \ll |\Delta|$. En conséquence, les paramètres expérimentaux usuels nous placent presque toujours dans le régime oscillant.

Nous verrons dans le chapitre II que cette propriété est spécifique d'une polarisation circulaire de la lumière au fond des puits. En effet, une polarisation linéaire augmente beaucoup la diffusion inélastique de photons.

I.B.2 Généralisation à d'autres transitions

Jusqu'à présent nous n'avons considéré que la transition atomique $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$, en nous contentant de remarquer que cette transition est particulièrement simple puisque non seulement le niveau fondamental ne contient que deux sous-niveaux Zeeman, mais qu'en outre ces sous-niveaux, en l'absence de champ lumineux polarisé π , sont états propres du déplacement lumineux⁸. Ce paragraphe est destiné à étudier les généralisations possibles du modèle Sisyphe initial à d'autres transitions, tout en conservant pour l'instant la configuration de faisceaux 1D lin \perp lin.

En réalité, les atomes utilisés dans les expériences n'ont en général pas de transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$, mais plutôt $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (césium) ou $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (rubidium 87), pour ne citer que les transitions fermées $J \rightarrow J + 1$ de ces deux atomes. Comme on peut le voir sur la figure I.4, il existe des couplages Raman entre un sous-niveau Zeeman $|m\rangle$ et les niveaux $|m \pm 2\rangle$ (associés à la même parité de m).

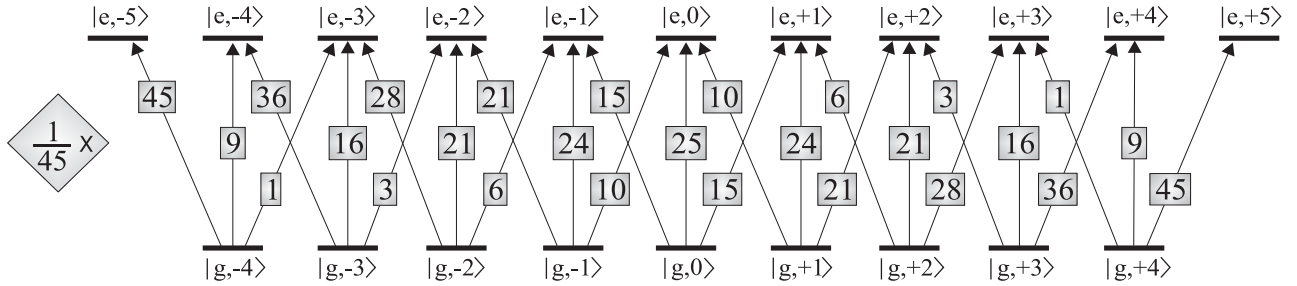


FIG. I.4 - Carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$.

La généralisation aux transitions de moment cinétique supérieur à $1/2$ n'est donc pas immédiate. En particulier, nous pouvons choisir deux types de potentiels différents pour décrire l'action de la lumière sur les atomes, chacun étant bien adapté à une approximation différente. Commençons par écrire l'opérateur déplacement lumineux, qui est la partie réactive du couplage atome-champ :

$$\hat{\Lambda}(\mathbf{r}) = \hbar\Delta'_0 \left[\hat{\mathbf{d}}^- \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^*(\mathbf{r}) \right] \left[\hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}) \right] \quad (\text{I.18})$$

où on a écrit le champ électrique total

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E_0 (\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} + c.c.) \quad (\text{I.19})$$

8. Nous abordons dans le paragraphe I.B.3 la question d'une éventuelle polarisation π de la lumière.

et où $\hat{\mathbf{d}}^+$ (*resp.* $\hat{\mathbf{d}}^-$) est la partie montante (*resp.* descendante) du dipôle atomique réduit : en effet, l'opérateur dipôle atomique \mathbf{d} peut s'écrire

$$\mathbf{d} = \mathcal{D} \left(\hat{\mathbf{d}}^+ + \hat{\mathbf{d}}^- \right) \quad (\text{I.20})$$

avec, dans la base standard⁹

$$\mathcal{D} = \frac{\langle J_e \| \mathbf{d}^+ \| J_g \rangle}{\sqrt{2J_e + 1}} \quad (\text{I.21})$$

$$\langle J_e, m_e | \hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \mathbf{e}_q | J_g, m_g \rangle = \langle J_e, m_e | J_g, 1, m_g, q \rangle \quad \text{avec } q = 0, \pm 1 \quad (\text{I.22})$$

I.B.2.1 Introduction

L'évolution hamiltonienne des observables atomiques est régie par le hamiltonien

$$H = \frac{P^2}{2M} + \Lambda(\mathbf{R}) \quad (\text{I.23})$$

qui est la somme de l'énergie cinétique et du déplacement lumineux. Pour résoudre l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d|\Psi\rangle}{dt} = H|\Psi\rangle \quad (\text{I.24})$$

on peut décomposer $|\Psi\rangle$ selon plusieurs bases. Si on choisit la base $|\mu(\mathbf{R})\rangle$ qui diagonalise $\Lambda(\mathbf{R})$, on aboutit naturellement aux potentiels adiabatiques $U_\mu(\mathbf{R}) = \langle \mu(\mathbf{R}) | \Lambda(\mathbf{R}) | \mu(\mathbf{R}) \rangle$. Si on choisit une base indépendante de la position \mathbf{R} , par exemple les sous-niveaux Zeeman $|m\rangle$ relatifs à un axe donné, on est amené à utiliser les potentiels diabatiques $U_m(\mathbf{R}) = \langle m | \Lambda(\mathbf{R}) | m \rangle$. Bien entendu, on peut résoudre l'équation de Schrödinger dans n'importe quelle base et au niveau des principes, il importe peu de choisir une base plutôt qu'une autre. Cependant, lorsque l'équation de Schrödinger est résolue de façon approchée, une base peut s'imposer parce que l'on minimise les erreurs en faisant les calculs dans cette base. Ce sont ces points que nous développons dans les paragraphes suivants.

I.B.2.2 Potentiels adiabatiques

La démarche la plus naturelle consiste à diagonaliser l'opérateur déplacement lumineux dans la base des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental¹⁰. On obtient ainsi $2J + 1$

⁹. \mathcal{D} est appelé *élément de matrice réduit* du dipôle atomique.

¹⁰. Nous décrivons dans le §I.C.1 la démarche suivie pour éliminer l'état excité des équations.

courbes de potentiel appelées *adiabatiques*, qui sont représentées sur la figure I.6(a) pour une transition $J = 4 \rightarrow J' = 5$. On remarque la similitude de ces courbes avec le cas de la transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$. En particulier, on note une alternance, tous les $\lambda_L/4$, de puits de polarisation σ^+ et σ^- : le mécanisme Sisyphe s'applique de la même manière ici, voire mieux puisqu'au refroidissement obtenu par passage d'un puits à l'autre peut s'ajouter un refroidissement local [47], schématisé sur la figure I.5.

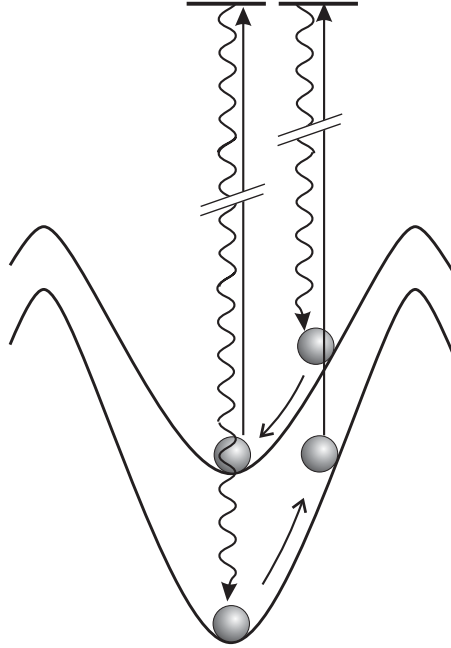


FIG. I.5 - *Principe du refroidissement local se produisant pour une transition $J \rightarrow J + 1$ avec $J \geq 2$. On a représenté les deux niveaux de plus basse énergie. C'est la différence de raideur entre les deux puits qui assure ici le refroidissement.*

Bien sûr, les états propres correspondant aux potentiels adiabatiques sont des combinaisons linéaires des sous-niveaux Zeeman qui dépendent du point considéré. Par exemple, l'état propre associé à la nappe inférieure est purement $|m = +4\rangle$ dans les puits σ^+ , et purement $|m = -4\rangle$ dans les puits σ^- . Entre ces deux points particuliers, il est combinaison linéaire de $|m = \pm 4\rangle$, $|m = \pm 2\rangle$ et $|m = 0\rangle$.

Plus précisément, on peut écrire

$$\Lambda(\mathbf{R}) = \sum_{\mu} U_{\mu}(\mathbf{R}) |\mu(\mathbf{R})\rangle \langle \mu(\mathbf{R})| \quad (\text{I.25})$$

où $|\mu(\mathbf{R})\rangle$ et $U_{\mu}(\mathbf{R})$ dépendent simultanément de la position \mathbf{R} de l'atome. Si nous

décomposons le vecteur d'état $|\Psi\rangle$ sur la base $|\mu(\mathbf{R})\rangle$:

$$|\Psi\rangle = \sum_{\mu} b_{\mu}(\mathbf{R}) |\mu(\mathbf{R})\rangle \quad (\text{I.26})$$

et que nous reportons les expressions I.25 et I.26 dans l'équation de Schrödinger, nous trouvons pour les $b_{\mu}(\mathbf{R})$ des équations qui diffèrent de celles que l'on aurait intuitivement envie d'écrire :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} b_{\mu} = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2 b_{\mu}}{\partial z^2} + U_{\mu} b_{\mu} \quad (\text{I.27})$$

parce que $|\mu(\mathbf{R})\rangle$ dépend de l'espace et que donc $P^2/2M$ ne commute pas avec $|\mu(\mathbf{R})\rangle \langle \mu(\mathbf{R})|$. Les termes supplémentaires de l'équation de Schrödinger sont de la forme

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{\partial b_{\nu}}{\partial z} \langle \mu(\mathbf{R}) | \frac{\partial}{\partial z} \nu(\mathbf{R}) \rangle \quad (\text{I.28})$$

Ils correspondent à ce que l'on appelle le couplage motionnel (ou non-adiabatique). Ils sont à l'origine du couplage entre les multiplicités μ et ν . Leur ordre de grandeur est $\hbar \langle \frac{P}{M} \rangle / \lambda_L$, c'est-à-dire $\hbar k_L v$ où v est la vitesse de l'atome.

Si $\hbar k_L v \ll |U_{\mu} - U_{\nu}|$, il est légitime de négliger ces termes supplémentaires. On se place alors dans le cadre de l'approximation adiabatique où la dynamique est régie par les équations I.27.

L'approximation adiabatique est valable si les atomes n'atteignent pas les points de croisement ou d'anti-croisement du potentiel, ou du moins pas avec une vitesse trop élevée. Dans le cas du réseau lin \perp lin 1D considéré jusqu'ici, cette approximation semble donc raisonnable puisque les atomes sont essentiellement localisés au fond des puits de potentiel, loin des anti-croisements.

I.B.2.3 Potentiels diabatiques

Si on choisit une base fixe, par exemple les sous-niveaux Zeeman $|m\rangle$, l'opérateur déplacement lumineux $\Lambda(\mathbf{R})$ ne sera en général pas diagonal dans cette base :

$$\Lambda(\mathbf{R}) = \sum_m U_m(\mathbf{R}) |m\rangle \langle m| + \sum_{m \neq n} U_{mn}(\mathbf{R}) |m\rangle \langle n|$$

Les éléments diagonaux $U_m(\mathbf{R})$ sont appelés potentiels *diabatiques*. Ils dépendent bien sûr du choix de la base. Une telle opération suppose donc que l'on ait choisi un axe de

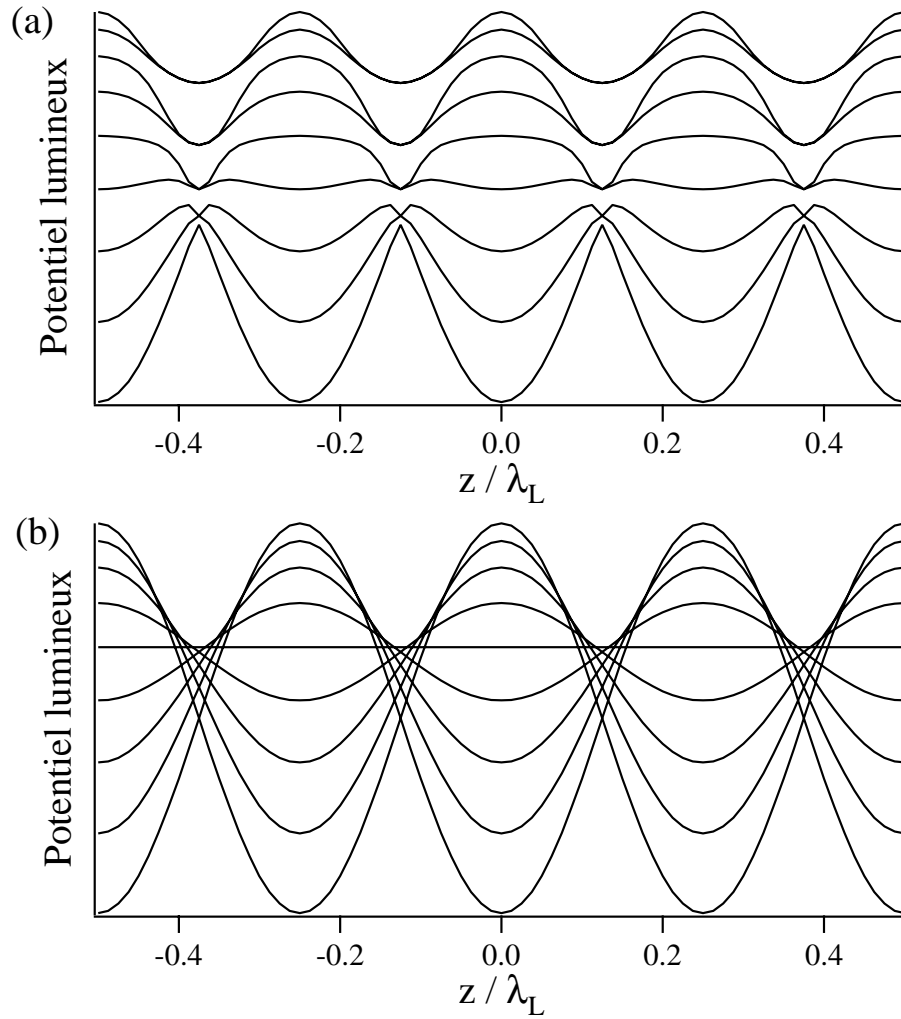


FIG. I.6 - Potentiel lumineux sur une transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ dans la configuration $lin \perp lin$; (a) potentiel adiabatique, obtenu par diagonalisation de l'opérateur déplacement lumineux, et (b) potentiel diabatique, obtenu en retenant les termes diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux dans la base des états Zeeman. En dehors des points d'anti-croisement ces deux potentiels sont assez similaires pour cette configuration.

quantification “raisonnable” (qui minimise le rôle des termes non-diagonaux $U_{mn}(\mathbf{R})$), ce qui peut sembler une difficulté sérieuse. Heureusement, un tel choix ne pose souvent guère de problème puisque la plupart du temps on choisit l’axe de quantification comme celui naturellement imposé par la polarisation de la lumière à l’endroit où les atomes sont localisés. Par exemple, dans un réseau lin \perp lin 1D, la polarisation de la lumière étant circulaire (par rapport à l’axe Oz de propagation) au fond des puits de potentiel, il est logique de choisir comme base les sous-niveaux Zeeman $|J, m\rangle$, où $m\hbar$ est une valeur propre de J_z . Les potentiels diabatiques pour la transition $J = 4 \rightarrow J' = 5$ sont représentés figure I.6(b). On peut remarquer qu’en dehors des points d’anti-croisements, ils sont très similaires aux potentiels adiabatiques (fig. I.6(a)). En particulier, les courbures au voisinage du fond d’un puits pour les deux types de potentiel sont pratiquement identiques pour des transitions de moment cinétique élevé (dans le cas du césium par exemple elles diffèrent de 5 %) [44, 48].

Quand on écrit l’équation de Schrödinger dans une base diabatique, il n’y a pas de couplage motionnel puisque $\frac{d}{dz}|m\rangle = 0$. En revanche, les éléments non diagonaux U_{mn} couplent des multiplicités différentes. L’approximation diabatique consiste à négliger ces termes. Pour qu’elle soit légitime, il faut que

$$|U_{mn}| \ll |U_m - U_n| \quad (\text{I.29})$$

En effet, cette condition assure

1. que la forme des potentiels est correctement décrite par ces potentiels diabatiques. En particulier les fréquences de vibration sont très voisines de celles trouvées avec les potentiels adiabatiques.
2. que la probabilité de transition de $|m\rangle$ à $|n\rangle$ durant un temps de pompage optique Γ'^{-1} est faible. On peut en effet vérifier que cette probabilité de transition qui a pour ordre de grandeur

$$P_{m \rightarrow n}(\Gamma'^{-1}) = \frac{|U_{mn}|^2}{|U_{mn}|^2 + (U_m - U_n)^2} \sin^2 \left[\frac{\sqrt{|U_{mn}|^2 + (U_m - U_n)^2}}{\Gamma'} \right]$$

est telle que $P_{m \rightarrow n}(\Gamma'^{-1}) \ll 1$ lorsque la condition I.29 est vérifiée.

L’approximation diabatique n’est pas valide près des points de croisement des courbes de potentiel. Cependant, si ces points sont très rarement atteints par les atomes (ce qui est le cas, par exemple, dans les réseaux 1D lin \perp lin), cela ne constitue pas une réelle restriction à l’utilisation de cette approximation.

I.B.2.4 Les potentiels adiabatiques améliorés : le potentiel topologique

Comme nous l'avons indiqué au § I.B.2.2, le hamiltonien exact

$$H = \frac{P^2}{2M} + \sum_{\mu} U_{\mu}(\mathbf{R}) |\mu(\mathbf{R})\rangle \langle \mu(\mathbf{R})| \quad (\text{I.30})$$

est délicat à manier à cause de la dépendance spatiale des états $|\mu(\mathbf{R})\rangle$. Une façon élégante de contourner ce problème est d'appliquer au système une transformation unitaire T de manière à ce que les vecteurs d'état soient fixes. En quelque sorte, la transformation unitaire doit transformer une base adiabatique en une base diabatique. Considérons la transformation

$$T = \sum_{\mu} |m\rangle \langle \mu(\mathbf{R})| \quad (\text{I.31})$$

où un état adiabatique $|\mu(\mathbf{R})\rangle$ est associé à un état diabatique $|m\rangle$. (Dans le cas de la configuration 1D lin \perp lin, on choisira par exemple les états $|m\rangle$ coïncidant avec les états $|\mu(\mathbf{R})\rangle$ au fond des puits σ^- .) Le hamiltonien transformé s'écrit, puisque T ne dépend pas explicitement du temps [49]:

$$H' = THT^{\dagger}$$

Le potentiel lumineux se transforme en

$$T\Lambda(\mathbf{R})T^{\dagger} = \sum_{\mu} U_{\mu}(\mathbf{R}) |m\rangle \langle m|$$

Pour trouver comment est transformée l'énergie cinétique, calculons au préalable le commutateur $[T, P]$:

$$[T, P] = i\hbar \frac{\partial T}{\partial z}$$

soit

$$TP - PT = i\hbar \sum_{\mu} |m\rangle \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right)$$

d'où on trouve la transformée de P :

$$TPT^{\dagger} = P + i\hbar \sum_{\mu, \nu} |m\rangle \langle n| \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\nu(\mathbf{R})\rangle$$

L'énergie cinétique dans la nouvelle représentation est donc égale à

$$T \frac{P^2}{2M} T^{\dagger} = \frac{1}{2M} \left[P + i\hbar \sum_{\mu, \nu} |m\rangle \langle n| \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\nu(\mathbf{R})\rangle \right]^2$$

En développant cette expression, on voit apparaître les termes correctifs dus au couplage motionnel mentionné dans le § I.B.2.2. Nous ne suivons pas exactement cette démarche et introduisons en suivant [50] une quantité analogue au potentiel vecteur

$$A_t = i\hbar \sum_{\mu} |m\rangle \langle m| \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\mu(\mathbf{R})\rangle$$

Introduisons également

$$W = i\hbar \sum_{\mu \neq \nu} |m\rangle \langle n| \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\nu(\mathbf{R})\rangle$$

Il vient

$$T \frac{P^2}{2M} T^\dagger = K + C$$

avec

$$K = \frac{1}{2M} (P + A_t)^2 + \frac{\sum_{\mu} \langle m| W^2 |m\rangle |m\rangle \langle m|}{2M} \quad (\text{I.32})$$

$$C = \frac{1}{2M} [(P + A_t) W + W (P + A_t)] + \frac{W^2 \sum_{\mu} |m\rangle \langle m| \langle m| W^2 |m\rangle}{2M} \quad (\text{I.33})$$

C représente les termes de couplage motionnel qui couplent deux multiplicités différentes. Le second terme de I.32, $U_t = \frac{1}{2M} \sum_{\mu} |m\rangle \langle m| \langle m| W^2 |m\rangle$, s'apparente à un potentiel scalaire. Il peut être transformé en

$$\begin{aligned} U_t &= -\frac{\hbar^2}{2M} \sum_{\mu} |m\rangle \langle m| \sum_{\nu} \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\nu(\mathbf{R})\rangle \left(\frac{d}{dz} \langle \nu(\mathbf{R})| \right) |\mu(\mathbf{R})\rangle \\ &= \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{\mu} |m\rangle \langle m| \sum_{\nu} \left| \left(\frac{d}{dz} \langle \mu(\mathbf{R})| \right) |\nu(\mathbf{R})\rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{I.34})$$

puisque

$$\begin{aligned} \langle \nu(\mathbf{R}) | \mu(\mathbf{R}) \rangle &= 0 \\ \text{d'où } \left(\frac{d}{dz} \langle \nu(\mathbf{R})| \right) |\mu(\mathbf{R})\rangle &= -\langle \nu(\mathbf{R})| \left(\frac{d}{dz} |\mu(\mathbf{R})\rangle \right) \end{aligned}$$

Les quantités A_t et U_t sont appelées potentiels topologiques. Ces termes diagonaux qui ne provoquent pas de transfert entre multiplicités différentes doivent être ajoutés aux potentiels adiabatiques. Ces potentiels topologiques ne dépendent pas des paramètres laser (intensité et désaccord) mais seulement de la géométrie de faisceaux et de la transition atomique considérées. Ils ne dépassent guère, en ordre de grandeur, quelques E_R .

C'est pourquoi dans l'étude de la dynamique des réseaux dits "brillants", où les atomes se trouvent dans des potentiels profonds de plusieurs centaines, voire plusieurs milliers d'énergies de recul, on néglige toujours la contribution du potentiel topologique. Nous verrons dans le paragraphe I.B.2.5 que dans le cas des transitions noires ou grises, le potentiel topologique peut être la seule interaction à laquelle soient soumis les atomes.

Si les conditions de l'approximation adiabatique sont vérifiées (c'est-à-dire précisément si $|C_{mn}| \ll |U_\mu - U_\nu|$), il est alors légitime de résoudre une équation de Schrödinger par multiplicité en prenant dans chaque multiplicité un potentiel correspondant à la somme du potentiel adiabatique et du potentiel topologique.

I.B.2.5 Cas particulier des transitions $J \rightarrow J$ avec J entier et $J \rightarrow J - 1$: les mélasses grises

Les considérations des précédents paragraphes sont valables pour toutes les transitions atomiques. Cependant les transitions du type $J \rightarrow J$ (J entier) ou $J \rightarrow J - 1$ présentent une particularité : celle de posséder un voire deux états non couplés à la lumière [51]. On a vu par exemple au paragraphe I.A.3.2 qu'un atome dans l'état $|g, m_g = +J\rangle$ n'est pas sensible à une lumière polarisée σ^+ , puisqu'il n'existe pas d'état $|e, m_e = J + 1\rangle$ auquel il soit couplé.

On peut établir ce résultat pour une polarisation et une transition quelconques en généralisant la démarche suivie par Christine Triché dans sa thèse [44]. Remarquons simplement qu'un choix habile de l'axe de référence permet de simplifier la démonstration.

- Dans le cas d'une **polarisation linéaire** de la lumière, on choisit la direction de la polarisation comme axe de référence. Chaque sous-niveau Zeeman du fondamental n'est alors couplé qu'au sous-niveau Zeeman de l'état excité de même nombre quantique magnétique m . On peut dès lors conclure que

1. pour une transition $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$ et pour J entier l'état $|g, m = 0\rangle$ n'est pas couplé à la lumière (fig. I.7). En effet, pour les transitions de ce type les coefficients de Clebsch-Gordan correspondant à un champ lumineux π valent [52]

$$(J, 1; m, 0 | J, 1; J, m) = \frac{m}{\sqrt{J(J+1)}}$$

On peut en revanche noter qu'il n'existe pas d'état non-couplé si J est demi-entier.

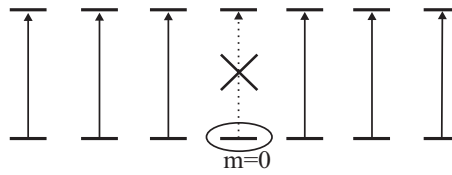


FIG. I.7 - Couplages lumineux dans un champ polarisé π pour une transition $J \rightarrow J$ avec J entier. Le coefficient de Clebsch-Gordan couplant le sous-niveau Zeeman $m = 0$ du fondamental à son homologue de l'état excité est nul.

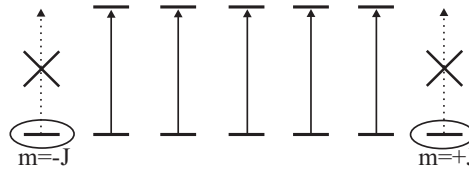


FIG. I.8 - Couplages lumineux dans un champ polarisé π pour une transition $J \rightarrow J - 1$. Les sous-niveaux du fondamental de nombre quantique magnétique $m = \pm J$ ne sont couplés à aucun état excité.

2. pour une transition $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} - \mathbf{1}$ les deux sous-niveaux Zeeman $|g, m = \pm J\rangle$ sont non-couplés (fig. I.8).
- Si la polarisation de la lumière est **elliptique**, on choisit l'axe de référence perpendiculaire au plan où tourne la polarisation. On peut alors écrire le champ lumineux comme somme de deux composantes de polarisations circulaires droite et gauche que nous notons ici ε^+ et ε^- respectivement.

Un sous-niveau Zeeman du fondamental, de nombre quantique magnétique m , est alors couplé aux sous-niveaux de l'état excité de nombre quantique magnétique $m \pm 1$, s'ils existent. Par conséquent, un sous-niveau Zeeman du fondamental n'est couplé par la lumière qu'à des sous-niveaux du fondamental de nombre quantique magnétique de même parité. Il vient alors qu'on peut décomposer l'espace des sous-niveaux du fondamental en deux sous-espaces indépendants, engendrés par les sous-niveaux Zeeman de m pair (*resp.* impair).

1. Pour une transition $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$ avec J entier, le système de niveaux se décompose en un sous-système en V multiple et un sous-système en Λ multiple (fig. I.9), indépendants l'un de l'autre. Le sous-système en V multiple couple les J sous-

niveaux du fondamental du type $J + 1 - 2i$ (i entier) aux $J + 1$ sous-niveaux de l'état excité du type $J - 2i$; *vice versa*, le sous-système en Λ multiple couple les $J + 1$ sous-niveaux du fondamental du type $J - 2i$ aux J sous-niveaux de l'état excité du type $J + 1 - 2i$.

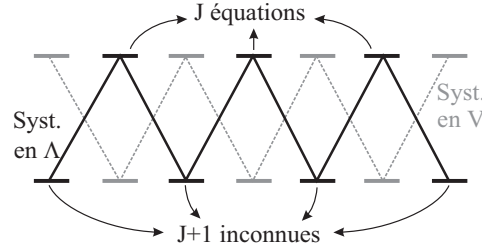


FIG. I.9 - *Couplages lumineux dans un champ lumineux de polarisation elliptique pour une transition $J \rightarrow J$ avec J entier. L'état non-couplé appartient au sous-système en Λ multiple.*

Une fonction d'onde $|\psi\rangle$ quelconque du fondamental peut se décomposer selon la base des sous-niveaux Zeeman :

$$|\psi\rangle = \sum_{m=-J}^{+J} \alpha_m |g, m\rangle \quad (\text{I.35})$$

La démarche générale pour déterminer l'existence d'un état non-couplé à la lumière consiste à écrire que le couplage lumineux de cet état $|\psi\rangle$ à chacun des sous-niveaux Zeeman de l'état excité doit être nul. En considérant séparément chacune des sous-familles décrites ci-dessus, on obtient pour la famille correspondant au V multiple un système linéaire homogène de $J + 1$ équations à J inconnues, dont deux équations n'impliquent qu'une seule des inconnues. Il n'existe donc pas de solution non nulle à ce système. En revanche, pour la famille correspondant au Λ multiple on obtient un système homogène de J équations à $J + 1$ inconnues : l'espace des solutions est de dimension au moins 1, c'est-à-dire qu'il existe un état non-couplé à la lumière.

Notons encore que dans le cas d'une transition $J \rightarrow J$ de moment cinétique J demi-entier, les deux sous-systèmes indépendants sont de même forme, que l'on peut qualifier de N multiple (fig. I.10). Ainsi ils couplent tous deux $J + \frac{1}{2}$ sous-niveaux du fondamental à $J + \frac{1}{2}$ sous-niveaux de l'état excité. On obtient donc pour chaque sous-famille, par la même démarche que pour les J entiers, un système linéaire homogène de $J + \frac{1}{2}$ équations à $J + \frac{1}{2}$ inconnues, dont les

coefficients sont proportionnels aux composantes de polarisation circulaire du champ lumineux, ε^\pm . On vérifie aisément qu'il n'existe pas de solution non nulle à ce système, sauf si l'une des composantes de polarisation est nulle, c'est-à-dire si la polarisation de la lumière est circulaire.

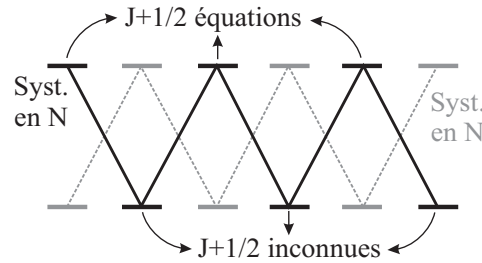


FIG. I.10 - *Couplages lumineux dans un champ lumineux de polarisation elliptique pour une transition $J \rightarrow J$ avec J demi-entier. Les deux sous-systèmes sont de même forme — en N multiple — et ne soutiennent aucun état non-couplé sauf pour une polarisation circulaire de la lumière.*

2. Dans le cas d'une transition $J \rightarrow J - 1$, les deux sous-systèmes sont du type Λ multiple (fig. I.11), et ce, que J soit entier ou demi-entier. Le raisonnement suivi ci-dessus s'applique également ici, et on peut donc conclure que chaque sous-famille contient un état non-couplé.

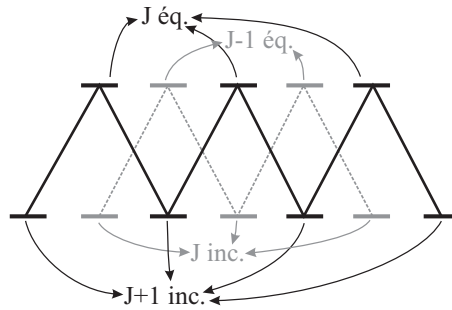


FIG. I.11 - *Couplages lumineux dans un champ lumineux de polarisation elliptique pour une transition $J \rightarrow J - 1$. Les deux sous-systèmes sont du type Λ multiple et contiennent chacun un état non-couplé.*

En résumé, nous avons montré qu'une transition $J \rightarrow J$ abrite un état non-couplé, quelle que soit la polarisation de la lumière si J est entier, et seulement pour une pola-

risation circulaire si J est demi-entier. Quant à la transition $J \rightarrow J - 1$, elle abrite deux états non-couplés quelle que soit la polarisation, et ce que J soit entier ou demi-entier.

Explicitons l'expression de l'état non couplé dans le cas particulier de la transition $J = 1 \rightarrow J' = 1$ (transition étudiée en particulier dans [41]) : si l'on écrit le champ électrique résultant de l'interférence entre un nombre quelconque de faisceaux d'amplitude E_0 sous la forme $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}E_0 [(\varepsilon_+(\mathbf{r}) \mathbf{e}_+ + \varepsilon_\pi(\mathbf{r}) \mathbf{e}_0 + \varepsilon_-(\mathbf{r}) \mathbf{e}_-) e^{-i\omega_L t} + c.c.]$, alors l'état non-couplé s'écrit

$$|\Phi^{NC}(\mathbf{r})\rangle = \mathcal{N}(\mathbf{r}) [\varepsilon_+(\mathbf{r}) |m_g = +1\rangle + \varepsilon_\pi(\mathbf{r}) |m_g = 0\rangle + \varepsilon_-(\mathbf{r}) |m_g = -1\rangle] \quad (\text{I.36})$$

où $\mathcal{N}(\mathbf{r})$ est un facteur de normalisation. On vérifie aisément, à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan représentés figure I.12, que l'action du hamiltonien d'interaction atome-champ $-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ sur cet état donne 0 (par interférence quantique destructive entre les amplitudes de transitions élémentaires). Ce fait a deux conséquences. Tout d'abord, le déplacement lumineux de cet état non-couplé au champ laser est nul : son potentiel adiabatique est donc plat. Ensuite, un atome dans cet état ne peut pas le quitter par pompage optique, et va donc y rester très longtemps : en fait, la durée de vie est limitée par les effets de couplage motionnel.

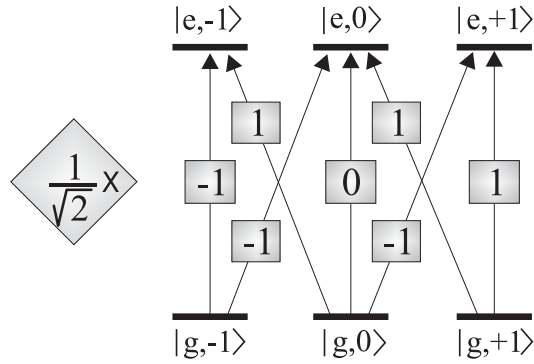


FIG. I.12 - Coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$.

Ces considérations sont tout à fait générales et s'appliquent à toutes les transitions $J \rightarrow J$ (avec J entier) et $J \rightarrow J - 1$. Pour certaines transitions ($1 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$), il peut exister des états totalement découplés de la lumière et dont la durée de vie théorique est infinie. Pour comprendre ce point étudions, dans le cas de la transition $1 \rightarrow 1$, l'évolution de l'état $|\Phi^{NC}(\mathbf{r})\rangle$ sous l'action de l'opérateur d'énergie cinétique

$P^2/2M$. Pour cela, il est commode de développer le facteur de normalisation sur la base des ondes planes paramétrées par \mathbf{p} . Ainsi, $|\Phi^{NC}(\mathbf{r})\rangle$ peut s'écrire comme superposition de fonctions d'onde de la forme

$$|\Phi_{\mathbf{p}}^{NC}(\mathbf{r})\rangle = \mathcal{N} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} [\varepsilon_+(\mathbf{r}) |m_g = +1\rangle + \varepsilon_\pi(\mathbf{r}) |m_g = 0\rangle + \varepsilon_-(\mathbf{r}) |m_g = -1\rangle] \quad (\text{I.37})$$

En décomposant également la composante de polarisation α du champ laser résultant en n ondes planes élémentaires $\varepsilon_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^n A_{\alpha,j} e^{i\mathbf{k}_j\cdot\mathbf{r}}$, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{P^2}{2M} |\Phi_{\mathbf{p}}^{NC}(\mathbf{r})\rangle = & \\ \frac{|p|^2}{2M} |\Phi_{\mathbf{p}}^{NC}(\mathbf{r})\rangle + \frac{\hbar^2 k_L^2}{2M} |\Phi_{\mathbf{p}}^{NC}(\mathbf{r})\rangle & \quad (\text{I.38}) \\ + \mathcal{N} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \frac{\mathbf{p}}{M} \cdot \sum_{j=1}^n \hbar \mathbf{k}_j e^{i\mathbf{k}_j\cdot\mathbf{r}} (A_{+,j} |m_g = +1\rangle + A_{\pi,j} |m_g = 0\rangle + A_{-,j} |m_g = -1\rangle) & \end{aligned}$$

Le dernier terme de cette expression représente un état couplé au champ. On voit donc qu'en général, l'état non-couplé n'est pas un état stationnaire : il évolue au cours du temps et se "contamine" d'état couplé, sauf dans le cas où $\mathbf{p} = \mathbf{0}$. L'état $|\Phi_{\mathbf{0}}^{NC}(\mathbf{r})\rangle$ est donc un état stationnaire du hamiltonien total, d'énergie cinétique $\hbar^2 k_L^2/2M$. Un tel état est appelé *état noir*, tandis que les états non-couplés qui ne sont pas états propres de l'opérateur énergie cinétique sont appelés *états gris*.

Pour des transitions $J \rightarrow J$ de moment cinétique $J > 1$ et $J \rightarrow J - 1$ de moment cinétique $J > 2$, il n'existe pas d'état noir mais seulement des états non-couplés, dont l'expression en fonction du champ laser est plus complexe.

Ces transitions ont été étudiées expérimentalement et théoriquement, non seulement dans le cadre du refroidissement par piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT, voir § I.A.3.2 p. 24), mais également dans le cadre des mélasse et réseaux gris [53-55, 47]. Précisons que le refroidissement Sisyphe est obtenu lorsque le laser est désaccordé sur le bleu de la transition atomique ($\Delta > 0$). Il est alors en compétition avec l'échauffement Doppler, mais sa contribution est dominante, ce qui a permis d'obtenir de très basses températures. Notons d'ailleurs que c'est pour $\Delta > 0$ que la nappe de potentiel associée à l'état non couplé est la plus basse en énergie.

Avec les éléments discutés ci-dessus, nous ne pouvons cependant pas prétendre encore avoir réalisé un réseau gris, mais seulement une mélasse grise. Qui dit "réseau" dit en effet localisation, et donc un potentiel modulé spatialement. Or la nappe de potentiel associée à un état gris est plate. Pour créer une modulation de ce potentiel on peut par exemple

ajouter un champ magnétique à une configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ [56]. Christine Triché a étudié expérimentalement ce type de structure dans son extension tridimensionnelle [44]. Notons qu'un autre type de réseau noir a également été étudié par A. Hemmerich *et al.* [57], utilisant également un champ magnétique.

Nous avons vu plus haut (§I.B.2.4 p. 34) que le potentiel topologique est en général négligeable devant le potentiel lumineux. Ceci n'est bien entendu vrai que pour un réseau brillant, puisque pour les réseaux gris que nous considérons ici le déplacement lumineux de l'état non-couplé est nul. Le potentiel topologique est alors la seule interaction à laquelle soit soumise l'atome. Ceci constitue une des idées les plus prometteuses pour arriver à mettre en évidence expérimentalement ce type de potentiel. En particulier, sur la transition $J = 1 \rightarrow J' = 1$, dans la configuration $\text{lin} \theta \text{lin}$, l'atome est soumis à un potentiel topologique dont l'allure est représentée figure I.13 et dont la hauteur varie avec l'angle. Plusieurs techniques peuvent alors permettre de mettre en évidence une localisation des atomes dans les puits du potentiel topologique. La spectroscopie pompe-sonde, par exemple, pourrait permettre d'observer les niveaux vibrationnels. Les difficultés de l'expérience sont cependant multiples : tout d'abord il est difficile d'étendre la configuration à trois dimensions car alors le potentiel présente un paysage de pics (ou de plots) et non pas de puits, ce qui ne conduit pas à un piégeage local des atomes [47, 44]. Une expérience unidimensionnelle est envisageable mais délicate. Par exemple, il faut tenir compte du fait que les transitions réelles des atomes sont rarement totalement isolées : ainsi, on pourrait travailler sur la transition $J = 1 \rightarrow J' = 1$ du rubidium 87 mais les déplacements lumineux liés aux transitions voisines $J = 1 \rightarrow J' = 2$ et $J = 1 \rightarrow J' = 0$ sont du même ordre que le potentiel topologique et présentent approximativement la même variation spatiale. Extraire les effets du potentiel topologique nécessiterait une analyse très minutieuse des données expérimentales.

I.B.3 Généralisation à plusieurs dimensions

Nous avons jusqu'ici raisonné uniquement sur des configurations unidimensionnelles, à des fins de simplicité. Mais il est bien évident que la recherche de configurations bi- et tridimensionnelles permettant de généraliser le mécanisme Sisyphe est apparue très tôt dans l'histoire des réseaux optiques : d'un point de vue expérimental, les configurations unidimensionnelles ne permettent pas de garder les atomes dans le réseau plus de quelques millisecondes, puisqu'ils sont libres dans deux dimensions. Avec une configuration 3D, au contraire, les temps de piégeage sont de l'ordre de la seconde, ce qui est extrêmement long à l'échelle des temps atomiques.

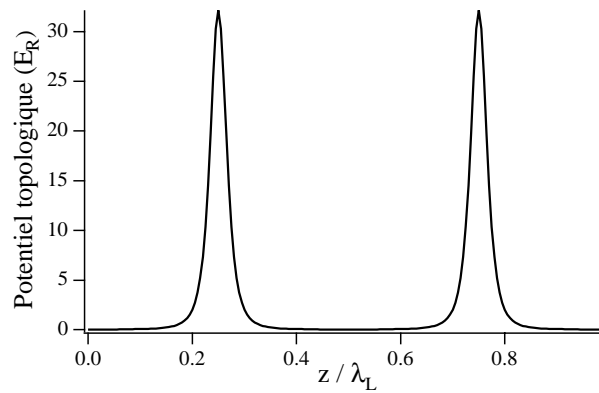


FIG. I.13 - *Potentiel topologique pour l'état noir de la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$, en configuration lin θ lin. Ce potentiel est la seule interaction à laquelle soit soumis l'atome dans ce niveau. La hauteur des pics est d'autant plus grande que l'angle θ entre les polarisations des faisceaux contrapropageants est petit. Ici on a choisi $\theta = 20^\circ$.*

I.B.3.1 Le rôle de la phase des faisceaux

Nous avons dans tout le début occulté ce qui concerne la phase des faisceaux laser servant à créer le réseau. Or cette phase représente un degré de liberté dont nous devons bien comprendre le rôle. Prenons tout d'abord le cas 1D où deux faisceaux laser interfèrent, possédant chacun une phase. On peut tout d'abord s'affranchir de la phase absolue de ces faisceaux en choisissant l'origine des temps. La phase relative, quant à elle, est liée à l'origine des abscisses, et une variation de cette phase provoque un changement d'origine spatiale, c'est-à-dire une simple translation du réseau, sans changement de topologie. Il suffit que cette translation se fasse suffisamment lentement par rapport au mouvement des atomes pour que nous puissions oublier tout ce qui concerne les phases, comme c'est le cas en général dans nos expériences (les atomes suivent adiabatiquement le déplacement du potentiel lumineux).

Le raisonnement ci-dessus indique que pour garder cette invariance de la topologie du potentiel avec les phases, nous avons "droit" à une phase supplémentaire par degré de liberté supplémentaire, donc à trois faisceaux pour un réseau 2D, et quatre faisceaux pour un réseau 3D.

I.B.3.2 Le passage à deux et trois dimensions

Pourtant, les premières configurations 2D étudiées, tant théoriquement [58] qu'expérimentalement [59], utilisaient quatre faisceaux perpendiculaires deux à deux, selon la méthode naturelle qui consiste à utiliser pour chaque dimension d'espace l'ensemble du dispositif permettant de piéger selon une seule. Cependant, cette configuration intuitive impose pour garder une topologie constante du potentiel un contrôle strict d'une phase : en effet, la topologie du potentiel optique change avec cette phase, et il existe des situations où le potentiel ne permet pas de piéger les atomes efficacement [60]. Si ce contrôle ne présente aucune difficulté pour le théoricien, il alourdit beaucoup l'expérience, sans compter qu'une configuration 3D obtenue selon le même principe [8], c'est-à-dire avec six faisceaux, nécessite le contrôle de deux phases.

C'est pour ces raisons de simplicité que notre équipe a imaginé des configurations à nombre minimal de faisceaux [6], reprises ensuite dans d'autres groupes [28, 10]. La polarisation circulaire de la lumière au fond des puits a longtemps été considérée comme un élément essentiel du bon fonctionnement de ces réseaux, à cause du facteur de réduction de Lamb-Dicke qui allonge considérablement la durée de vie des niveaux vibrationnels et étend donc le domaine du régime oscillant. Les configurations présentées rapidement ici conservent donc toutes cette propriété. Nous verrons cependant dans le chapitre II que les réseaux fonctionnent aussi très bien dans le régime sautant avec une polarisation non circulaire de la lumière au fond des puits.

On peut obtenir par exemple un réseau 2D (avec trois faisceaux coplanaires) en scindant l'un des faisceaux de la configuration 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$ en deux faisceaux de même polarisation linéaire parallèle à Ox , se propageant dans le plan yOz en faisant un angle θ avec l'axe Oz de propagation du troisième faisceau. Le potentiel optique issu de cette configuration présente, dans les deux directions propres Oy et Oz , une alternance de puits de potentiel polarisés σ^+ et σ^- . Nous ne précisons pas plus les caractéristiques de cette configuration, qui est décrite dans la référence [61], ainsi que dans la thèse de Konstantinos Petsas [47].

Les configurations tridimensionnelles possibles sont également très nombreuses. Nous n'en décrivons ici que deux : le *tétraèdre* $\text{lin} \perp \text{lin}$, appelé ainsi parce que ses propriétés sont très proches de celles du réseau 1D, et le *tétraèdre* $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$, déduit du premier par une rotation de $\pi/2$ des polarisations, d'où son nom. Ce dernier type de réseau sera étudié plus en détail dans le chapitre II.

I.B.3.3 Le tétraèdre lin \perp lin

Cette géométrie de faisceaux a été probablement la plus étudiée expérimentalement, à la fois sur des transitions brillantes [7, 28, 10] et sur des transitions grises [54, 53]. Elle est sans doute l'extension la plus directe de la configuration 1D lin \perp lin : chacun des faisceaux contrapropageants est scindé en deux faisceaux de même polarisation, se propageant dans le plan perpendiculaire à leur polarisation, et symétriques par rapport à l'axe de la configuration 1D. Pour un certain choix des phases (*i.e.* de l'origine du temps et de l'espace), le champ électrique résultant de l'interférence entre ces quatre faisceaux d'amplitude E_0 s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}E_0 [(\varepsilon_+(\mathbf{r})\mathbf{e}_+ + \varepsilon_-(\mathbf{r})\mathbf{e}_-)e^{-i\omega_L t} + c.c.]$$

où, avec $k_x = k_L \sin \theta_x$, $k_y = k_L \sin \theta_y$ et $k_z = k_L \frac{\cos \theta_x + \cos \theta_y}{2}$, les deux composantes de polarisation ε_{\pm} valent

$$\varepsilon_{\pm}(\mathbf{r}) = \sqrt{2}e^{ik_L \frac{\cos \theta_x - \cos \theta_y}{2} z} \left(e^{ik_z z} \cos(k_x x) \mp e^{-ik_z z} \cos(k_y y) \right) \quad (\text{I.39})$$

Le schéma des faisceaux est représenté sur la figure I.14. On note immédiatement que, comme dans le schéma unidimensionnel, il n'existe pas ici de composante π de la lumière (l'axe de référence est ici encore l'axe Oz , axe de symétrie des faisceaux). Pour la transition $J = 4 \rightarrow J' = 5$ on a tracé deux coupes de la nappe du potentiel adiabatique d'énergie minimale sur la figure I.15(a) et (b), selon xOy et xOz respectivement. Dans ces deux plans, les puits de potentiel (zones claires) sont alternativement polarisés σ^+ et σ^- , comme dans la configuration lin \perp lin 1D. Un refroidissement Sisyphe tout à fait analogue à la situation unidimensionnelle se produit donc, et le raisonnement sur la réduction du taux de diffusion inélastique de photons dans le régime Lamb-Dicke s'applique également, même si aux deux contributions énoncées plus haut dans le cas d'une transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$ s'ajoute une troisième contribution, liée au fait que la fonction d'onde est superposition linéaire de plusieurs sous-niveaux Zeeman dès que l'on n'est plus strictement au fond du puits [44]. En revanche, il apparaît pour cette configuration à trois dimensions des lignes selon Oz où le champ électrique est nul, et encore des lignes diagonales dans le plan xOy selon lesquelles il n'existe pas de gradient de polarisation, donc pas de refroidissement Sisyphe. Cette configuration présente donc des lignes de fuite.

L'expression I.39 appelle une première remarque : la périodicité du réseau engendré dépend des angles θ_x et θ_y choisis, et elle est *a priori* différente dans chacune des trois directions. Plus quantitativement, nous voyons que la "vraie" périodicité du réseau, c'est-à-dire la périodicité du champ électrique y compris sa polarisation, vaut dans chaque

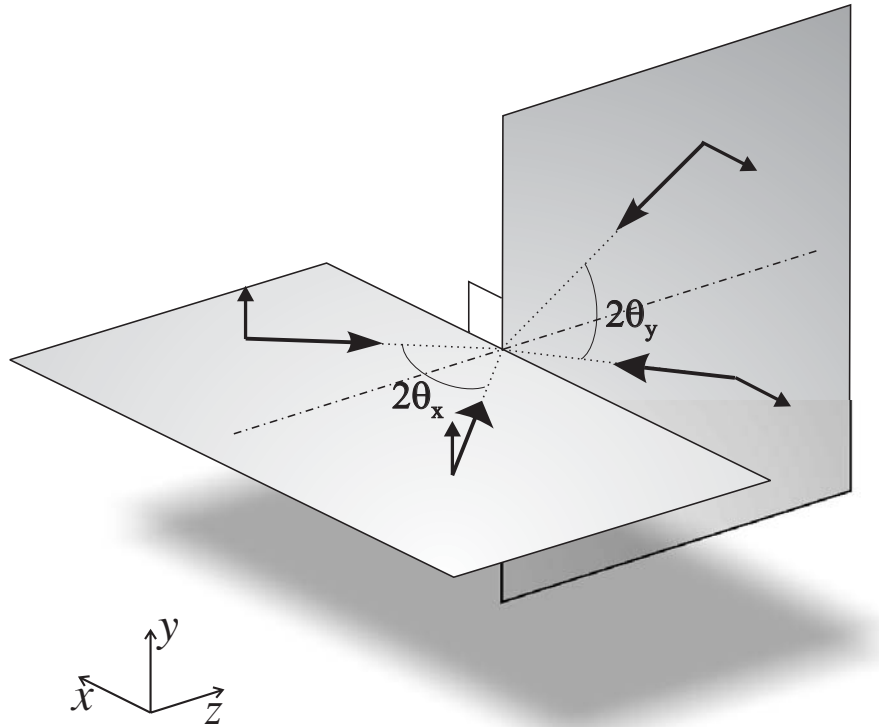


FIG. I.14 - Schéma des faisceaux en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ 3D. Chaque faisceau de la configuration unidimensionnelle est séparé en une paire de deux faisceaux de même polarisation qui se propage dans un plan orthogonal à cette polarisation. Ainsi le champ lumineux résultant ne possède pas de composante π .

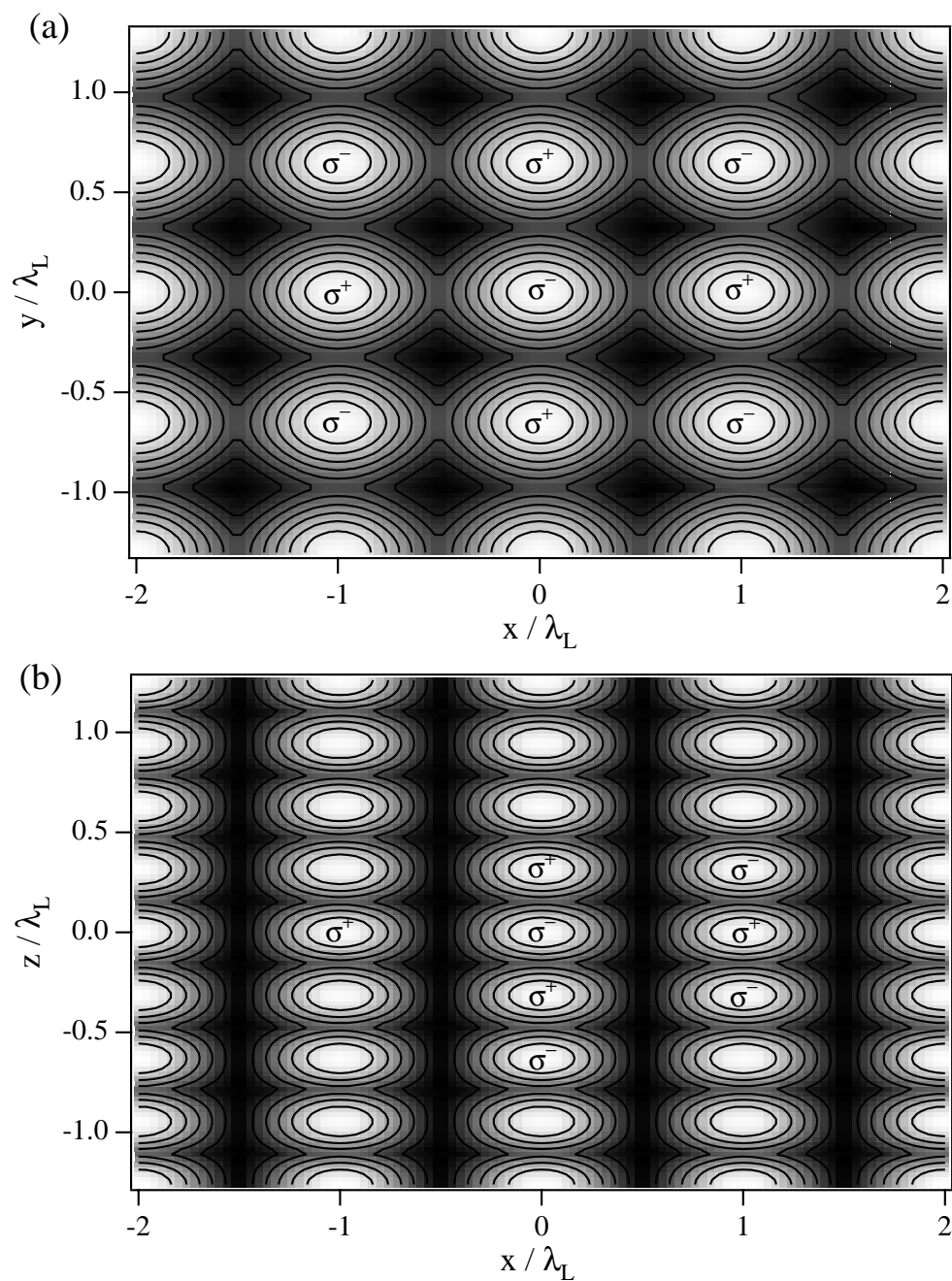


FIG. I.15 - Coupes de la nappe du potentiel adiabatique d'énergie inférieure (a) dans le plan xOy et (b) dans le plan xOz pour la configuration tridimensionnelle $\text{lin} \perp \text{lin}$ en tétraèdre. Les centres des zones claires correspondent à une polarisation circulaire alternativement gauche et droite de la lumière et coïncident avec les minima de potentiel. Ce potentiel est calculé pour des angles $\theta_x = 30^\circ$ et $\theta_y = 50^\circ$, ce qui permet de bien visualiser l'anisotropie des puits, donc des fréquences de vibration.

direction

$$\lambda_x = \frac{\lambda_L}{\sin \theta_x} \quad (\text{I.40})$$

$$\lambda_y = \frac{\lambda_L}{\sin \theta_y} \quad (\text{I.41})$$

$$\lambda_z = \frac{\lambda_L}{\cos \theta_x + \cos \theta_y} \quad (\text{I.42})$$

Ainsi, on peut rendre en théorie la période spatiale selon une des trois directions aussi grande que l'on veut, à condition de choisir les angles de façon appropriée : un petit angle θ_x donne une grande période λ_x tandis que de grands angles (proches de $\pi/2$) θ_x et θ_y augmentent la période λ_z . Mais une période spatiale trop grande nuit à l'efficacité du piégeage et du refroidissement. Cela est vrai pour des raisons pratiques à cause de la taille finie des faisceaux utilisés expérimentalement qui entraîne qu'un atome ne "voit" pas dans cette direction un nombre assez grand de puits de potentiel pour que le mécanisme Sisyphe puisse agir correctement. Mais il y a aussi des raisons plus fondamentales comme la diminution du coefficient de friction avec le pas du réseau.

Une deuxième remarque concerne les fréquences de vibration des atomes dans les trois directions : la figure présentée montre clairement que ces trois fréquences ne sont en général pas égales, mais dépendent des angles θ_x et θ_y choisis. Estimons ces fréquences de vibration : nous avons vu plus haut que le choix des potentiels diabatiques ou adiabatiques conduit à une différence très faible sur l'évaluation de cette fréquence. Nous choisirons donc le potentiel diabatique, qui conduit à des expressions plus simples :

$$\begin{aligned} U_-(x, y, z) &= \hbar\Delta'_0 \left(|\varepsilon_-(x, y, z)|^2 + \frac{1}{45} |\varepsilon_+(x, y, z)|^2 \right) \\ &\simeq \hbar\Delta'_0 |\varepsilon_-(x, y, z)|^2 \end{aligned} \quad (\text{I.43})$$

En utilisant les expressions I.39 ci-dessus et en développant $U_-(x, y, z)$ à l'ordre deux (approximation harmonique) au voisinage de $x = y = z = 0$, qui correspond au fond d'un puits σ^- , on obtient

$$U_-(x, y, z) \simeq 8\hbar\Delta'_0 \left(1 - \frac{k_x^2 x^2 + k_y^2 y^2}{2} - k_z^2 z^2 \right)$$

Cette expression conduit aux fréquences de vibration suivantes :

$$\Omega_x = 4 \sin \theta_x \sqrt{-\frac{\Delta'_0 E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.44})$$

$$\Omega_y = 4 \sin \theta_y \sqrt{-\frac{\Delta'_0 E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.45})$$

$$\Omega_z = 4 \frac{\cos \theta_x + \cos \theta_y}{\sqrt{2}} \sqrt{-\frac{\Delta'_0 E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.46})$$

Ces fréquences dépendent donc non seulement des paramètres laser comme indiqué dans le paragraphe I.B.1, mais également de la géométrie des faisceaux.

I.B.3.4 Le tétraèdre Rot[lin \perp lin]

Cette configuration est en apparence très proche de la configuration lin \perp lin étudiée ci-dessus puisqu'elle n'en diffère que par une rotation de la polarisation de tous les faisceaux de $\pi/2$ (voir figure I.16). En fait cette opération, très simple autant par l'esprit que dans l'expérience, conduit à un réseau dont les caractéristiques sont assez inhabituelles, en tout cas dans le cas des grands angles θ_x et θ_y . L'ingrédient essentiel de ces changements est la présence d'une composante de lumière de polarisation π , dont l'importance croît avec les angles du réseau θ_x et θ_y .

L'étude détaillée de ce réseau fait l'objet du prochain chapitre, auquel pour ne pas déflorer le sujet nous renvoyons le lecteur.

I.B.4 Effet d'un champ magnétique

Ce paragraphe est consacré à une présentation générale de l'effet d'un champ magnétique $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$, statique et uniforme, sur les potentiels et la dynamique atomique. Commençons par donner l'expression du hamiltonien Zeeman que nous utiliserons par la suite :

$$\hat{H}_Z = \hbar \omega_B \hat{J}_z \quad (\text{I.47})$$

avec $\omega_B = g_J \mu_B B_0$, g_J étant le facteur de Landé pour l'état fondamental de moment cinétique J , et μ_B le magnéton de Bohr. On convient de noter $\hbar \omega_B$ le déplacement Zeeman entre deux sous-niveaux Zeeman consécutifs, et $\hbar \Omega_B = 2J \hbar \omega_B$ le déplacement Zeeman total entre les niveaux $|m = -J\rangle$ et $|m = +J\rangle$.

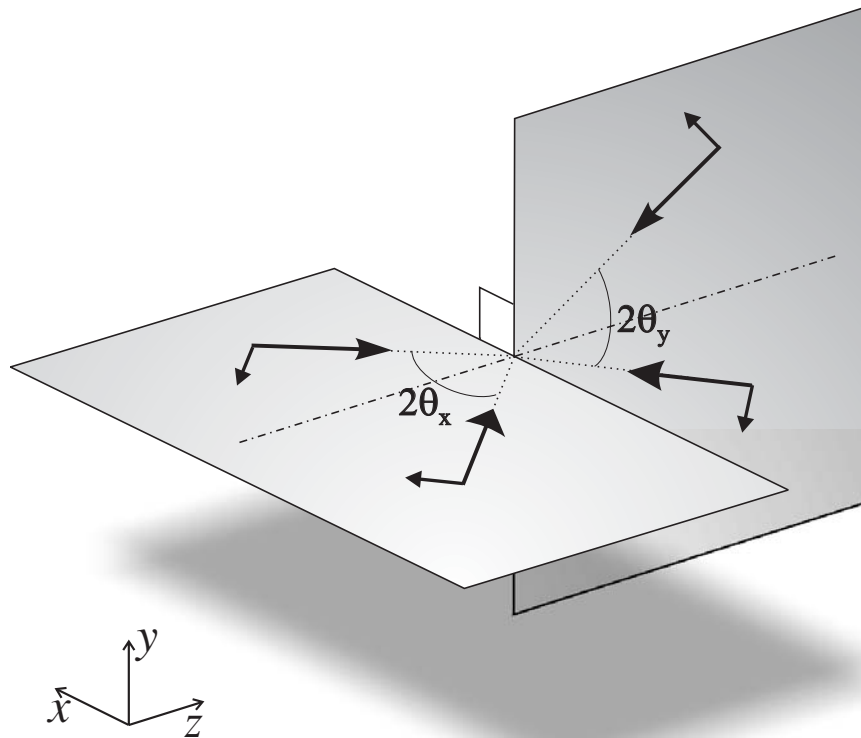


FIG. I.16 - Schéma des faisceaux en configuration Rot[lin \perp lin] 3D. Chaque faisceau de la configuration unidimensionnelle est séparé en une paire de deux faisceaux polarisés linéairement qui se propagent dans un plan contenant leurs vecteurs polarisation. Les plans de propagation des deux couples de faisceaux sont orthogonaux.

Nous distinguerons deux régimes selon l'intensité du champ magnétique : le régime de *champ faible* ($\hbar\omega_B \ll \hbar|\Delta'_0|$) où le hamiltonien Zeeman peut être considéré comme une perturbation du hamiltonien d'interaction atome-champ lumineux, et le régime de *champ fort* ($\hbar\omega_B \gg \hbar|\Delta'_0|$) où au contraire c'est le hamiltonien Zeeman qui impose les vecteurs propres. Nous nous placerons toujours dans le régime où $\hbar\omega_B \ll \hbar|\Delta|$, de telle sorte que le désaccord vu par tous les sous-niveaux Zeeman, diversement déplacés par le champ magnétique, reste le même.

I.B.4.1 Le régime de champ faible

Dans ce régime, le hamiltonien Zeeman est une perturbation du hamiltonien lumineux¹¹, ce qui signifie que les états propres adiabatiques $|\mu\rangle$ et leur énergie U_μ sont perturbées au premier ordre selon les formules connues

$$|\mu^{(1)}\rangle = |\mu\rangle + \sum_{\nu \neq \mu} \frac{\langle \nu | \hat{H}_Z | \mu \rangle}{U_\mu - U_\nu} |\nu\rangle \quad (\text{I.48})$$

$$U_\mu^{(1)} = U_\mu + \langle \mu | \hat{H}_Z | \mu \rangle \quad (\text{I.49})$$

Il convient à ce stade de distinguer deux situations : en effet, le cas de la transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$ (en l'absence de composante π de la lumière) a ceci de particulier que les sous-niveaux Zeeman sont états propres du déplacement lumineux. Dans ce cas, on voit bien que les énergies des niveaux vont être déplacées d'une quantité qui ne varie pas dans l'espace, et que les fonctions d'onde ne seront pas modifiées puisque \hat{H}_Z est diagonal dans la base standard associée à l'axe Oz . Les taux de pompage ne sont par conséquent pas modifiés non plus, et la seule conséquence de l'application de ce champ magnétique est un déplacement en bloc de la nappe de potentiel associée à l'état $|m = \pm 1/2\rangle$ de $\pm \frac{1}{2}g_{1/2}\mu_B B_0$. La dynamique du refroidissement et les populations stationnaires, elles, ne sont pas modifiées.

Dans le cas d'autres transitions, de moment cinétique $J \geq 1$, la situation est fort différente : en effet, en dehors du fond strict des puits, les fonctions d'onde adiabatiques sont combinaisons linéaires de plusieurs sous-niveaux Zeeman. La perturbation par le champ magnétique aura donc pour effet de modifier ces fonctions d'onde ainsi que leur énergie, d'une grandeur qui varie en fonction du point. Nous présentons figure I.17 les neuf nappes de potentiel d'une transition $J = 4 \rightarrow J = 5$, dans les cas où $B_0 = 0$ (fig.

11. Un champ magnétique parasite rentre en général dans ce cadre, hormis qu'il est en général inhomogène ! On comprend donc bien l'importance d'une bonne compensation des champs magnétiques au niveau du nuage atomique.

I.17(a)), et où $B_0 > 0$ (fig. I.17(b)). On constate qu'on passe d'une situation où les puits de polarisations opposées sont équivalents à une situation où les puits σ^+ se "comblent" tandis que les puits σ^- se "creusent". On s'attend à ce que les puits les plus profonds soient les plus peuplés, ce qui a été effectivement observé expérimentalement et numériquement [62, 47, 63]. Le réseau de type $\text{lin} \perp \text{lin}$ s'avère donc être de type *paramagnétique*.¹²

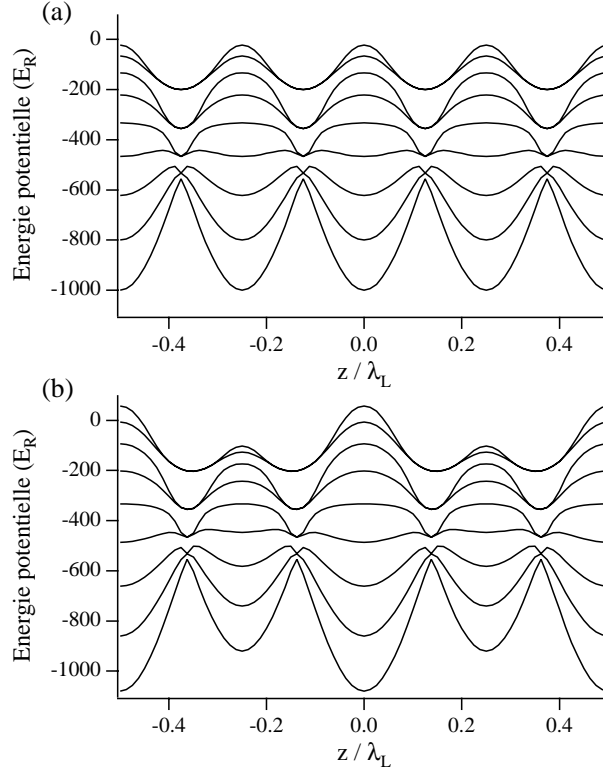


FIG. I.17 - Potentiels lumineux adiabatiques pour une transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$, en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D, (a) pour $B_0 = 0$ et (b) pour $\hbar\Omega_B = 160 E_R$. Dans ces deux cas on a choisi $\hbar\Delta'_0 = -500 E_R$. Les puits de potentiel de polarisations circulaires opposées sont équivalents à champ magnétique nul, tandis que les puits σ^- sont plus profonds que les puits σ^+ en champ positif. Les atomes ont tendance à peupler préférentiellement les puits les plus profonds, ce qui donne naissance au paramagnétisme.

12. Remarquons qu'il n'est pas possible de retrouver ce résultat en utilisant l'approximation adiabatique. Ce sont les termes de couplage supplémentaires qui permettent d'expliquer le paramagnétisme dans ce point de vue.

I.B.4.2 Le régime de champ fort

La limite opposée correspond au régime où c'est le hamiltonien lumineux qui est une perturbation du hamiltonien Zeeman. Les états propres à l'ordre 0 sont alors les états Zeeman, et les potentiels adiabatiques et diabatiques coïncident. Nous montrons sur la figure I.18 l'allure des courbes de potentiel adiabatique dans cette situation pour une transition $J = 4 \rightarrow J = 5$. En comparant ces courbes de potentiel à celles de la figure I.6(b), on constate qu'elles sont très similaires : en effet, dans les deux cas il s'agit du déplacement lumineux associé aux états Zeeman considérés comme états propres du hamiltonien lumineux. Le régime de champ fort nous ramène donc à une situation analogue à celle de la transition $J = \frac{1}{2} \rightarrow J' = \frac{3}{2}$: les potentiels diabatiques et adiabatiques coïncident. En outre, les différentes courbes de potentiel sont déplacées en bloc par l'effet Zeeman, et les populations dans les puits σ^+ et σ^- sont égales, ceci étant d'autant plus exact que le champ magnétique est plus élevé.

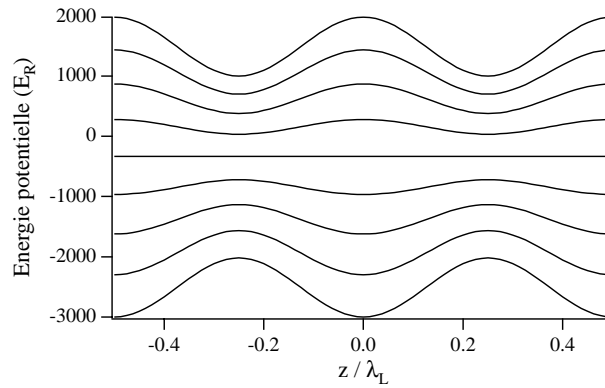


FIG. I.18 - *Potentiel lumineux pour une transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$, en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D, dans une situation de champ fort : $\hbar\Omega_B = 4000E_R$ et $\hbar\Delta'_0 = -500E_R$. Les différentes courbes sont associées aux sous-niveaux Zeeman presque purs, ce qui rend cette situation analogue à une transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ en champ magnétique. On peut aussi remarquer que ces courbes sont de forme très proche des courbes de potentiel diabatique en champ nul (I.6(b)), hormis une translation en bloc des différentes courbes par l'effet Zeeman.*

I.C Les méthodes d'investigation des réseaux optiques

Dans cette section, nous discutons les différentes techniques théoriques et expérimentales qui permettent d'avoir accès à la dynamique d'un atome dans un réseau optique. Nous présentons également le montage expérimental utilisé dans la suite de ce travail.

I.C.1 Les modèles d'étude théoriques

Comment décrire théoriquement le mouvement d'un atome possédant plusieurs sous-niveaux Zeeman dans un champ électro-magnétique résultant de l'interférence de plusieurs ondes de même fréquence $\omega_L/2\pi$? Nous essayons ici de donner des éléments de réponse à cette question, notre ambition n'étant pas d'être complets, mais de donner des idées simples sur les différentes techniques utilisées, sur les approximations auxquelles on a recours ainsi que sur leurs limites.

Considérons un atome possédant une transition fermée de fréquence ω_0 entre un état fondamental g , de moment cinétique J_g , et un état excité e , de moment cinétique J_e . Cet atome évolue en présence d'un champ laser de fréquence $\omega_L = \omega_0 + \Delta$. On décrira l'interaction de l'atome avec le champ laser (traité classiquement) par le hamiltonien dipolaire électrique dans l'approximation des ondes tournantes¹³ :

$$\hat{V}_{AL} = -\mathbf{d}^+ \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{d}^- \cdot \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{I.50})$$

Dans cette expression, \mathbf{d}^+ (*resp.* \mathbf{d}^-) représente la partie montante (*resp.* descendante) du dipôle atomique et $\mathbf{E}^{(+)}$ (*resp.* $\mathbf{E}^{(-)}$) la composante de fréquence positive (*resp.* négative) du champ laser écrit sous forme complexe.

Les équations de départ, communes à toutes ces méthodes, sont les *équations de Bloch optiques* [64], qui régissent l'évolution de la matrice densité ρ . Cette matrice densité peut s'écrire

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix}$$

où ρ_{gg} et ρ_{ee} sont les matrices contenant les populations et cohérences Zeeman des états respectivement fondamental et excité, $\rho_{ge} = \rho_{eg}^\dagger$ contenant les cohérences optiques.

13. On néglige tous les termes non résonnants où l'atome monte de g à e en émettant un photon ou descend de e à g en absorbant un photon. Ces événements sont négligeables en présence d'un champ quasi-résonnant.

Moyennant une transformation unitaire revenant à se placer dans un référentiel tournant, les équations de Bloch optiques peuvent se mettre sous une forme indépendante du temps. L'étape suivante consiste à remarquer que dans les situations qui nous intéressent, on se trouve toujours dans le régime de faible saturation $s(\mathbf{r}) \ll 1$ et de faibles vitesses¹⁴ $k_L v \ll \Gamma$. Les temps d'évolution de ρ_{gg} sont alors de l'ordre du temps de pompage optique $\tau_P \simeq \Gamma^{-1}$ tandis que ρ_{ee} et ρ_{ge} évoluent beaucoup plus vite, avec des constantes de temps de l'ordre de Γ^{-1} . Ceci nous permet de procéder à l'élimination adiabatique de l'état excité et des cohérences optiques pour parvenir à des équations ne contenant que la restriction de la matrice densité ρ à l'état fondamental ρ_{gg} , que nous noterons dorénavant σ pour simplifier les notations. Nous obtenons donc une équation dite du pompage optique [65, 20]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_{\text{eff}}, \sigma] + \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{relax}} \quad (\text{I.51})$$

Précisons que la matrice σ , matrice carrée de dimension $2J_g + 1$, contient sur sa diagonale les populations des sous-niveaux Zeeman du fondamental, les termes non-diagonaux correspondant aux cohérences Zeeman, couplages entre sous-niveaux induits par le champ lumineux. Il nous faut maintenant analyser les différents termes de l'équation I.51 :

- Le premier terme décrit l'évolution hamiltonienne, sous l'effet du hamiltonien effectif $H_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \hat{\Lambda}(\mathbf{R})$. Nous avons déjà rencontré l'opérateur déplacement lumineux $\hat{\Lambda}(\mathbf{R})$ page 28 ; il peut aussi être exprimé sous la forme $\hat{\Lambda}(\mathbf{R}) = \Delta'(\mathbf{R}) \hat{A}(\mathbf{R})$, en fonction de $\Delta'(\mathbf{R}) = \frac{\Delta s(\mathbf{R})}{2}$ et d'un opérateur adimensionné noté $\hat{A}(\mathbf{R})$:

$$\hat{A}(\mathbf{R}) = \left[\hat{\mathbf{d}}^- \cdot \mathbf{e}_L^*(\mathbf{R}) \right] \left[\hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \mathbf{e}_L(\mathbf{R}) \right] \quad (\text{I.52})$$

La position et l'impulsion sont notées par des lettres majuscules pour bien rappeler qu'il s'agit d'opérateurs qui en particulier ne commutent pas entre eux¹⁵. Le vecteur $\mathbf{e}_L(\mathbf{R})$ représente la polarisation du champ laser au point \mathbf{R} ; c'est un vecteur normé, l'amplitude du champ étant notée $E_L(\mathbf{R})$. Rappelons (voir page 29) que $\hat{\mathbf{d}}^+$ est la partie montante de l'opérateur dipôle réduit.

14. Cette approximation ne permet pas de décrire le refroidissement Doppler, mais dans les situations où un refroidissement Sisyphe efficace est possible, cela est sans conséquence. En revanche elle est nécessaire pour pouvoir procéder à l'élimination adiabatique des états excités car elle garantit que les commutateurs de l'énergie cinétique et de la matrice densité sont négligeables.

15. La conséquence principale de ceci est que les opérateurs déplacement lumineux et énergie cinétique ne commutent pas. On ne peut donc pas exprimer les états propres du hamiltonien total comme produits tensoriels d'états propres du déplacement lumineux et de l'impulsion.

– Le deuxième terme de l'équation I.51 est un terme dissipatif, qui s'écrit

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{relax}} = -\frac{\Gamma'}{2} \left\{ \hat{A}(\mathbf{R}), \sigma \right\} + \frac{3\Gamma'}{8\pi} \int d^2\Omega_\kappa \sum_{\mathbf{e} \perp \kappa} \hat{B}_\mathbf{e}^\dagger(\mathbf{R}) e^{-i\kappa \cdot \mathbf{R}} \sigma e^{i\kappa \cdot \mathbf{R}} \hat{B}_\mathbf{e}(\mathbf{R}) \quad (\text{I.53})$$

En général, $\Gamma' = \frac{\Gamma_s(\mathbf{R})}{2}$ dépend de \mathbf{R} . Le premier terme de I.53 décrit la dépopulation du fondamental par absorption de photons dans le champ laser et le deuxième terme, la repopulation du fondamental par émission spontanée. L'intégration porte sur l'angle solide Ω_κ dans lequel est émis le photon de vecteur d'onde κ et de polarisation \mathbf{e} . L'opérateur non-hermitique $\hat{B}_\mathbf{e}(\mathbf{R})$ vaut

$$\hat{B}_\mathbf{e}(\mathbf{R}) = \left[\hat{\mathbf{d}}^- \cdot \mathbf{e}_L^*(\mathbf{R}) \right] \left[\hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \mathbf{e} \right] \quad (\text{I.54})$$

Le problème ainsi posé n'a en général pas de solution analytique, même dans des cas simples. Il faut donc recourir à des approximations supplémentaires et au calcul numérique. Nous passons en revue ci-dessous trois méthodes permettant d'exploiter l'équation du pompage optique I.51, en commençant par deux méthodes entièrement quantiques. Nous n'abordons pas la technique d'intégration directe de l'équation après discrétisation de l'espace des impulsions [66, 58], méthode extrêmement exigeante en puissance de calcul, où une généralisation à trois dimensions n'est pas envisageable.

I.C.1.1 La méthode des bandes

Cette méthode tire parti de l'analogie existant entre le domaine des réseaux optiques et la physique des solides. Elle a été mise en œuvre pour la première fois dans le cadre des atomes refroidis par laser par Y. Castin et J. Dalibard [46, 66] dans une configuration unidimensionnelle. Puisque l'atome est soumis à un potentiel périodique, il satisfait au théorème de Bloch. On peut donc réécrire les fonctions d'onde atomiques dans la base des états de Bloch ; ce traitement conduit, comme pour les électrons en physique des solides, à l'existence de bandes d'énergie permises et interdites pour les atomes. Notons qu'il s'agit d'une méthode qui traite de manière quantique les degrés de liberté internes *et* externes.

L'évaluation du terme de relaxation I.53 rend difficile la résolution de l'équation du pompage optique complète. On a donc recours à une approximation supplémentaire, appelée *approximation séculaire*, qui simplifie considérablement les calculs. Cette approximation consiste à négliger les couplages entre cohérences et populations, ainsi qu'entre cohérences évoluant à des fréquences différentes [64]. En pratique, ce régime correspond au régime oscillant, où $\Omega_v \gg \Gamma'$. On obtient alors pour les populations des équations de taux.

Cette méthode a été utilisée de nombreuses fois, en particulier dans notre équipe par Jean-Yves Courtois pour simuler des spectres pompe-sonde [45, 67] et par Konstantinos Petsas pour étudier la température et le magnétisme des réseaux optiques [68, 47]. Elle a également été étendue à deux dimensions, mais il faut bien noter que le domaine de validité de l'approximation séculaire, limité à 1D aux grands désaccords, est plus restreint à deux dimensions car alors la dégénérescence des bandes est plus élevée [58].

I.C.1.2 Simulation Monte-Carlo quantique

Introduite par Jean Dalibard en 1992 [69] dans un cadre plus vaste que celui qui nous préoccupe ici, cette méthode permet de traiter un grand nombre de problèmes dissipatifs en optique quantique sans avoir à intégrer l'équation pilote. Elle consiste à remplacer le calcul de la matrice densité atomique par celui de l'évolution temporelle d'un ensemble statistique de fonctions d'onde. Les informations que l'on recherche sur une grandeur A sont alors obtenues par un moyennage de l'observable correspondante \hat{A} sur cet ensemble statistique, et non plus en calculant la trace de $\sigma\hat{A}$. L'évolution temporelle est simulée de la façon suivante : on intercale dans une évolution hamiltonienne (mettant en jeu un hamiltonien non-hermitique) des sauts quantiques aléatoires qui correspondent à l'émission d'un photon spontané. Cette méthode s'est avérée très puissante (elle s'applique en particulier sans difficulté et sans approximation à toute transition atomique) et a été utilisée pour calculer des températures et des spectres de fluorescence dans des mélasses 1D ou 3D [70-72], ainsi que pour étudier la diffusion anormale dans les réseaux optiques [73].

Les inconvénients de cette méthode résident dans la puissance de calcul nécessaire et dans son relatif manque de transparence : en effet, il est parfois difficile de se faire une idée précise des phénomènes élémentaires à l'origine d'un effet macroscopique donné.

I.C.1.3 Simulation Monte-Carlo semi-classique

Cette méthode consiste aussi à calculer l'évolution temporelle d'un certain nombre d'atomes mais l'on ne traite quantiquement que les degrés de liberté internes de l'atome. Un traitement semi-classique est appliqué aux degrés de liberté externes. Bien sûr, pour que cette approximation soit raisonnable il faut que la longueur de cohérence spatiale de la fonction d'onde soit petite devant la longueur d'onde optique λ_L , ce qui en vertu de l'inégalité d'Heisenberg implique $\Delta p \gg \hbar k_L$. On peut interpréter cette condition en disant que le changement d'impulsion dû à l'absorption ou à l'émission d'un photon doit être petit par rapport à la largeur de la distribution en impulsion. Ceci autorise à développer

les équations en le petit paramètre $\hbar k_L / \Delta p$. Plus précisément, il est commode d'utiliser la transformation de Wigner¹⁶. Moyennant l'hypothèse que la distribution de Wigner est diagonale dans la base des états adiabatiques (hypothèse équivalente à l'approximation adiabatique), on obtient un système de $2J_g + 1$ équations du type Fokker-Planck couplées. L'atome est ainsi soumis à un potentiel optique, à des forces de pression de radiation et au pompage optique qui peut le faire changer de niveau. Enfin, un coefficient de diffusion en impulsion rend compte du recul encaissé lors de chaque processus élémentaire d'absorption et d'émission.

La simulation Monte-Carlo semi-classique a été utilisée abondamment [58, 74, 75], en particulier dans notre équipe [11, 76, 47] où elle est la méthode numérique de prédilection des expérimentateurs [44, 48]. On en verra un exemple de plus dans ce travail !

L'avantage de cette méthode est la simplicité avec laquelle on peut contrôler chaque terme, et donc déterminer l'origine précise des effets observés. Notons néanmoins que l'approximation adiabatique peut devenir problématique pour des moments cinétiques élevés [47], car la séparation entre niveaux aux anti-croisements est faible (voir figure I.6 page 32) : la probabilité pour l'atome d'y subir une transition non-adiabatique est donc importante. Dans les situations du type $\text{lin} \perp \text{lin}$, cependant, les atomes atteignent rarement ces points, ce qui rend les simulations Monte-Carlo semi-classiques valides pour l'étude des phénomènes liés aux atomes localisés.

I.C.2 Techniques d'investigation expérimentales

Dans cette section, nous présentons les diverses techniques expérimentales qui permettent l'étude des réseaux optiques. Nous ne présenterons en détail que les techniques effectivement utilisées dans ce travail et ne ferons que citer les autres en renvoyant aux références utiles.

I.C.2.1 Le temps de vol [1, 77]

La méthode dite du "temps de vol" consiste à mesurer l'étalement spatial du nuage d'atomes pendant une phase d'obscurité (donc de vol libre, d'où le nom de cette technique) et à en déduire la distribution de vitesses initiale, qu'en principe rien n'est venu perturber. Bien sûr, cette méthode possède des contraintes expérimentales : tout d'abord il faut couper les faisceaux lumineux suffisamment vite pour que la distribution de vitesses n'ait

16. La transformation de Wigner est particulièrement bien adaptée au passage à la limite semi-classique.

pas le temps d'être modifiée, et il faut également être sûr qu'il ne reste pas de lumière parasite avec laquelle les atomes interagiraient pendant la phase d'obscurité.

Pratiquement, il existe deux manières de mesurer l'étalement du nuage atomique : on peut mesurer l'absorption¹⁷ d'une sonde fixe lorsque les atomes la traversent, ou bien prendre une image des atomes avec une caméra C.C.D. (Charge Coupled Device) lors d'un flash de lumière qui les fait fluorescer.

- La méthode la plus employée jusqu'à présent dans notre équipe consiste à placer, à une hauteur h en dessous de la zone de piégeage des atomes, une nappe de lumière résonnante (voir figure I.19). Lorsqu'on coupe les faisceaux qui piègent les atomes, ils ne sont plus soumis qu'à la gravité et tombent ; ils traversent alors la sonde au bout d'un temps de chute moyen $t_{\text{chute}} = \sqrt{\frac{2h}{g}}$. On regarde l'absorption de cette sonde par les atomes au cours du temps. On obtient un signal qui est la plupart du temps une gaussienne et un calcul simple nous permet de déduire de la dispersion δt des temps de passage à travers la sonde la largeur δv de la distribution initiale des vitesses selon la direction verticale : en effet, pour un nuage initialement assez petit, $\delta v = g\delta t$. La relation $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}M(\delta v)^2$ nous donne alors la température correspondante. Le calcul est en réalité un peu plus compliqué car il faut tenir compte également de la taille initiale du nuage atomique et de l'épaisseur du faisceau sonde, qui ont toutes deux pour effet d'élargir la gaussienne. Pour de très faibles températures, ces corrections peuvent devenir significatives. Si on les décrit comme des gaussiennes de variances respectives σ_{init}^2 et σ_{sonde}^2 , on obtient plutôt

$$T = \frac{M}{k_B} \left(\delta v^2 - \frac{\sigma_{\text{init}}^2 + \sigma_{\text{sonde}}^2}{t_{\text{chute}}^2} \right) \quad (\text{I.55})$$

Dans le cas d'une distribution de vitesses gaussienne, la largeur à considérer est la demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ de la hauteur totale. Bien sûr, le fait de parler de température devient problématique lorsque la forme de la distribution de vitesses est plus exotique (lorentziennes, profils de Voigt ou même distributions multi-pics). Dans ce cas, la notion de température est une manière commode de caractériser la distribution d'impulsions, même si le système n'est pas à l'équilibre thermodynamique.

- La seconde méthode, employée dans les chapitres III et IV, permet de mesurer des températures en principe dans toutes les directions. Pour cela on laisse les atomes

17. Une variante de cette méthode consiste à mesurer la fluorescence des atomes lors de leur traversée de la sonde, mais elle est de mise en œuvre plus délicate puisqu'il faut collecter la lumière de fluorescence qui n'est pas toujours très abondante.

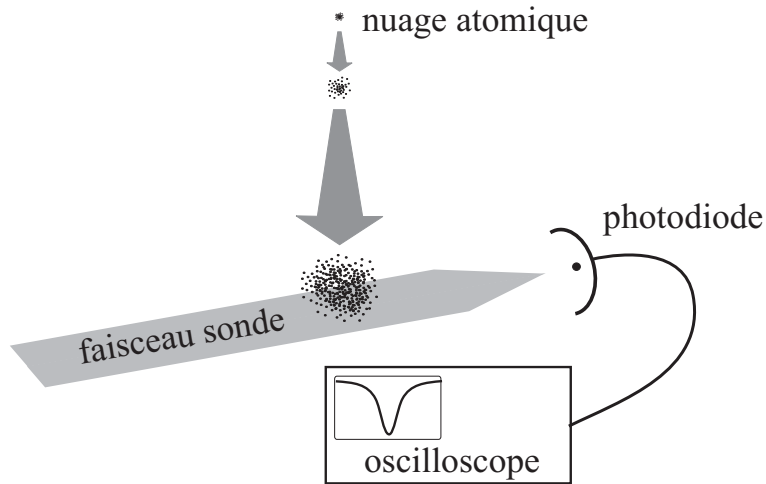


FIG. I.19 - *Principe de la mesure de température par temps de vol. Le nuage atomique s'étend au cours de sa chute. L'enregistrement de l'absorption de la sonde lorsque les atomes la traversent permet de déduire l'étalement du nuage, directement lié à la température des atomes.*

tomber librement pendant un temps t_{chute} , puis on les illumine avec un faisceau résonnant beaucoup plus grand que le nuage atomique et on prend l'image de la fluorescence des atomes dans ce faisceau à l'aide d'une caméra déclenchable [78]. La mesure de l'étalement du nuage dans une direction donnée permet d'en déduire, de la même façon que ci-dessus, la température correspondante. Cette méthode est employée très fréquemment pour mesurer la température des atomes dans un condensat de Bose-Einstein.

Cette méthode est destructive car, dans un cas comme dans l'autre, on laisse tomber les atomes.

I.C.2.2 Spectroscopie pompe-sonde par transmission

La spectroscopie pompe-sonde, couramment utilisée en optique non-linéaire [79], a été appliquée pour la première fois à des atomes refroidis par laser en 1991 dans un piège magnéto-optique [80], puis en 1992 dans un réseau optique [5, 45]; elle est depuis utilisée très souvent, notamment dans notre équipe (voir les différentes thèses [67, 81, 63, 44, 48] et les références qui y sont citées) mais également dans d'autres [59, 8], et s'est avérée à la fois très souple et très riche, comme en témoigne le nombre de publications où elle est

utilisée, et que nous ne citerons pas toutes ici.

Cette méthode consiste à envoyer un faisceau de faible intensité de fréquence ω_s , appelé *sonde*, dans le milieu à étudier. En général, on ajoute également un faisceau plus intense de fréquence proche ω_p , appelé *pompe*, avec lequel la sonde interfère pour exciter des modes dynamiques du milieu à étudier. Dans notre cas, ce sont les faisceaux créant le réseau optique, de fréquence ω_L , qui servent de pompe. L'interférence pompe-sonde engendre donc une excitation temporellement et spatialement modulée (qui peut être liée par exemple à une modification par l'interférence pompe-sonde de l'intensité ou de la polarisation de la lumière) sur laquelle le faisceau pompe peut se diffracter. Cette diffraction crée ainsi dans la direction de la sonde un faisceau supplémentaire de mêmes fréquence ω_s et vecteur d'onde, mais de phase éventuellement différente. L'interférence entre la sonde et la pompe diffractée peut être constructive ou destructive en fonction de la réponse du milieu aux modes dynamiques excités. En balayant la fréquence de la sonde au voisinage de celle de la pompe, on observe ainsi diverses résonances.

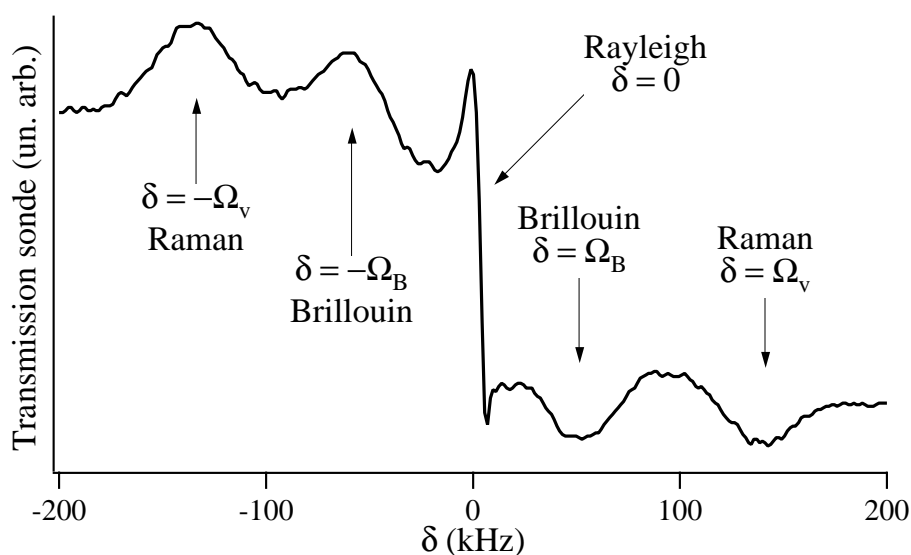


FIG. I.20 - Exemple de spectre pompe-sonde obtenu dans un réseau tridimensionnel lin \perp lin en tétraèdre. On remarque sur ce spectre trois résonances : la résonance Rayleigh, située autour de $\delta = 0$, dont la forme peut varier continûment d'une dispersion à une lorentzienne en fonction des paramètres expérimentaux. En $\delta = \pm\Omega_v$ on trouve les résonances vibrationnelles qui sont la marque des processus Raman stimulés entre niveaux vibrationnels d'un même puits, et en $\delta = \pm\Omega_B$ se situent les résonances Brillouin, qui correspondent à des modes de propagation dans le réseau.

Un exemple de spectre expérimental est présenté figure I.20. Il a été obtenu dans un réseau 3D de type lin \perp lin où l'angle θ entre les faisceaux quasi-copropageants avec la sonde (qui se propageait ici le long de l'axe de symétrie Oz , voir fig. I.14 p. 46) était relativement petit (environ 30°) et où la polarisation de la sonde était parallèle à celle des faisceaux quasi-copropageants. Nous ne le décrivons que très sommairement ici puisque l'étude expérimentale des réseaux optiques tridimensionnels par spectroscopie pompe-sonde a fait l'objet de la thèse de Samuel Guibal [63]. Il faut en particulier noter qu'en fonction des caractéristiques du faisceau sonde (direction de propagation, fréquence et polarisation par exemple) on peut obtenir des spectres d'allures assez différentes. On note sur le spectre de la figure I.20 l'existence de trois types de structures :

1. **Les résonances Rayleigh.** Autour de $\delta = \omega_s - \omega_L = 0$ apparaît une résonance appelée Rayleigh [45, 67]. Nommée ainsi à cause de la quasi-élasticité des processus ($\omega_s \simeq \omega_L$), elle apparaît comme la somme de deux composantes centrées en 0 (une dispersion et une lorentzienne) dont les amplitudes relatives varient avec les paramètres expérimentaux, notamment l'angle θ et le désaccord Δ [76]. En quelques mots, cette résonance est liée à l'apparition d'une modulation à grande échelle de l'intensité des faisceaux (puisque la sonde interfère ici avec les faisceaux quasi-copropageants qui sont de même polarisation), donc de la profondeur des puits, qui se déplace à une vitesse proportionnelle à δ . Cette modulation crée à son tour un réseau de densité atomique en mouvement, qui est en général déphasé par rapport au réseau d'intensité à cause du temps de réponse fini des atomes. Lorsque $\delta = 0$, le réseau d'intensité est au repos et le potentiel lumineux est en phase avec l'intensité, mais la force de pression de radiation, en quadrature avec la force dipolaire qui dérive du potentiel lumineux, peut introduire un déphasage du réseau de densité atomique avec le réseau d'intensité créé par la sonde. La force dipolaire contribue ainsi au signal sous la forme d'une composante dispersive qui s'annule en $\delta = 0$, tandis que la force de pression de radiation y ajoute une composante lorentzienne présentant un gain en $\delta = 0$. Dans les cas où cette pression de radiation ne peut être négligée (petit désaccord Δ et petit angle θ) l'on observe effectivement une forme de raie proche d'une lorentzienne [76].

La largeur de la résonance Rayleigh est liée au temps de brouillage de ce réseau de densité qui est lui-même relié de façon complexe au coefficient de diffusion spatiale des atomes dans le réseau optique. (Voir la thèse de Christine Triché où les liens entre largeur des résonances Rayleigh et coefficients de diffusion sont étudiés [44].)

2. **Les résonances vibrationnelles Raman** sont composées de deux pics, l'un en

absorption et l'autre en amplification, centrés respectivement en $\delta = +\Omega_v$ et en $\delta = -\Omega_v$. En termes classiques, la sonde a pour effet de "secouer" les puits de potentiel à la fréquence δ , ce qui amplifie l'amplitude de l'oscillation des atomes lorsque $\delta = \pm\Omega_v$. L'interprétation de ces résonances en termes quantiques est également très simple : il s'agit de transitions Raman stimulées entre deux niveaux vibrationnels adjacents dans un puits de potentiel (voir fig. I.21). En réalité le schéma proposé sur la figure I.21 est simplifié : si un atome dans le niveau vibrationnel n peut absorber un photon de la sonde et en émettre un dans un faisceau du réseau pour passer dans le niveau $n+1$, le processus inverse se produit aussi, de telle sorte que l'amplitude du signal devient proportionnelle à la différence de populations entre les deux niveaux adjacents.

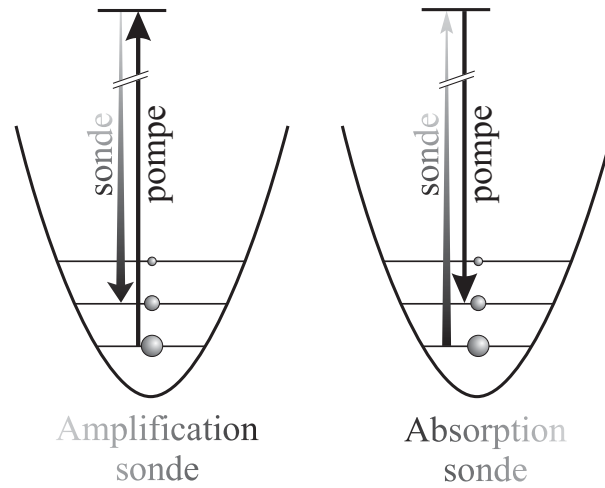


FIG. I.21 - Schéma des transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels. C'est la différence entre les populations des différents niveaux (représentées par des boules) qui permet d'observer les résonances associées à ces transitions : une amplification de la sonde lorsque $\delta = -\Omega_v$ et une absorption lorsque $\delta = +\Omega_v$.

En outre, une transition entre deux niveaux vibrationnels est excitée de façon plus ou moins efficace selon la direction et la polarisation de la sonde. En d'autres termes, il existe des règles de sélection qu'il est utile de savoir calculer. Pour cela, il est nécessaire d'écrire plus précisément, par exemple dans l'approximation des potentiels diabatiques, l'amplitude de transition entre les états vibrationnels de nombres quantiques respectifs n_g et n'_g . En notant ces états respectivement $|J_g, m_g; n_g\rangle$ et

$|J_g, m_g; n'_g\rangle$, elle s'écrit

$$A_{n_g n'_g} = \sum_{m_e, n_e, q=0, \pm 1} \langle J_g, m_g; n'_g | \mathbf{d}_q^- \cdot \mathbf{e}_q^* (\varepsilon_s)_q^* | J_e, m_e; n_e \rangle \langle J_e, m_e; n_e | \mathbf{d}_q^+ \cdot \mathbf{e}_q \varepsilon_q | J_g, m_g; n_g \rangle \quad (\text{I.56})$$

avec $(\varepsilon_s)_q$ (*resp.* ε_q) composante dans la base standard selon q du champ sonde (*resp.* du champ du réseau) de fréquence positive. En séparant les variables internes et externes et à l'aide du théorème de Wigner-Eckart, on peut réécrire cette amplitude de transition

$$A_{n_g n'_g} = \mathcal{D}^2 \sum_{q=0, \pm 1} |\langle J_e, m_g + q | J_g, 1, m_g, q \rangle|^2 \langle n'_g | (\varepsilon_s)_q^* \varepsilon_q | n_g \rangle \quad (\text{I.57})$$

C'est le dernier terme de l'équation I.57 qui détermine les règles de sélection. En écrivant la valeur des champs électriques de la sonde et du réseau correspondant à la situation étudiée et en développant les champs en x, y, z au voisinage du fond d'un puits, on identifie aisément les transitions Raman possibles entre deux niveaux vibrationnels comme les termes d'ordre 1 en x, y, z .

3. **Les résonances Brillouin.** La troisième composante de ce spectre, située en $\pm\Omega_B$, est appelée résonance Brillouin par analogie avec la résonance Brillouin observée dans les milieux denses. Ici cependant il ne s'agit pas d'une excitation collective comme dans le cas du son, mais d'atomes se propageant dans le réseau en sautant de puits en puits de façon cohérente [82]. Une étude expérimentale [11] a été effectuée et a permis de montrer que la position Ω_B de cette résonance (qui n'apparaît que pour des angles du réseau inférieurs à 30°) vaut $\Omega_B = k_L \alpha v$, où α est l'angle entre les directions de propagation de la sonde et d'un faisceau du réseau de même polarisation, et v est une vitesse caractéristique des atomes dans le réseau. A la différence des résonances Rayleigh et Raman, la *position* de la résonance Brillouin varie donc avec la direction de propagation de la sonde.

Enfin, d'autres résonances peuvent apparaître sur les spectres pompe-sonde, comme par exemple des résonances Raman stimulées entre différents sous-niveaux Zeeman, pour peu que les règles de sélection le permettent et que l'on explore une plage suffisamment large en δ . On verra d'ailleurs des exemples de telles résonances dans le chapitre II. Il faut aussi noter que l'étude des résonances décrites ici peut apporter des informations indirectes : ainsi, par exemple, l'étude des raies vibrationnelles obtenues avec une sonde polarisée circulairement a permis de mettre en évidence le comportement paramagnétique du réseau 3D lin \perp lin [62, 63].

I.C.2.3 Les mesures de diffusion

Si les études concernant le mouvement des atomes dans un puits de potentiel ne manquent pas, les phénomènes de diffusion et de transport dans les réseaux optiques sont encore relativement mal compris. On a mentionné en particulier combien il est délicat d'extraire des résonances Rayleigh un coefficient de diffusion spatial [44]. On doit donc le mesurer directement, ce qui ne pose pas de problème de principe : il suffit de disposer d'une caméra CCD déclenchable et de prendre des images du nuage atomique dans le réseau à différents instants. Ce type d'étude a été effectué dans des mélasse optiques 3D [9].

Dans un réseau brillant, la fluorescence des atomes dans les faisceaux piégeants est suffisante pour prendre des images de qualité convenable sans faisceau annexe. L'avantage est alors que cette mesure est non-destructive. Dans les mélasse et réseaux gris, la fluorescence des atomes dans les faisceaux piégeants est très faible puisqu'ils sont dans un état non-couplé (ou peu couplé) à la lumière : on est alors contraint d'allumer un faisceau supplémentaire résonnant et de prendre l'image de la fluorescence des atomes en présence de ce faisceau¹⁸. Dans ce cas la mesure est destructive, ce qui oblige à utiliser pour chaque durée de la phase de réseau un échantillon différent. Ceci impose d'avoir un nuage de forme et de taille très reproductibles, ou de moyenniser chaque image sur plusieurs réalisations du piège magnéto-optique.

Bien entendu, cette technique, très simple en principe, est assez délicate à mettre en œuvre car il faut disposer d'un nuage atomique initialement petit et de forme gaussienne. Le traitement des images peut aussi s'avérer relativement problématique : en effet, il s'agit de déterminer sur chaque image $\Delta x = \sqrt{\langle x^2 \rangle}$, qui est la largeur du nuage à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ de l'intensité maximale. Le coefficient de diffusion en position D_x s'en déduit alors selon sa définition $\langle x^2 \rangle = 2D_x t$. Or un écart, même faible, par rapport à la forme gaussienne peut perturber notablement le résultat. En particulier les coefficients obtenus par ajustement d'une gaussienne sur le signal d'une part et par détermination directe de la largeur du nuage à $\frac{1}{\sqrt{e}}$ d'autre part peuvent différer de 50 %. Cette difficulté d'interprétation, allée à la faible variation de D_x avec les paramètres expérimentaux, peut expliquer que cette méthode soit relativement peu utilisée.

18. On peut également mesurer l'absorption de ce faisceau par les atomes. C'est ce qu'on appelle l'effet d'ombre.

I.C.2.4 Et d'autres méthodes encore !

Nous ne prétendons bien sûr pas avoir décrit toutes les techniques d'ores et déjà utilisées pour extraire l'information du milieu auquel nous nous intéressons. Nous ne pouvons malheureusement pas les étudier toutes en détail dans le cadre de ce travail, et nous ne ferons que citer celles que nous n'avons pas utilisées directement.

– **Des variantes de la spectroscopie pompe-sonde.**

Dans le cadre de la spectroscopie pompe-sonde, outre la spectroscopie par transmission on peut utiliser une méthode par *transitoires cohérents*, démontrée en 1993 [8] et utilisée plus extensivement dans notre équipe, en particulier dans la thèse de Christine Triché [83, 44]. Cette méthode possède la propriété de séparer temporellement l'excitation et la détection, ce qui peut permettre entre autres d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un facteur 10. On peut citer aussi le phénomène du mélange à quatre ondes qui se manifeste en spectroscopie pompe-sonde sous la forme de *conjugaison de phase* [33] et de *diffusion élastique cohérente*. Enfin, l'observation de *résonances induites par le recul* [84] constitue une deuxième méthode de mesure de la température des atomes [85].

– **Méthodes basées sur l'analyse de la fluorescence.**

On peut également obtenir des informations sur les atomes en analysant la lumière de fluorescence qu'ils émettent. On obtient par exemple des spectres de fluorescence par spectroscopie hétérodyne, en mélangeant la lumière de fluorescence à un faisceau annexe de fréquence proche et en analysant le battement entre ces deux ondes à l'aide d'un analyseur de spectre. Cette méthode a été utilisée très tôt dans les mélasses optiques [86] où elle a permis d'observer un rétrécissement de type Lamb-Dicke fruit d'une localisation atomique à l'échelle de λ_L , puis dans les réseaux optiques 1D [87] et 3D [27]. On peut également analyser la lumière de fluorescence émise par les atomes en exploitant les *corrélations temporelles* entre photons émis : auto-corrélation pour deux photons de même polarisation circulaire (ce qui est équivalent à l'analyse spectrale) et corrélations croisées, qui apportent de nouvelles informations sur les atomes ayant changé de puits [88, 10, 12]. Cette méthode a été mise en œuvre dans l'équipe d'Alain Aspect et a fait l'objet de la thèse de Christophe Jurczak [74].

– **Diffraction de Bragg.**

Enfin, nous ne saurions oublier la technique de diffraction de Bragg, très connue en physique du solide [89], qui a été appliquée aux réseaux périodiques en 1995 par deux

équipes [90, 91], donnant ainsi la première preuve expérimentale d'un ordre à grande échelle dans les réseaux optiques. Cette méthode a depuis été utilisée pour étudier un réseau quasi-périodique [13, 48]. Précisons simplement que l'analyse de l'amplitude diffractée par diffraction de Bragg permet en outre, par l'intermédiaire du facteur de Debye-Waller, d'étudier la dynamique des atomes, lors du refroidissement ou lorsqu'ils sont localisés dans les puits de potentiel [92, 93].

I.C.3 Présentation du montage expérimental

Dans ce paragraphe notre ambition n'est pas de rendre compte du montage expérimental dans tous ses détails : on pourra en trouver une description très détaillée dans la thèse de Luca Guidoni [48] pour le cas du césium. Le travail décrit dans ce mémoire a été réalisé pour une partie avec des atomes de rubidium, et pour le reste avec des atomes de césium. Bien que ces deux atomes présentent des caractéristiques relativement proches (voir table I.1), ils nécessitent tout de même de disposer de deux expériences distinctes, et qui comportent donc chacune leur spécificité et leurs subtilités. Nous nous contenterons ici de décrire les différentes parties de l'expérience et leur principe de fonctionnement, qui est pour l'essentiel commun aux deux montages.

Nous avons, à des fins de clarté, séparé cette présentation en plusieurs paragraphes : nous décrirons tout d'abord les atomes utilisés, puis les sources laser, le principe et la réalisation du piège magnéto-optique et enfin les faisceaux nécessaires pour sonder notre milieu et en extraire l'information recherchée.

I.C.3.1 Les atomes

Comme nous l'avons mentionné plus haut, ce travail a été réalisé pour partie avec des atomes de césium (chapitres II, III et IV) et pour partie avec des atomes de rubidium 87 (chapitre V). Nous avons résumé dans la table I.1 les principales caractéristiques utiles de chacun d'eux.

De manière générale, nous avons fait, comme habituellement en refroidissement laser, le choix des alcalins. Cette famille atomique ne possède qu'un seul électron de valence, ce qui simplifie considérablement le schéma des niveaux électroniques. Les transitions utilisées se situent entre l'état fondamental $6S_{1/2}$ et l'état $6P_{3/2}$ pour le césium (*resp.* entre $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ pour le rubidium). Rappelons que le niveau $nP_{3/2}$ est l'un des deux

Nom	Définition	Valeur	
		Césium (^{133}Cs)	Rubidium (^{87}Rb)
Masse	M	$2,21 \cdot 10^{-25}$ kg	$1,44 \cdot 10^{-25}$ kg
Largeur naturelle	Γ	$2\pi \cdot 5,22$ MHz	$2\pi \cdot 5,89$ MHz
Longueur d'onde	λ	852,11 nm	780,02 nm
Intensité de saturation ^a	I_s t.q. $\Omega^2 = \Gamma^2/2$	1,1 mW/cm ²	1,9 mW/cm ²
Energie de recul	$E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$	$1,37 \cdot 10^{-30}$ J	$2,45 \cdot 10^{-30}$ J
Vitesse de recul	$v_R = \hbar k / M$	3,52 mm/s	5,9 mm/s
Fréquence de recul	$\nu_R = E_R / h = \omega_R / 2\pi$	2,07 kHz	3,7 kHz
Température de recul	$T_R = M v_R^2 / k_B$	198 nK	360 nK

TAB. I.1 - *Grandeurs caractéristiques pour le césium sur la transition $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ et le rubidium 87 sur la transtion $5S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 3P_{3/2} (F' = 1)$.*

^aPour calculer l'intensité de saturation pour une transition hyperfine ouverte $F_g \rightarrow F_e$, on exprime l'élément de matrice réduit $\mathcal{D}(F_g, F_e)$ en fonction de $\mathcal{D}(J_g, J_e)$ à l'aide d'un coefficient $6j$ de Wigner [94]. Ainsi, on trouve I_s pour la transition $1 \rightarrow 1$ du rubidium 87 à partir de sa valeur 1.6 mW/cm² pour la transition fine $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$.

niveaux du doublet de structure fine¹⁹ du premier état excité. En outre, le noyau atomique possédant un moment magnétique de spin, nous devons considérer aussi l'interaction de ce spin nucléaire avec le moment cinétique électronique, ce qui engendre une structure hyperfine. C'est l'une de ces raies hyperfines que nous utilisons.

1.a Le césium. L'atome de césium²⁰ est le plus lourd des alcalins existant à l'état naturel. Il ne possède qu'un seul isotope stable, le césium 133. Son spin nucléaire vaut $I = 7/2$, ce qui donne dans l'état fondamental deux niveaux hyperfins ($F = 3$ et $F = 4$), et dans le niveau excité considéré quatre niveaux de moment cinétique global $F' = 2$ à $F' = 5$. Nous nous intéressons, pour les expériences effectuées avec l'atome de césium, à une transition du type $F \rightarrow F' = F + 1$. Il est logique de choisir parmi les transitions disponibles une transition fermée, dont nous avons évoqué l'intérêt plus haut : la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ s'est donc imposée. Le schéma des niveaux est représenté figure I.22, avec les écarts en fréquence pour la structure hyperfine. On constate sur cette figure que seulement 250 MHz, c'est-à-dire moins de 50Γ , séparent la transition utilisée de sa voisine

19. La structure fine naît de la levée de dégénérescence liée à l'interaction spin-orbite.

20. Notons que c'est la fréquence d'une transition du césium qui définit l'unité de temps du système international, d'où l'intérêt de le refroidir [95].

$F = 4 \rightarrow F' = 4$. Cette proximité a deux conséquences. *Primo*, on ne peut pas négliger l'excitation non résonnante sur l'autre transition, excitation après laquelle l'atome peut retomber dans le niveau $F = 3$ d'où il ne sera plus sensible au laser (l'écart entre les deux niveaux du fondamental est beaucoup plus important : plus de 9 GHz). Il faut donc ajouter au dispositif expérimental un faisceau résonnant sur $F = 3 \rightarrow F' = 4$ pour "repomper" ces atomes dans $F' = 4$, d'où ils auront une chance de retomber dans $F = 4$. *Secundo*, nous devons nous limiter dans la gamme des désaccords à la transition $4 \rightarrow 5$ puisque $|\Delta_{4 \rightarrow 4}| = 50\Gamma - |\Delta_{4 \rightarrow 5}|$. En toute rigueur, la condition $|\Delta_{4 \rightarrow 5}| \ll |\Delta_{4 \rightarrow 4}|$ devrait toujours être vérifiée. En pratique, l'influence de la transition $4 \rightarrow 4$ sur les résultats n'est pas sensible sur la température jusqu'à $|\Delta_{4 \rightarrow 5}| \simeq 30\Gamma$.

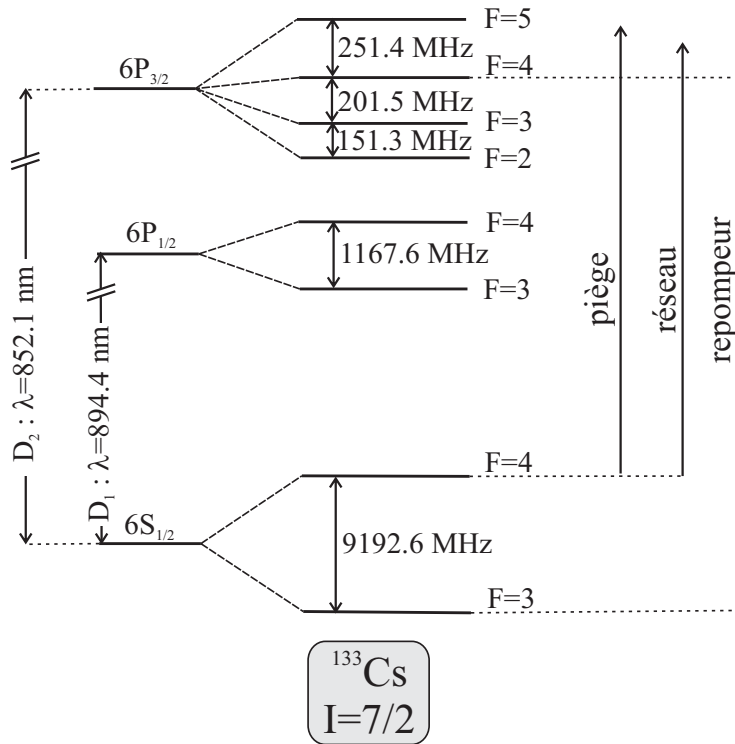


FIG. I.22 - Niveaux d'énergie du césium. On a indiqué à droite les transitions utilisées pour les différents faisceaux.

1.b Le rubidium. L'atome de rubidium, plus léger que le césium, possède deux isotopes stables, le rubidium 85 et le rubidium 87. Nos cellules contiennent 72 % de ^{85}Rb et 28 % de ^{87}Rb . Le choix de l'isotope le moins abondant n'est pas dicté par un pur masochisme mais par l'intérêt que présente la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$, qui n'existe pas pour

le rubidium 85 (voir le schéma des niveaux des deux isotopes fig. I.23). Rappelons que la transition $1 \rightarrow 1$ possède un état noir, c'est-à-dire un état stationnaire du hamiltonien total qui n'est pas couplé au champ lumineux (voir §I.B.2.5).

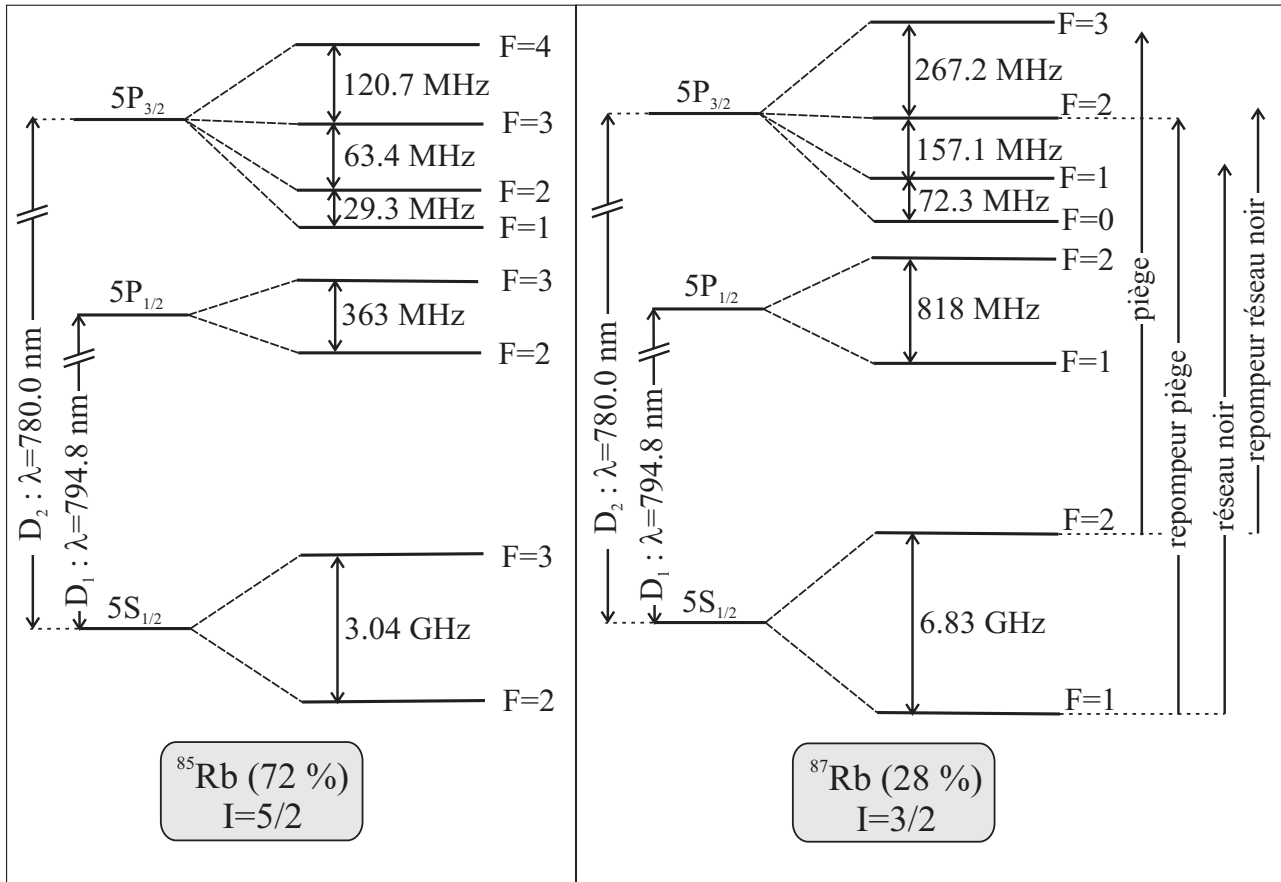


FIG. I.23 - Niveaux d'énergie des deux isotopes du rubidium. Nous avons choisi de travailler avec le rubidium 87. Les transitions utilisées pour les différents faisceaux sont indiquées à droite de la figure.

Cette transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$ n'est pas une transition fermée, ce qui rend cruciale la présence d'un faisceau repompeur, que nous avons choisi résonnant sur $F = 2 \rightarrow F' = 2$. En fait, nous avons légèrement désaccordé ce faisceau à 2Γ sur le bleu de la transition, ce qui améliore nettement l'efficacité du piégeage, le repompeur créant lui-même une mélasse grise qui refroidit les atomes. Nous avons bien sûr pris soin de disposer les faisceaux repompeurs de manière à ce que leur action ne puisse pas perturber l'effet recherché.

Dans le cas du rubidium la remarque concernant la proximité des raies voisines s'ap-

plique de façon plus radicale encore que pour le césium : 26Γ séparent la transition $1 \rightarrow 1$ de sa voisine $1 \rightarrow 2$, et 12Γ la séparent de $1 \rightarrow 0$. En nous éloignant de la résonance sur le bleu de la transition (c'est de ce côté de la transition que les réseaux noirs et gris fonctionnent), nous arrivons donc très vite dans la zone où le réseau brillant sur $1 \rightarrow 2$ a une influence notable, voire prépondérante, sur les atomes. C'est pourquoi nous nous sommes limités à des désaccords à la transition $1 \rightarrow 1$ inférieurs à 5Γ .

1.c La cellule. Nous disposons comme source atomique d'un queusot — tube de quartz — rempli de césium (ou de rubidium) à température ambiante, que nous raccordons à une cellule entièrement en quartz par l'intermédiaire d'une vanne réglable. La cellule est parallélépipédique, traitée anti-reflet sur les faces externes, et de hauteur 150 mm, largeur 100 mm, profondeur 50 mm. Ces dimensions nous laissent une grande liberté d'accès optique, en particulier pour une configuration en tétraèdre. Une pompe ionique²¹ de débit 20 l/s y maintient un vide inférieur à 10^{-8} Bar. Elle est raccordée à la cellule par l'intermédiaire d'une vanne et d'une croix métallique à six branches. Le réglage de l'ouverture des deux vannes permet de contrôler la pression de vapeur résiduelle dans la cellule, en cherchant à obtenir un compromis entre la durée de chargement du piège magnéto-optique (voir I.C.3.3 p. 80) et le nombre d'atomes dans le piège à l'état stationnaire²².

I.C.3.2 Les sources lumineuses

L'avantage des atomes étudiés réside dans le fait que leurs fréquences se trouvent dans un domaine où des diodes laser sont facilement disponibles²³. Pour le césium, nous utilisons des diodes de marque SDL (Spectra Diode Labs) de puissances variables entre 50 et 150 mW, et pour le rubidium des diodes Sharp de 20 mW et SDL de 50 mW.

Les caractéristiques des atomes nous imposent la finesse et la stabilité spectrales de

21. Elle est placée dans un blindage en μ -métal pour éviter des champs magnétiques parasites dans la cellule nécessairement à proximité.

22. Le nombre d'atomes devient plus faible si la pression est trop élevée à cause des pertes par collisions avec des atomes libres, mais une pression trop faible implique un temps de chargement très long. Le compromis choisi correspond à des temps de chargement de l'ordre de la seconde. Il faut noter que la limitation du nombre d'atomes piégés à haute pression est plus contraignante dans le cas du rubidium car nous ne refroidissons qu'environ un quart des atomes présents (le rubidium 87).

23. Ceci est à nuancer pour le cas du rubidium, car il est de plus en plus difficile de trouver des diodes de puissance à 780 nm précisément, et encore plus à 795 nm si l'on veut travailler sur la raie D_1 . On est de plus en plus réduit à faire appel à des fournisseurs qui choisissent les diodes de fréquence adéquate parmi des séries garanties seulement à 20 nm près.

nos laser : par exemple, la largeur naturelle Γ du niveau excité est dans les deux cas de l'ordre de quelques MHz. La largeur spectrale de nos faisceaux doit donc lui être nettement inférieure, et nous nous imposons une limite de 1 MHz. Il faut également que leur fréquence soit stable avec le même type de précision, ce qui impose un asservissement en fréquence de nos diodes pour éviter une dérive due par exemple à des variations de température. Par ailleurs, nous voulons pouvoir faire varier le désaccord à résonance des faisceaux qui engendrent le réseau optique de plusieurs unités de Γ , ce qui correspond à une accordabilité en fréquence sur environ 100 à 200 MHz.

Pour obtenir les caractéristiques spectrales souhaitées alliées à une puissance lumineuse relativement importante (plusieurs fois l'intensité de saturation), nous devons procéder en deux temps : d'abord nous obtenons des faisceaux de faible puissance mais de caractéristiques spectrales adéquates, que nous utilisons pour injecter des diodes de puissance.

Nous avons vu ci-dessus que dans les deux montages expérimentaux, nous avons besoin d'un faisceau repompeur. Nous utilisons donc des faisceaux partant des deux niveaux hyperfins du fondamental. Compte-tenu de l'écart séparant ces niveaux, proche de 10 GHz, la solution que nous avons choisie consiste à utiliser deux diodes laser en cavité étendue.

2.a Les laser maîtres. Les diodes commercialisées n'ont pas naturellement une largeur spectrale aussi petite que nécessaire. Il faut donc les monter en cavité étendue, et également les asservir en fréquence pour assurer leur stabilité.

Le principe de l'injection est le suivant : la présence de lumière à une certaine fréquence dans le milieu de gain baisse le seuil d'oscillation pour cette fréquence uniquement, ce qui impose la fréquence laser. Nous utilisons un montage de type Littrow, c'est-à-dire que la cavité externe, d'une longueur de l'ordre de 10 cm, est fermée par un réseau de diffraction monté sur cale piézo-électrique, dont l'ordre 1 est rétro-réfléchi dans la diode elle-même tandis que l'ordre 0 assure le couplage à l'extérieur. Un tel montage présente une double sélectivité en fréquence : le réglage de l'orientation du réseau permet un réglage grossier, tandis qu'un ajustement de la longueur de la cavité par la cale piézo-électrique assure un réglage plus fin à l'intérieur de l'intervalle spectral libre.

– Cas du césium

Pour le césium, nous utilisons des diodes laser de 50 mW dont le faisceau est collimaté par un objectif de marque Melles Griot, des réseaux à 1800 traits/mm montés sur des cales piézo de manière à ce que le temps de réponse soit de l'ordre de 100 μ s (c'est la masse du réseau à déplacer qui détermine ce temps de réponse). La puissance de sortie est de l'ordre de 10 à 20 mW. Il est clair que la fréquence émise par

ces diodes doit non seulement être bien définie, mais également très stable. Nous devons donc éviter les variations de courant, de température et de longueur de la cavité qui toutes peuvent faire varier la fréquence.

L'alimentation de ces diodes est stabilisée en courant. Leur montage a été amélioré par Luca Guidoni [48]. En pratique, l'ensemble diode-objectif-réseau est inséré dans une boîte fermée et montée sur mousse pour éviter vibrations acoustiques et mécaniques qui pourraient faire varier la longueur optique de la cavité. La diode, qui possède dans son boîtier d'origine un module à effet Peltier, est bien sûr asservie en température. Mais on ne peut pas négliger les variations thermiques de la cavité étendue, qui nuisent à la stabilité de sa longueur. L'ensemble de cette cavité étendue, montée sur une base de laiton, est maintenue à une température légèrement supérieure à celle du laboratoire par des transistors asservis sur une thermistance. L'absence de refroidissement actif de cette base rend nécessaire un bon contact thermique avec la table de manière à dissiper efficacement la chaleur excédentaire : il est assuré par l'enrobage de la mousse anti-vibrations dans du papier aluminium.

Il reste maintenant à s'assurer que la fréquence correspond précisément à celle que nous voulons obtenir. La référence est bien entendu la fréquence d'une transition du césium. C'est pourquoi nous utilisons un asservissement sur le signal d'absorption saturée du césium décrit un peu plus loin.

– Cas du rubidium

Pour les expériences sur le rubidium, nous utilisons deux montages différents de ceux utilisés pour le césium.

L'une des diodes est une diode à DBR (Distributed Bragg Reflector) de marque Yokogawa, de puissance nominale 5 mW et de largeur spectrale 1 MHz. Le principe de fonctionnement de cette diode est le même que pour une diode sur réseau habituelle, hormis que l'élément assurant la sélection en fréquence est gravé dans le semi-conducteur. Un courant électrique, appelé courant DBR, détermine les propriétés optiques de cette zone gravée (indice, ...) et assure ainsi l'équivalent du contrôle de la position du réseau. L'avantage de cette technologie est une grande simplicité d'utilisation : insensibilité aux variations de température de la pièce, alignement réduit au strict minimum, asservissement extrêmement simplifié. En outre, l'intervalle spectral libre est considérablement plus grand que pour le montage habituel. L'inconvénient majeur de cette diode reste bien sûr son prix.

La deuxième diode est une diode Sharp de puissance nominale 20 mW (la puissance de sortie dans un montage bien réglé valant environ 30 % de cette dernière), montée

en cavité étendue mais avec un montage plus compact qui est utilisé au laboratoire, en particulier dans l'équipe de Serge Haroche. La longueur de la cavité est un peu réduite, et surtout la diode, l'objectif et le réseau (toujours collé sur une cale piézo-électrique) sont fixés sur un support monobloc ; la pièce est dessinée de façon à permettre, en jouant sur l'élasticité du matériau, de contrôler l'inclinaison et la longueur de la cavité. Le boîtier de la diode ne contenant pas de module à effet Peltier, il faut thermostatier l'ensemble du support par un module Peltier de puissance régulé par une thermistance. Par ailleurs, la cavité ainsi construite est plus rigide que dans un montage traditionnel, ce qui la rend moins sensible aux vibrations.

– Absorption saturée

La référence de fréquence naturelle pour nos expériences est bien évidemment la fréquence des transitions de l'atome utilisé. Nous utilisons donc un montage par absorption saturée, dont le principe est le suivant (voir par exemple [96]) : on envoie dans une petite cellule contenant un gaz de l'atome considéré à température ambiante deux faisceaux, l'un intense, appelé *pompe*, dont on balaie la fréquence²⁴ $\nu_p = \nu_s + \delta\nu$ (avec $\delta\nu$ variable), et l'autre plus faible, appelé *sonde*, de fréquence ν_s , dont on mesure la transmission. En présence du faisceau sonde seul on observe, si la fréquence de la sonde est balayée autour de la résonance atomique, une absorption dont la largeur est liée à l'effet Doppler et vaut environ 500 MHz à température ambiante. Le faisceau pompe se propage en sens inverse de la sonde et est suffisamment intense pour saturer une transition (de fréquence ν_0) pour la classe de vitesse résonnante v_{res} , c'est-à-dire vérifiant $\nu_0 = \nu_p + v_{\text{res}} \frac{v_p}{c}$. Pour cette classe de vitesses, l'état fondamental est donc dépeuplé. Mais les atomes de vitesse v voient également dans leur référentiel propre une sonde, de fréquence décalée par effet Doppler, et qui est absorbée de façon résonnante si $\nu_0 = \nu_s - v \frac{\nu_s}{c}$. Cependant, si la classe d'atomes pour laquelle cette condition se trouve remplie coïncide avec celle de vitesse v_{res} , le niveau fondamental est dépeuplé par la pompe et la sonde sera donc moins absorbée que pour les classes de vitesses voisines. Cette situation correspond à $\nu_p \simeq \nu_0 + \frac{\delta\nu}{2}$, c'est-à-dire au cas où la fréquence de la transition ν_0 est à égale distance entre ν_p et ν_s . On voit donc apparaître, sur le profil Doppler d'absorption de la sonde, des raies de largeur Γ , correspondant à une absorption moindre. Nous avons représenté figure I.24 les profils d'absorption saturée du césium et figure I.25 ceux du rubidium. Dans le cas où plusieurs transitions se côtoient sur le même profil Doppler, comme c'est le cas ici pour la structure hyperfine, un autre phénomène se produit, qui engendre

24. Le raisonnement s'applique exactement de la même façon si c'est la fréquence de la sonde qui est balayée.

de nouvelles raies : la sonde peut être résonnante sur une transition de fréquence ν_1 tandis que, pour la même classe de vitesses, la pompe est résonnante sur une autre transition de fréquence ν_2 . La condition sur ν_p s'écrit $\nu_p \simeq \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} + \frac{\delta\nu}{2}$. La raie du spectre d'absorption saturée correspondante s'appelle alors *croisement de niveaux* et se trouve à mi-chemin entre les raies correspondant à chacune des transitions.

– Asservissement

Il est important de noter que les deux faisceaux servant à l'absorption saturée sont prélevés sur le faisceau principal, ce qui évite d'avoir à moduler par exemple le courant de la diode et donc l'intensité du faisceau utile. Le montage typique utilisé est représenté figure I.26 ; le montage utilisé pour les différentes diodes présente des variations par rapport à celui-ci, mais le principe est toujours identique. La pompe est envoyée à travers un modulateur acousto-optique monté en double-passage qui permet de la décaler en fréquence par rapport à la sonde²⁵, et également de moduler sa fréquence à environ 10 kHz. Le signal démodulé *via* un amplificateur à détection synchrone donne la dérivée du signal d'absorption saturée. La dérivation présente l'avantage d'amplifier les structures fines et de fournir une forme dispersive pouvant servir directement de signal d'erreur. Celui-ci est envoyé à la cale piézo-électrique qui corrige ainsi les variations de fréquence du laser. Les performances de ce montage, mesurées par battement entre deux diodes montées identiquement, répondent à nos exigences : la largeur spectrale (essentiellement due au "jitter") est inférieure à 1 MHz.

2.b Les laser injectés. Les laser injectés, ou laser esclaves, émettent une lumière de caractéristiques (fréquence et phase) parfaitement identiques à celles du faisceau qui les injecte. Il faut noter que l'injection se trouve facilitée lorsque la fréquence libre de la diode esclave n'est pas trop loin de la fréquence imposée, que les deux modes spatiaux (taille des faisceaux et longueur de Rayleigh) sont proches et que le faisceau injecteur est puissant. Le schéma de l'injection est représenté figure I.27. On aligne le faisceau injecteur sur le faisceau injecté par l'intermédiaire de la voie d'éjection du prisme de sortie de l'isolateur optique²⁶. Cette méthode d'injection présente l'intérêt d'adapter automatiquement les deux polarisations. On vérifie la bonne injection du laser esclave en faisant passer une

25. On peut ainsi asservir le laser à une fréquence différente d'une transition atomique.

26. Un isolateur optique est présent systématiquement à la sortie de chaque diode laser (voir figs. I.26 et I.27) afin d'éviter que des rétro-réflexions ne perturbent la stabilité des laser. On peut aussi noter la présence systématique, immédiatement après l'objectif de collimation, d'un couple de prismes anamorphoseurs pour corriger l'ellipticité du faisceau issu de la diode.

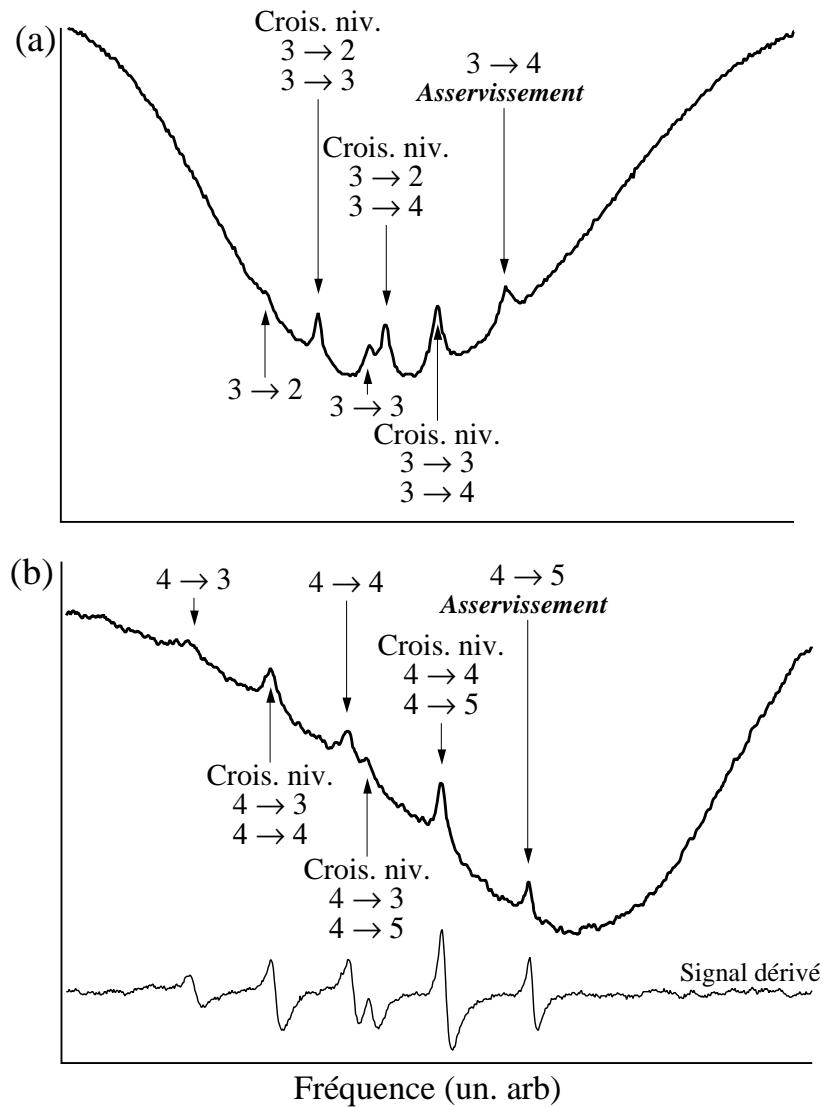


FIG. I.24 - Spectres d'absorption saturée du césium. En (a) on trouve les raies partant de $F = 3$ dans l'état fondamental et en (b) celles partant de $F = 4$. Ces deux ensembles de raies se trouvent sur des profils Doppler différents à cause de leur séparation en fréquence importante. A titre d'exemple, on a également représenté en (b) le signal fourni par la détection synchrone et qui sert de signal d'erreur pour l'asservissement. On a indiqué les raies choisies pour l'asservissement.

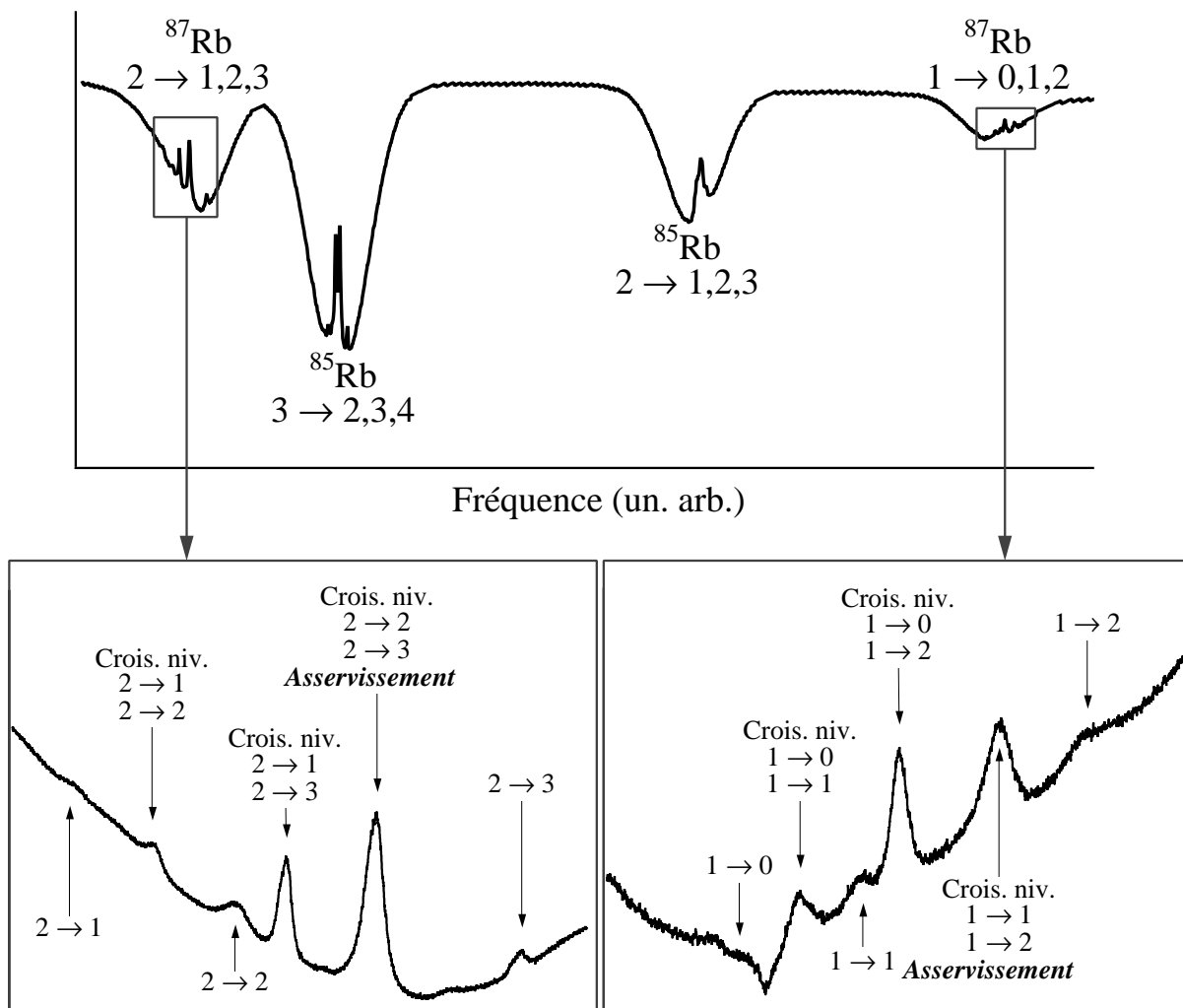


FIG. I.25 - Spectres d'absorption saturée du rubidium. On peut grâce à la diode D.B.R. obtenir l'ensemble des quatre profils Doppler dans un même intervalle spectral libre. Les deux profils extrêmes correspondent au rubidium 87 et sont agrandis pour une meilleure visibilité. On y a indiqué les raies choisies pour asservir les deux laser maîtres.

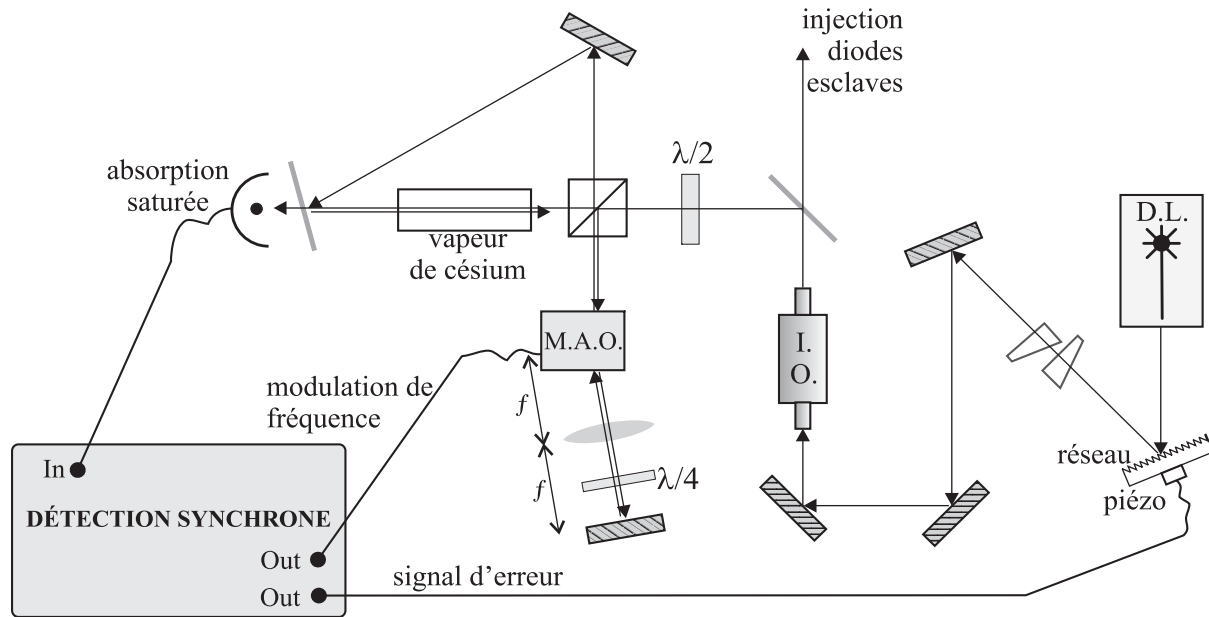


FIG. I.26 - Schéma de montage de l'asservissement par absorption saturée d'une diode en cavité étendue. Les faisceaux sonde et pompe sont dérivés du faisceau principal qui sert le plus souvent à injecter une autre diode (fig. I.27). La pompe est décalée et modulée en fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique monté en œil-de-chat.

petite partie du faisceau issu de la diode injectée dans une cellule contenant la vapeur atomique idoine : l'injection se manifeste par le fait que ce faisceau, alors quasi-résonnant, est fortement absorbé par les atomes.

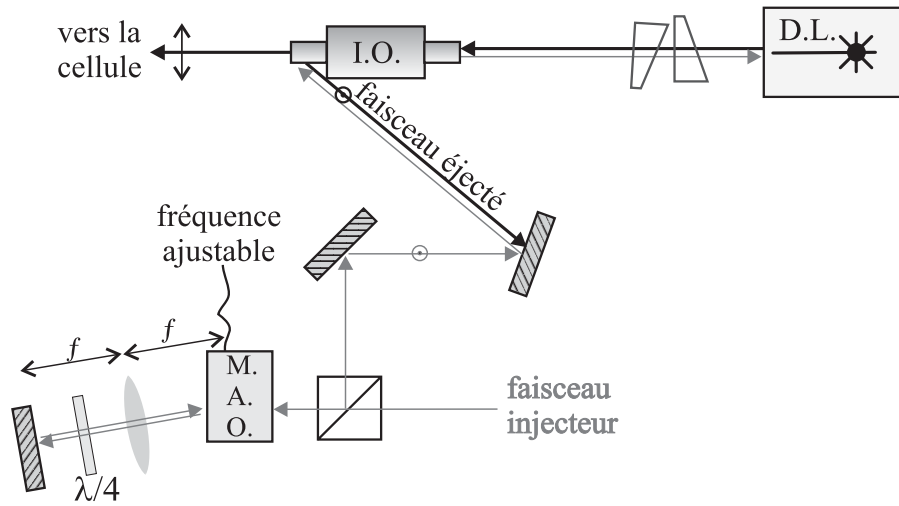


FIG. I.27 - Schéma de montage de l'injection d'une diode esclave. L'accordabilité en fréquence est assurée par le modulateur acousto-optique monté en œil-de-chat, après quoi le faisceau injecteur est superposé au faisceau éjecté par le prisme de sortie de l'isolateur optique de la diode esclave.

Il est important de pouvoir modifier la fréquence des faisceaux, en particulier de celui servant au réseau. Pour cela nous utilisons des modulateurs acousto-optiques (M.A.O.). Rappelons le principe du M.A.O. : une onde Radio-Fréquence, *via* un piézo-électrique, engendre dans un cristal biréfringent une onde sonore à une fréquence de l'ordre de 100 MHz, onde qui apparaît pour le faisceau comme un réseau de diffraction en mouvement. A cause de l'effet Doppler, la fréquence du faisceau diffracté dans l'ordre ± 1 est modifiée ainsi : $\nu_{\pm 1} = \nu_0 \pm \nu_{RF}$. L'inconvénient de ce dispositif par ailleurs d'une grande commodité est que la direction de sortie du faisceau diffracté dépend de la fréquence de la R.F. Il est donc indispensable, pour ne pas perdre l'alignement aval du faisceau chaque fois qu'on change sa fréquence, de modifier la fréquence *du faisceau injecteur*. En outre, il est astucieux d'utiliser un montage en œil-de-chat (voir figure I.27) pour éviter que la superposition du faisceau injecteur sur le faisceau injecté ne soit perdue à chaque changement de fréquence.

Les faisceaux obtenus peuvent alors être mis en forme selon nos exigences (taille, longueur de Rayleigh) et acheminés vers la cellule²⁷. Il reste cependant une chose à la-

27. Notons que la longueur de cohérence des laser est très grande devant la différence des chemins

quelle nous devons veiller : pour certaines mesures telles les mesures de températures par temps de vol, il est nécessaire de couper les faisceaux piégeants dans un temps qui est court devant le temps de réponse des atomes. Typiquement, ce temps est de l'ordre de la période d'oscillation qui vaut environ $10 \mu\text{s}$. Le choix fait dans notre équipe consiste à utiliser un M.A.O. piloté par un oscillateur TTL à quartz à 80 MHz pour couper le faisceau. En effet, l'efficacité de diffraction dépend de l'intensité de la R.F. fournie au cristal. En la coupant très rapidement²⁸, on obtient des temps de coupure du faisceau qui sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Nous utilisons en parallèle des obturateurs mécaniques qui garantissent une coupure totale du faisceau, ce qui peut être crucial lorsque les atomes évoluent dans le noir : une lumière parasite serait la seule à interagir avec eux et pourrait donc les perturber notablement. Ces obturateurs sont mis en œuvre moins d'une milliseconde après la coupure de la R.F. et agissent en quelques centaines de microsecondes.

I.C.3.3 Le piège magnéto-optique

Nous avons vu au paragraphe I.A.2.1 (p. 17) que la vitesse de capture dans un réseau lumineux est très faible par rapport à la vitesse quadratique moyenne d'un atome à température ambiante. Nous ne pouvons donc commencer directement notre séquence expérimentale en allumant les faisceaux du réseau. Une phase de piégeage et de refroidissement initiale est nécessaire. Elle est assurée par le piège magnéto-optique, imaginé en 1987 par Jean Dalibard et réalisé peu après dans l'équipe de D. Pritchard [98] à partir d'un jet de sodium ralenti, puis dans l'équipe de C. Wieman [99] en cellule, directement à partir d'une vapeur atomique à température ambiante. Aujourd'hui, le piège magnéto-optique est sans doute la technique la plus utilisée pour préparer un ensemble d'atomes froids.

3.a Principe du piège magnéto-optique. L'idée de départ du piège magnéto-optique est basée sur un refroidissement de type Doppler dans la mesure où elle n'exploite que la force de pression de radiation. Cependant, en présence d'un gradient de champ magnétique l'existence d'une multiplicité Zeeman permet d'associer à la force de friction

optiques des différents faisceaux engendrant le réseau.

²⁸. Un modulateur PAS-3 ne permet pas d'obtenir la rapidité nécessaire. Nous l'avons utilisé un temps, mais il conduisait à des températures inférieures à la température réelle des atomes dans le réseau [97] par un phénomène de refroidissement adiabatique analogue à celui décrit dans la réf. [28]. En revanche, nous utilisons toujours un PAS-3 pour régler la puissance du faisceau diffracté par l'intermédiaire de celle de la R.F.

Doppler une force de rappel fonctionnant sur le même principe que cette dernière mais dans l'espace des positions : un atome qui s'est déplacé du centre doit être plus sensible au faisceau dont la pression de radiation le ramènera vers ce centre. Ceci est réalisé grâce à un champ magnétique inhomogène nul à l'origine, engendré par des bobines de champ montées en "anti-Helmholtz".

Pour simplifier, considérons un atome fictif qui posséderait une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$. La figure I.28 illustre le principe de fonctionnement d'un piège unidimensionnel, dont la généralisation à trois dimensions ne présente pas de difficulté : l'atome en présence d'un gradient de champ magnétique centré en $z = 0$, linéaire en z , voit ses niveaux Zeeman déplacés de façon opposée de chaque côté de l'origine. En outre deux faisceaux lumineux légèrement désaccordés sur le rouge de la transition se propagent le long de l'axe Oz , le faisceau dirigé selon $+z$ (*resp.* selon $-z$) étant polarisé σ^+ (*resp.* σ^-). Considérons un atome en $z > 0$: la fréquence de la transition $|g, 0\rangle \rightarrow |e, m_e = -1\rangle$ est rapprochée de la fréquence laser tandis que celle de la transition $|g, 0\rangle \rightarrow |e, m_e = +1\rangle$ en est éloignée. L'atome va donc de préférence absorber des photons de polarisation σ^- , donc issus de l'onde se propageant vers les z négatifs. Il subit donc une force de pression de radiation qui tend à le rapprocher du centre.

3.b Réalisation d'un P.M.O. La réalisation d'un piège magnéto-optique est maintenant considérée comme la première étape de presque toutes les expériences sur les atomes froids. La généralisation à trois dimensions du schéma ci-dessus (fig. I.28) se fait en utilisant un champ quadrupolaire et trois paires de faisceaux polarisés circulairement et d'hélicités opposées deux à deux. Bien entendu, il faut prendre soin de la polarisation absolue des faisceaux, car il est aisé de comprendre sur le raisonnement précédent qu'une erreur sur l'hélicité des polarisations produit l'effet inverse à celui attendu.

– Faisceaux lumineux

Pratiquement, les faisceaux lumineux sont issus d'une diode injectée de puissance 150 mW pour le césium et 50 mW pour le rubidium, qui fournit exclusivement les faisceaux du piège. Le faisceau issu de la diode, après passage dans le M.A.O. de coupure, est désaccordé de 3Γ sur le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour le césium (*resp.* $F = 2 \rightarrow F' = 3$ pour le rubidium) et on lui superpose un faisceau repompeur²⁹ résonnant sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ pour le césium (*resp.* $F = 1 \rightarrow F' = 2$ pour le rubidium) avant de le séparer en trois faisceaux d'intensités

29. Pour le césium, le faisceau directement issu de la diode en cavité étendue est de puissance suffisante. Pour le rubidium les diodes laser sont moins puissantes et on doit injecter une diode SDL de 50mW.

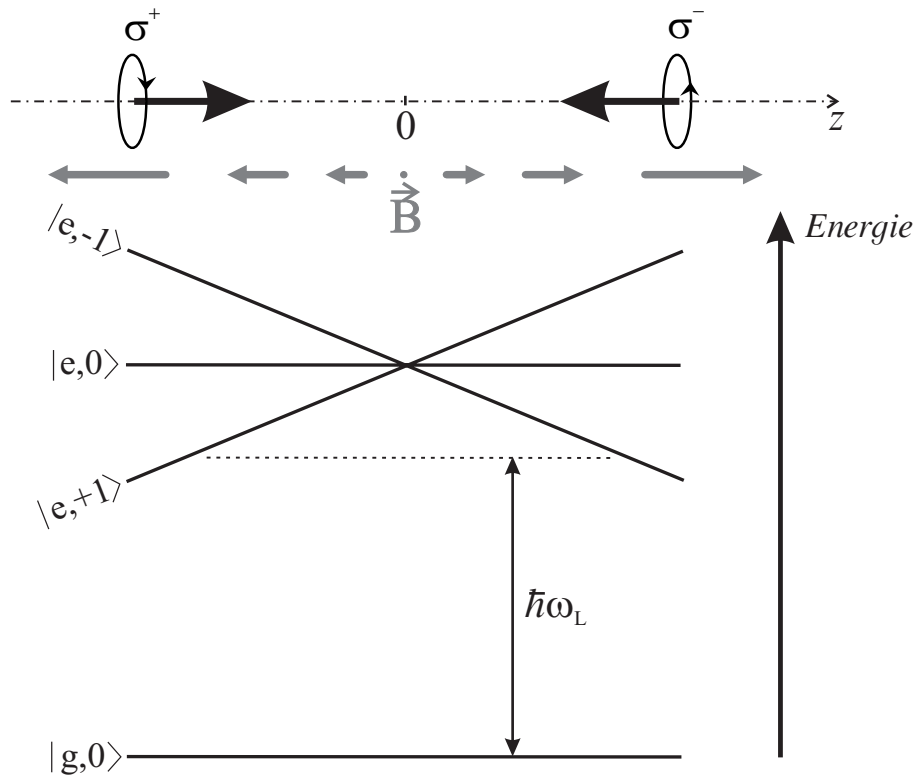


FIG. I.28 - Schéma de principe du piège magnéto-optique. Un atome de transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ est soumis à un champ magnétique inhomogène $\mathbf{B}(z) = bz\mathbf{e}_z$ et éclairé par deux faisceaux laser désaccordés sur le rouge de la transition, se propageant selon $+Oz$ et $-Oz$ et polarisés respectivement σ^+ et σ^- . Si l'atome est décalé du centre le déplacement Zeeman le rend plus sensible au faisceau dont la pression de radiation le ramènera en $z = 0$.

sensiblement équivalentes³⁰. Chacun de ces faisceaux, de taille approximative 5 mm, passe dans la cellule puis est rétro-réfléchi en passant deux fois à travers une lame quart d'onde.

– Champ magnétique

Le champ magnétique quadrupolaire est engendré par deux bobines rondes montées en “anti-Helmholtz”. A cause de l'équation $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, le gradient est deux fois plus important dans la direction de l'axe notée z que dans les deux autres directions qui sont équivalentes par raison de symétrie. Les caractéristiques de chaque bobine sont les suivantes : diamètre $2r = 11$ cm, nombre de spires de cuivre $N = 42$, résistance $R = 42$ m Ω , distance entre les bobines $2d = 15$ cm. Ces bobines sont refroidies par de l'eau qui circule dans un tube de cuivre. Elles sont alimentées par une alimentation à découpage³¹ qui fournit une tension de 5 V et peut débiter jusqu'à 30 A. Le courant qui circule dans les bobines vaut $I = 25$ A. Compte-tenu de ces données, le champ magnétique le long de l'axe des bobines au voisinage du centre vaut

$$B_z = \mu_0 N I \frac{3r^2 d}{(r^2 + d^2)^{5/2}} z = b_z z \quad \text{avec} \quad b_z \simeq 13 \text{ G/cm} \quad (\text{I.58})$$

Ce gradient de champ magnétique est coupé lorsque nous allumons les faisceaux engendrant le réseau étudié. Le temps de coupure de l'alimentation à découpage est de l'ordre de 20 ms, temps pendant lequel nous ne pouvons effectuer aucune mesure. Dans le cas d'un réseau unidimensionnel comme celui étudié au chapitre V, ce temps de latence est rédhibitoire. Nous utilisons donc un montage électronique contenant un transistor FET qui permet de dissiper beaucoup d'énergie très rapidement [48]. Avec ce montage, le temps de coupure est de l'ordre de la milliseconde.

– Compensation des champs parasites

Les champs magnétiques parasites (champ terrestre mais surtout champs magnétiques engendrés par les appareils ou objets en acier utilisés dans la pièce ou les pièces voisines) sont compensés dans la cellule par trois paires de bobines de Helmholtz d'environ 1 m de diamètre dans lesquelles nous réglons le courant avec les indications d'une sonde de champ magnétique³². Nous ne pouvons guère prétendre

30. Le système utilisé pour séparer un faisceau en deux parties consiste en un cube polariseur précédé d'une lame demi-onde qui permet de régler l'intensité dans chaque branche.

31. Ce type d'alimentation est bon marché mais nécessite de prendre des précautions pour éviter les parasites qu'il engendre.

32. On peut penser compenser le champ magnétique en regardant la direction de fuite de la mélasse car dans cette structure un champ magnétique crée une force. Mais l'effet d'ombre (déséquilibre d'intensité

sans précaution supplémentaire (telle un blindage en μ -métal autour de la cellule, qui serait trop contraignant vis-à-vis de l'accès optique) obtenir des champs résiduels inférieurs à la dizaine de mG. En particulier, aucune compensation n'est prévue pour les champs magnétiques oscillants.

I.C.3.4 Les faisceaux sondes

Nous avons maintenant tout le nécessaire pour réaliser un réseau optique. Il reste à voir le montage utilisé pour les différentes techniques de mesure décrites plus haut. Nous nous attacherons plus spécialement à décrire la mise en place des faisceaux servant de sondes.

4.a Le faisceau temps de vol. Nous avons vu au paragraphe I.C.2.1 la méthode de mesure de la température employée dans notre équipe. Pour la mettre en œuvre, il est nécessaire de disposer d'un faisceau résonnant sur une transition atomique accessible aux atomes. Le plus simple nous a semblé de choisir la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour le césium (*resp.* $F = 2 \rightarrow F' = 3$ pour le rubidium), qui correspond à la transition utilisée pour le piège magnéto-optique. (Pour le rubidium on ajoute un faisceau résonnant sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$.) Ainsi on peut prélever l'ordre zéro, c'est-à-dire le faisceau non diffracté, à la sortie du modulateur acousto-optique de coupure, et on le ramène à résonance en le faisant passer à travers un autre modulateur acousto-optique. Il est important de noter que lors de la phase de mesure, le M.A.O. de coupure du piège étant éteint, la totalité de l'intensité se retrouve dans le faisceau sonde, ce qui assure une puissance plus que suffisante.

Le faisceau sonde est ensuite mis en forme spatialement de manière à former une nappe de lumière aussi large et peu épaisse que possible. On place donc une fente d'épaisseur 0.5 mm devant le faisceau, puis à l'aide d'une lentille cylindrique de focale $f' = 100$ mm on en fait l'image au centre de la cellule. La sonde utilisée dans les deux expériences passe juste au ras de la face inférieure de la cellule, ce qui assure une hauteur de chute d'une dizaine de cm, donc un temps de chute de 140 ms environ (la correction géométrique liée à l'épaisseur du faisceau sonde et à la taille initiale du nuage est alors au maximum de l'ordre du μ K). On parvient dans des conditions expérimentales habituelles à environ

dans chaque paire de faisceaux de la mélasse dû à l'absorption du faisceau "aller" par les atomes piégés) rend cette méthode très approximative. Une autre méthode, très précise mais contraignante, consiste à minimiser la température des atomes. Surtout utile dans l'étude des réseaux gris, elle a été utilisée par Christine Triché [44] et a conduit à une température record de 0.8 μ K.

10 % d'absorption de la sonde par les atomes de césium et à 1 à 2 % seulement par le rubidium³³.

Précisons seulement que dans le cadre des mesures de température dans les mélasses et réseaux gris, Christine Triché a mis au point un complément astucieux au montage, qui seul permet une estimation précise de la correction géométrique : le *double temps de vol*. En effet, elle a installé un deuxième temps de vol beaucoup plus bas (30 cm de hauteur de chute)³⁴, pour pouvoir déduire des deux signaux pris simultanément la “vraie” température [44]. Notons que cette méthode, assez lourde expérimentalement, n'est vraiment utile que lorsque l'on atteint de très basses températures (inférieures à 3 μK).

4.b Le faisceau sonde pour la spectroscopie. Les expériences de spectroscopie pompe-sonde menées dans notre équipe utilisent toujours un des faisceaux du réseau comme pompe. Par conséquent, une bonne stabilité des fréquences relatives de la pompe et de la sonde étant cruciale pour la qualité des spectres obtenus, nous avons choisi de prélever le faisceau sonde sur le faisceau de sortie de la diode injectée servant au réseau : nous plaçons un cube polariseur avant le modulateur acousto-optique de coupure du réseau, et nous faisons passer ce faisceau annexe dans un autre modulateur acousto-optique dont la R.F. provient d'un synthétiseur avec modulation de fréquence pilotée par une rampe externe. La fréquence de la sonde est ainsi balayée autour de celle des pompes. On envoie alors ce faisceau, collimaté à un diamètre d'environ 0.5 mm (inférieur à celui du nuage atomique), à travers les atomes piégés, et on mesure sa transmission en fonction du désaccord en fréquence pompe-sonde à l'aide d'une photodiode. L'enregistrement se fait en général en quelques ms pour une amplitude de balayage de quelques centaines de kHz. Il faut bien sûr être attentif à l'intensité de la sonde et veiller à ce qu'elle soit suffisamment faible pour ne pas trop perturber les atomes (il faut s'assurer en particulier que les transitions Raman ne sont pas saturées). En général, elle vaut quelques dizaines de $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, pour des faisceaux du réseau qui ont couramment une intensité de quelques mW/cm^2 par faisceau.

33. Nous pensons que notre piège à rubidium contient moins d'atomes que le piège à césium, en particulier à cause des collisions dues aux atomes de rubidium 85 qui nous obligent à maintenir une pression plus basse dans la cellule mais également parce que la puissance des diodes disponibles à 780 nm est plus faible.

34. En raison de la hauteur de chute qui réduit le nombre d'atomes reçus dans cette sonde, il a été nécessaire de faire passer le faisceau deux fois dans la cellule afin de doubler l'absorption. Ce montage nécessite de refaire l'image de la fente dans la cellule lors du trajet retour du faisceau avec une deuxième lentille cylindrique $f' = 100$ mm.

I.C.3.5 Séquence de travail

Tous les éléments sont maintenant en place pour réaliser une expérience de piégeage et refroidissement d'atomes dans un réseau optique. Il reste à décrire le déroulement d'une séquence expérimentale. Evidemment il en existe des variantes selon le type de mesures à effectuer : nous les expliciterons le moment venu.

Disons juste maintenant que l'ensemble des événements est contrôlé par un micro-ordinateur sous DOS par l'intermédiaire d'une carte entrée-sortie. Un programme en Turbo Pascal, réalisé au laboratoire et sans cesse réajusté selon nos besoins, permet de gérer les temps à 1 ms près, avec une précision de l'ordre de 200 μ s. Ajoutons que David Lucas a apporté récemment une amélioration sensible à cette gestion des temps : par un accès direct aux compteurs de la carte entrée-sortie on peut maintenant régler finement le déclenchement de certains événements critiques. La résolution temporelle par ce moyen est de 10 μ s. Ce programme permet également d'acquérir les signaux enregistrés par un ou plusieurs oscilloscopes numériques pour les analyser plus en détail avec un logiciel approprié.

Une séquence expérimentale typique comprend d'abord une phase de piégeage et de pré-refroidissement par un piège magnéto-optique, d'une durée de l'ordre de la seconde. Puis le P.M.O. est éteint (champ magnétique et faisceaux) et les faisceaux engendrant le réseau sont allumés. Une fois les atomes thermalisés dans leur nouvel environnement (phase d'une durée variable selon les configurations, le plus souvent de quelques ms), on effectue la mesure, soit en coupant brusquement les faisceaux du réseau (pour une mesure par temps de vol), soit en allumant le faisceau sonde dont on balaye la fréquence (pour une mesure par spectroscopie pompe-sonde), soit en déclenchant la caméra C.C.D. (pour une mesure de diffusion).

CHAPITRE II

RÉSEAUX BRILLANTS EN CHAMP MAGNÉTIQUE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Dans ce chapitre nous nous consacrons à l'étude comparée de deux types de réseaux optiques tridimensionnels déjà évoqués au chapitre I (§ I.B.3.3 et I.B.3.4), en mettant un accent particulier sur l'effet d'un champ magnétique dans de telles structures [100].

Nous présentons tout d'abord de manière assez détaillée ces configurations, qui sont deux généralisations naturelles de la configuration 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$. Nous consacrons ensuite une section à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus sur chacun des aspects suivants : la température cinétique, la localisation des atomes, et le mouvement oscillatoire des atomes localisés dans les puits de potentiel.

II.A Les configurations étudiées

Il nous faut tout d'abord présenter les motivations de l'étude entreprise dans ce chapitre. Par analogie avec le "prototype" de réseau optique — le réseau 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$ — on avait jusqu'à présent toujours cherché à conserver dans les réseaux créés une polarisation circulaire de la lumière au fond des puits de potentiel. Ainsi le raisonnement fait au paragraphe I.B.1 sur l'allongement de la durée de vie des atomes dans les puits reste valide, et l'on est assuré d'une longue localisation. La polarisation circulaire au fond des puits est-elle indispensable, utile ou anecdotique pour obtenir de basses températures et une bonne localisation dans les réseaux optiques? C'est pour répondre à cette question que nous avons entrepris l'étude d'un réseau optique de type différent : le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$, qui peut présenter une polarisation *linéaire* de la lumière au fond des puits de potentiel. Enfin, l'ajout d'un champ magnétique uniforme et statique selon Oz (voir § I.B.4 p. 49) permet d'obtenir des informations supplémentaires sur la dynamique des atomes dans le réseau.

Puisqu'il s'agit d'une étude essentiellement expérimentale, nous commençons par décrire l'expérience. Nous avons utilisé des atomes de césium sur la transition $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ de la raie D_2 . La plus grande partie du montage a déjà été décrite au chapitre I (§ I.C.3). Il nous reste à présenter rapidement ce qui est spécifique à cette expé-

rience. Pour clarifier les idées du lecteur, un organigramme du dispositif expérimental se trouve figure II.1(a). On y a fait figurer les différents paramètres expérimentaux que nous faisons varier lors d'une série de mesures : intensité lumineuse, désaccord des faisceaux à la résonance atomique, intensité du champ magnétique. Sur la figure II.1(b) on a représenté le déroulement d'une séquence expérimentale typique, en indiquant l'allumage et l'extinction des différents éléments.

II.A.1 Les généralisations à trois dimensions du $\text{lin} \perp \text{lin}$

Nous avons déjà abordé ce point dans le paragraphe I.B.3. Nous voulons simplement ici montrer comment on passe naturellement du réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D à l'un ou l'autre des réseaux étudiés [61, 47]. La figure II.2 illustre ce passage : on scinde chacun des faisceaux contrapropageants en une paire de faisceaux dont les vecteurs d'onde se trouvent dans deux plans perpendiculaires l'un à l'autre. La différence entre les deux configurations obtenues réside dans la direction de la scission par rapport à la polarisation du faisceau initial : on obtient le réseau 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$ si le plan des vecteurs d'onde de la paire de faisceaux est orthogonal à leur polarisation, et le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ si les polarisations sont contenues dans le plan des vecteurs d'onde. Notons que nous nous limiterons dans cette étude au cas où les deux angles θ_x et θ_y entre les faisceaux de chaque paire sont égaux, soit $\theta_x = \theta_y = \theta$.

Nous étudions maintenant séparément chacune de ces configurations. Nous procéderons de même dans tout le chapitre et espérons que la lourdeur engendrée par ce choix sera compensée par une plus grande clarté dans la présentation.

II.A.2 Le réseau 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$

Nous avons déjà discuté les caractéristiques de ce réseau au paragraphe I.B.3.3. Nous nous contentons donc ici de rappeler les résultats principaux :

- Le champ lumineux (voir l'équation I.39 page 45) ne contient que des composantes de polarisation σ^+ et σ^- (l'axe de référence étant l'axe Oz de symétrie). Le potentiel lumineux présente une alternance de puits σ^+ et σ^- dans lesquels les atomes viennent se localiser après refroidissement Sisyphé.
- L'angle θ entre les faisceaux de chaque paire joue uniquement sur le pas du réseau, selon les équations I.42 (p. 48). La dynamique des atomes dans les puits reste qua-

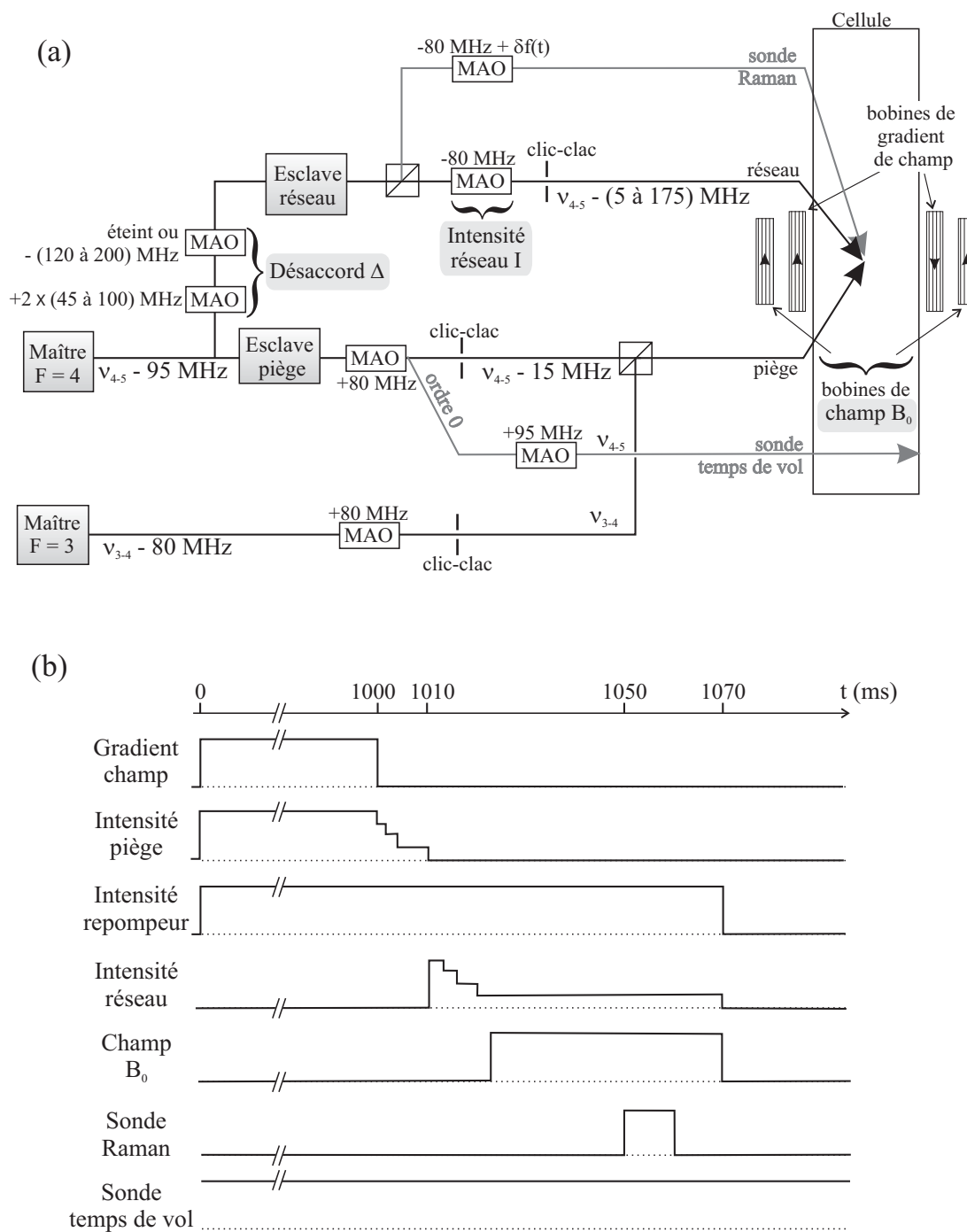


FIG. II.1 - (a) Organigramme du montage expérimental utilisé. On a indiqué les éléments qui permettent de faire varier les différents paramètres expérimentaux. (b) Déroulement d'une séquence expérimentale typique.

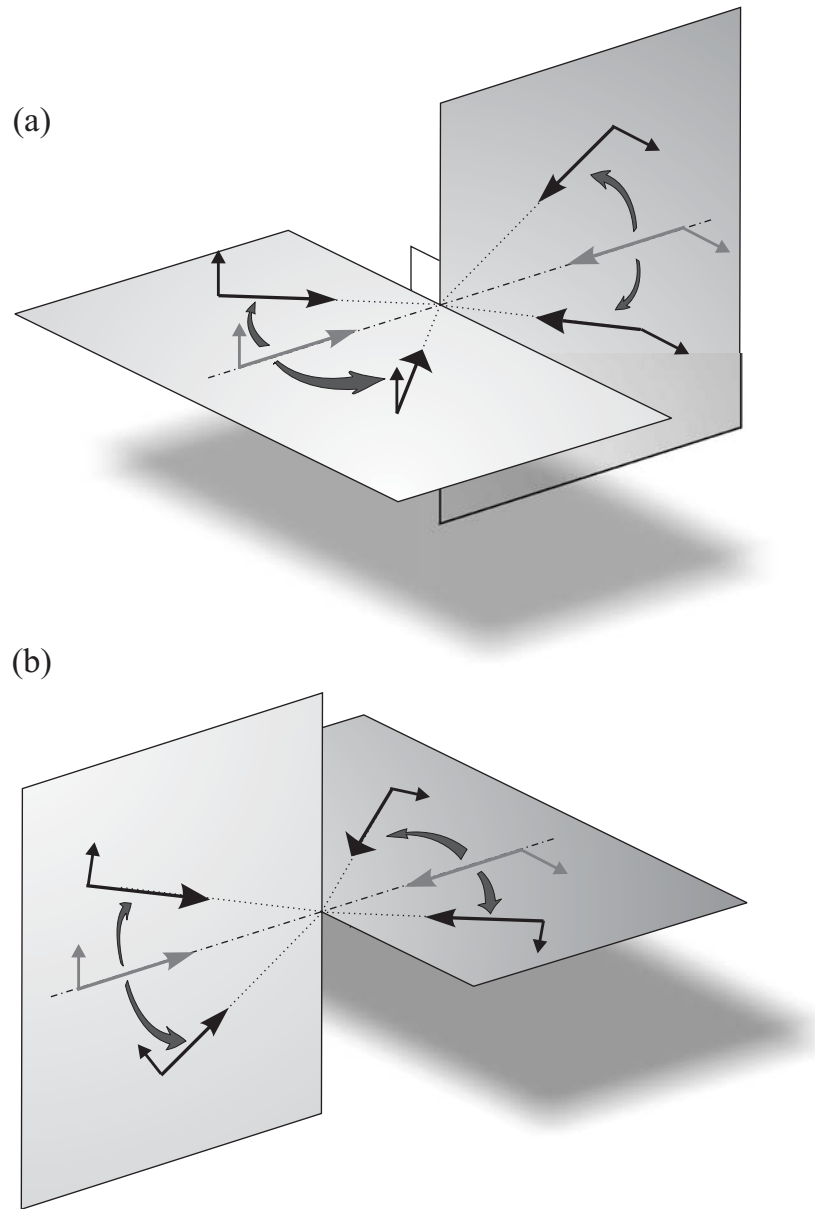


FIG. II.2 - Schéma du passage à trois dimensions à partir du réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D. (a) La scission des faisceaux selon une direction orthogonale à leur polarisation conduit à la configuration la plus fréquemment étudiée, appelée 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$ car de caractéristiques très proches du modèle unidimensionnel. (b) Si au contraire on scinde chaque faisceau en deux de manière à ce que leur vecteur polarisation soit contenu dans le plan des vecteurs d'onde, on obtient une configuration différente, baptisée $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ parce que l'on peut aussi l'obtenir en tournant toutes les polarisations du réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ de 90° . Dans cette configuration il existe une composante de lumière de polarisation π .

litativement la même quel que soit cet angle¹, pourvu qu'il ne soit trop proche ni de 0° ni de 90° .

- Les deux approximations diabatique et adiabatique sont valides pour des atomes bien localisés (voir § I.B.2.2 p. 29 et § I.B.2.3 p. 31) et elles conduisent toutes deux à des potentiels similaires (voir fig. II.3). En outre, dans le régime de champ magnétique fort² les potentiels adiabatiques sont pratiquement identiques aux potentiels diabatiques à champ nul. On s'attend donc à trouver des résultats proches à champ magnétique nul et à champ magnétique fort en ce qui concerne la localisation et la fréquence de vibration des atomes.
- La durée de vie des niveaux vibrationnels dans les puits est considérablement allongée par la bonne localisation des atomes : c'est le régime de Lamb-Dicke. Par conséquent les atomes dans ce réseau se trouvent presque toujours en régime oscillant, la condition $\hbar\Gamma'/E_R \ll (\hbar\Omega_v/E_R)^2$ établie au paragraphe I.B.1 p. 26 étant généralement vérifiée. En effet, des grandeurs expérimentales typiques sont $\hbar\Delta' \sim -1000E_R$, $\Delta \sim -10\Gamma$, et $\hbar\Omega_v \sim 30E_R$. Dans ce cas on a bien $100 \ll 1000$.

II.A.3 Le réseau 3D Rot[lin \perp lin]

Afin de ne pas faire disparaître les idées physiques derrière un trop grand nombre de sous-niveaux Zeeman, nous utiliserons dans ce paragraphe la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ pour illustrer notre propos, même si l'expérience a été réalisée sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ du césium.

II.A.3.1 Le champ électrique résultant

En choisissant la phase de chacun des quatre faisceaux de manière à placer en $x = y = z = 0$ un point où la polarisation de la lumière est purement π , on obtient aisément l'expression du champ électrique total :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}E_0 [(\varepsilon_+(\mathbf{r})\mathbf{e}_+ + \varepsilon_\pi(\mathbf{r})\mathbf{e}_0 + \varepsilon_-(\mathbf{r})\mathbf{e}_-)e^{-i\omega_L t} + c.c.]$$

où les composantes de polarisation ε_q s'écrivent, en notant $k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s} = k_L \sin\theta$ et $k_c =$

1. La fréquence d'oscillation des atomes dans les puits dépend bien entendu de θ via le pas du réseau.

2. Rappelons (voir § I.B.4.2 p. 53) que dans cette situation les états propres du hamiltonien total (déplacement lumineux + effet Zeeman) sont quasiment les sous-niveaux Zeeman purs.

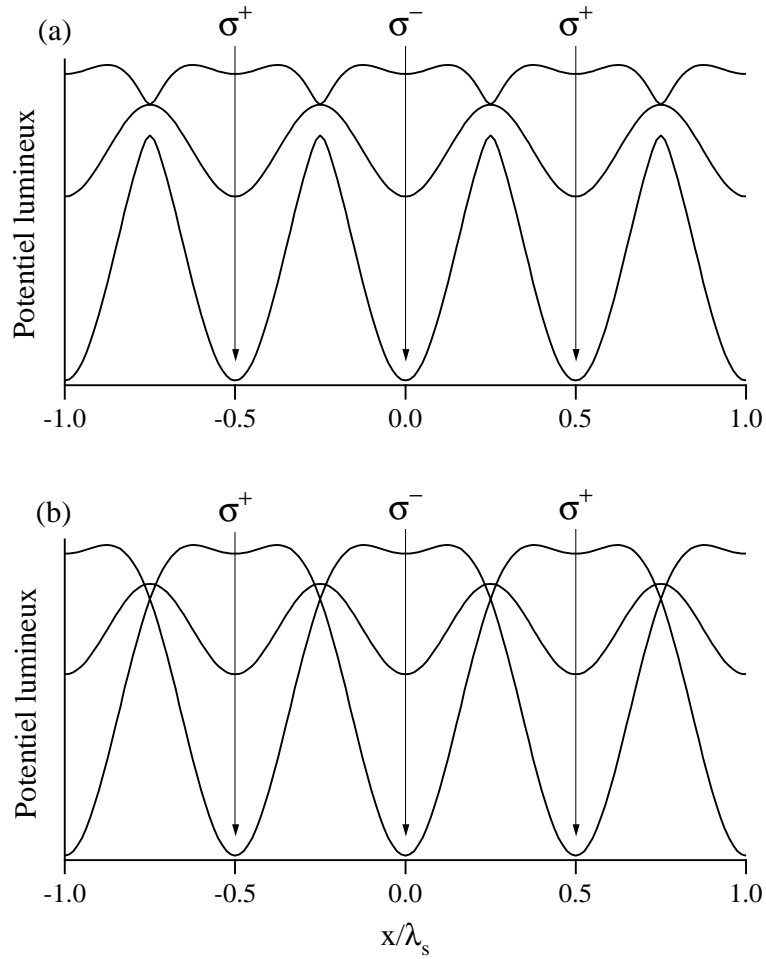


FIG. II.3 - Coupe selon Ox des potentiels (a) adiabatiques et (b) diabatiques pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ dans la configuration 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$. L'origine correspond au fond d'un puits de potentiel polarisé σ^- . Les deux types de potentiels sont très similaires sauf aux points d'anti-croisement, rarement atteints par les atomes.

$$\frac{2\pi}{\lambda_c} = k_L \cos \theta :$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm}(\mathbf{r}) &= \sqrt{2} \cos \theta [\pm i e^{ik_c z} \sin(k_s x) - e^{-ik_c z} \sin(k_s y)] \\ \varepsilon_{\pi}(\mathbf{r}) &= 2 \sin \theta [e^{ik_c z} \cos(k_s x) + e^{-ik_c z} \cos(k_s y)] \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

On constate sur cette équation II.1 que l'importance de la composante π croît avec l'angle θ : il apparaît intuitivement que pour de petits angles, le potentiel ne doit pas être très différent de celui d'un réseau de type $\text{lin} \perp \text{lin}$, tandis que pour de grands angles cette composante π doit rendre le potentiel radicalement différent. On montre sur la figure II.4 la nappe du potentiel adiabatique d'énergie la plus basse pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$, pour différents angles θ et selon une ligne³ joignant les sites de polarisation π et ceux de polarisation σ^+ . Les puits de potentiel les plus profonds sont effectivement situés aux points où la lumière est polarisée circulairement pour les petits angles, tandis que pour les grands angles les puits les plus profonds correspondent à une polarisation π . La transition entre les deux régimes se fait vers $\theta = 40^\circ$ (voir fig. II.4). Nous avons étudié deux situations situées de part et d'autre de cette frontière : $\theta = 18^\circ$ et $\theta = 55^\circ$.

II.A.3.2 Cas des petits angles : $\theta = 18^\circ$

Dans ce réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ à petit angle, on s'attend à ce que le comportement des atomes soit peu différent de ce qu'il est dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$: localisation en des sites de polarisation circulaire, largeur des niveaux vibrationnels réduite par le facteur Lamb-Dicke. En outre les potentiels adiabatiques et diabatiques ne sont pas très différents, tout au moins au fond des puits de potentiel (voir figure II.5).

En résumé, le cas des petits angles n'apporte pas d'élément réellement nouveau pour la dynamique des atomes ; la situation y est seulement un peu moins "propre" que dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$, à cause de la petite composante π de la lumière. On s'attend donc à des résultats similaires à ceux obtenus pour le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$, les différences éventuelles étant dues à cette lumière π .

II.A.3.3 Cas des grands angles : $\theta = 55^\circ$

La situation envisagée ici est beaucoup plus intéressante car nettement différente de celle réalisée dans tous les réseaux optiques traditionnels jusqu'alors. En effet, les minima

3. Cette droite a pour équation $k_s x = k_s y = 2k_c z$.

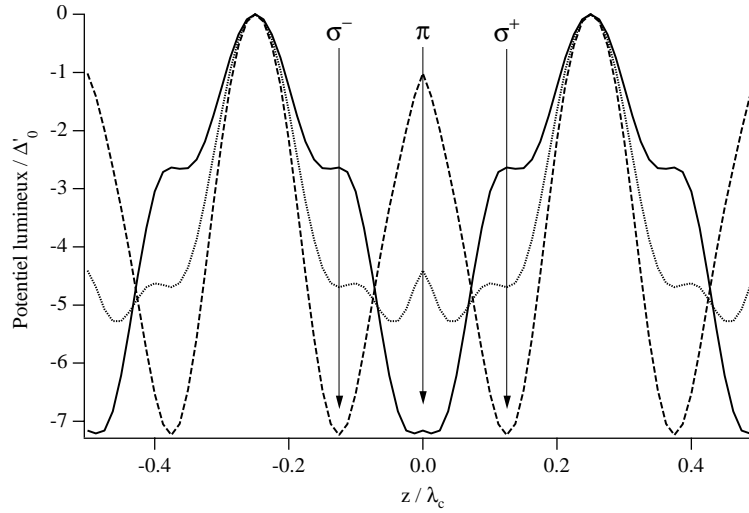


FIG. II.4 - Coupe du potentiel adiabatique selon une droite joignant des points de polarisation π et σ^+ , d'équation $k_s x = k_s y = 2k_c z$, sur une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ dans la configuration $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$, pour différents angles θ entre les faisceaux de chaque paire : $\theta = 18^\circ$ (trait tireté), $\theta = 40^\circ$ (trait pointillé), $\theta = 55^\circ$ (trait plein). Par souci de lisibilité on n'a représenté que la courbe de plus basse énergie, même si cela n'a guère de sens pour la dynamique des atomes dans le cas des grands angles. L'échelle horizontale dépend de l'angle θ par l'intermédiaire de $\lambda_c = \lambda_L / \cos \theta$.

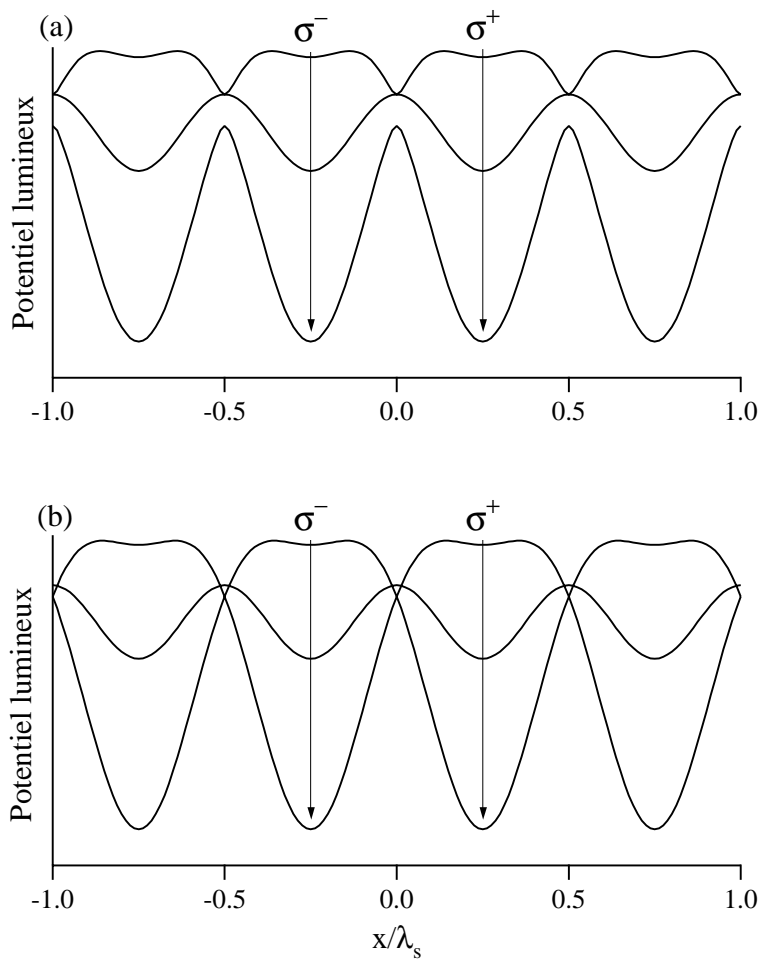


FIG. II.5 - Coupe des potentiels (a) adiabatiques et (b) diabatiques pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ dans la configuration *Rot[lin \perp lin]* avec $\theta = 18^\circ$, selon une ligne parallèle à Ox contenant des minima de potentiel ($y = \lambda_s/4$, $z = \lambda_c/8$).

d'énergie potentielle se trouvent en des points où la lumière, polarisée π , induit un fort taux de diffusion *inélastique* de photons, puisque le coefficient de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g, m_g = 0 \rightarrow J_e, m_e = 0$ diffère de 1. Si on se convainc assez facilement de la possibilité d'un refroidissement Sisyphes efficace, la question de la localisation des atomes est en revanche plus épineuse. Il est important, afin de se faire une idée plus précise de ce que peut être la "vie" d'un atome dans ce réseau, de tracer les potentiels lumineux auxquels il est soumis. La figure II.6 montre les potentiels adiabatiques et diabatiques pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$, le long de Oz . Ces deux types de potentiels sont notablement différents : en particulier, ils n'ont pas leurs minima au même endroit. Les minima du potentiel diabatique se trouvent aux points de polarisation linéaire π de la lumière tandis que pour le potentiel adiabatique ils sont situés en des points (A et B sur la figure II.6) où la polarisation est elliptique, avec une composante π dominante : $|E_\pi|/|E_+| = |E_\pi|/|E_-| \sim 9$. Ces points A et B sont séparés par une "colline" de potentiel de hauteur U_h beaucoup plus petite que la profondeur totale U_0 du puits : $U_h/U_0 \sim 0.02$.

Il nous faut maintenant discuter la validité de l'une et l'autre approximations, afin de déterminer quel type de potentiel nous devons prendre comme base de notre raisonnement.

– Approximation adiabatique

Nous avons vu au paragraphe I.B.2.2 que la condition de validité de cette approximation s'écrit $\hbar k_L v \ll |U_\mu - U_\nu|$. Qualitativement, la validité de cette approximation est remise en question par le fait que dans la situation présente, les points d'anti-croisement sont situés au fond des puits de potentiel, là où les atomes "passent" souvent, et avec une vitesse maximale !

Estimons maintenant plus quantitativement la vitesse v de l'atome et l'écart énergétique $|U_\mu - U_\nu|$. L'énergie cinétique moyenne des atomes refroidis par un mécanisme Sisyphes est de l'ordre de la profondeur des puits de potentiel, ce qui nous donne une vitesse de l'ordre de $v \sim \sqrt{\hbar |\Delta'|/M}$, Δ' étant le déplacement lumineux maximum. Il nous reste à estimer l'écart entre deux courbes de potentiel adiabatique au fond des puits. On peut réécrire cet écart $|U_\mu - U_\nu| = D_{\mu\nu} \hbar |\Delta'|$, où $D_{\mu\nu}$ est une différence de carrés de coefficients de Clebsch-Gordan. Il est important d'estimer cette différence car elle varie notablement d'une transition à l'autre : pour les deux niveaux d'énergie minimale, on obtient $D_{\mu\nu} = \frac{1}{6}$ pour une transition $1 \rightarrow 2$ (voir les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan fig. II.7) et $D_{\mu\nu} = \frac{1}{45}$ pour une transition $4 \rightarrow 5$ (fig. I.4 p. 28).

Finalement, la condition de validité de l'approximation adiabatique s'écrit pour ce

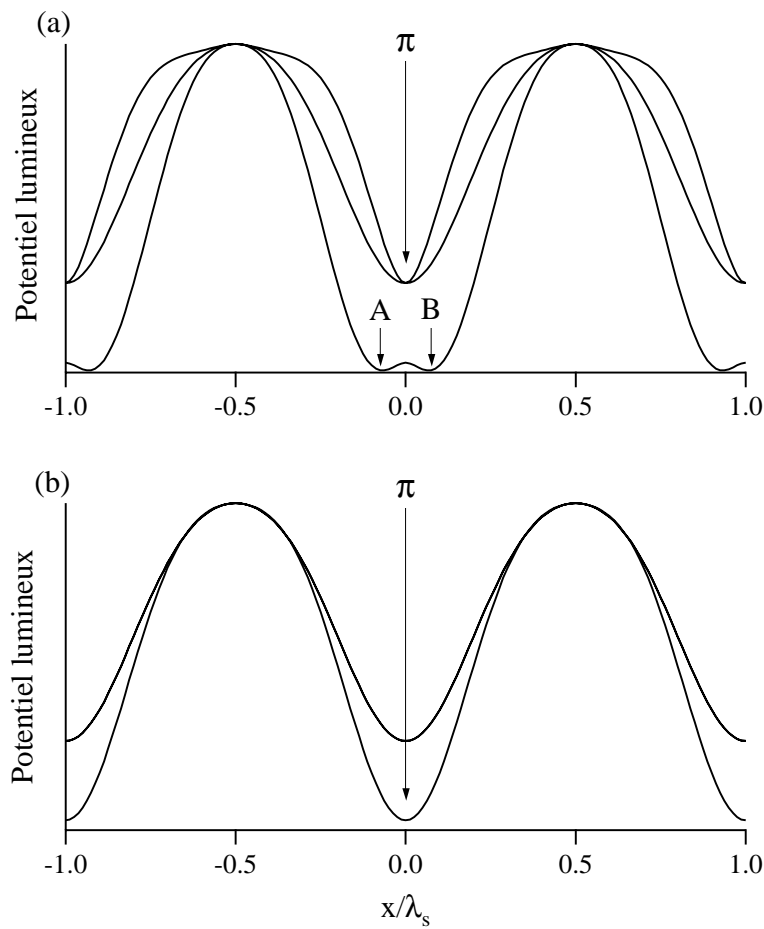


FIG. II.6 - Coupe selon Ox des potentiels (a) adiabatiques et (b) diabatiques pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ dans la configuration $Rot[lin \perp lin]$ avec $\theta = 55^\circ$. L'origine se trouve en un point où la lumière est polarisée π . On a noté A et B les minima du potentiel adiabatique sur cette ligne.

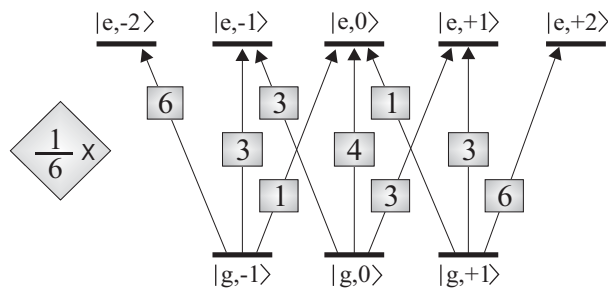


FIG. II.7 - Carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$.

réseau

$$\hbar |\Delta'| \gg \frac{E_R}{|D_{\mu\nu}|^2} \quad (\text{II.2})$$

Cette condition est peu contraignante pour la transition $1 \rightarrow 2$ car elle s'écrit $\hbar |\Delta'| \gg 36E_R$. En revanche, sur la transition $4 \rightarrow 5$ utilisée dans nos expériences, l'approximation adiabatique n'est pas valide car elle exige $\hbar |\Delta'| \gg 2000E_R$, ce qui n'est jamais le cas.

– Approximation diabatique

Voyons maintenant dans quelles conditions on peut utiliser l'approximation diabatique pour étudier le réseau Rot[lin \perp lin] à grand angle. Une expression générale de la condition de validité est donnée par l'équation I.29 page 33 : $|U_{mn}| \ll |U_m - U_n|$.

En un site polarisé π , le couplage U_{mn} entre sous-niveaux Zeeman est nul. A une petite distance a de ces points il est par conséquent faible et peut être estimé à $U_{mn} \simeq \hbar |\Delta'| k_L a C_{mn}$, C_{mn} étant un nombre dérivé des coefficients de Clebsch-Gordan. On peut également écrire au fond du puits π : $|U_m - U_n| = D_{mn} \hbar |\Delta'|$, ce qui nous conduit à reformuler ainsi la condition de validité de l'approximation diabatique :

$$C_{mn} k_L a \ll D_{mn} \quad (\text{II.3})$$

Malheureusement, si l'on y regarde de plus près, l'on s'aperçoit que $D_{01} < C_{01}$. Par exemple pour la transition $1 \rightarrow 2$, $D_{01} = \frac{1}{6}$ tandis que $C_{01} = \frac{1}{2} + \frac{2}{3} = \frac{5}{6}$. La situation est encore plus défavorable pour la transition $4 \rightarrow 5$: $D_{01} = \frac{1}{45}$ et $C_{01} \simeq \frac{35}{45}$. Ceci réduit beaucoup la plage d'extension du mouvement atomique a sur laquelle on pourrait en toute quiétude utiliser l'approximation diabatique ! On peut constater aussi que $C_{-11} \neq 0$ alors que $D_{-11} = 0$.

Dans ce réseau, l'approximation diabatique peut s'appliquer aux atomes localisés avec une grande précision autour de l'origine. Si ces atomes sont minoritaires, la validité de l'approximation est compromise. Pour être plus quantitatif, il faudrait pouvoir estimer avec précision l'extension de la distribution de positions au fond d'un puits, ainsi que l'importance des couplages U_{-11} dans la dynamique atomique.

Aucune des deux approximations adiabatique ou diabatique ne s'imposant *a priori*, les données expérimentales seront déterminantes pour juger de la plus judicieuse des deux. En particulier, la comparaison entre les résultats obtenus à champ magnétique nul et fort nous permettra de juger de la qualité des prédictions fournies par les potentiels diabatiques.

En fait on peut également décrire la dynamique atomique dans ce réseau en remarquant que les atomes s'y trouvent pour une large plage de paramètres expérimentaux dans le régime sautant (voir § I.B.1 p. 26), *i.e.* $\hbar\Gamma' \gg \hbar\Omega_v$. Par exemple, pour $\hbar\Delta' \sim -1000E_R$ et $\Delta \sim -10\Gamma$, la fréquence de vibration vaut environ $\hbar\Omega_v \sim 30E_R$ et $\hbar\Gamma' \sim 3\hbar\Omega_v$ est effectivement grand devant $\hbar\Omega_v$. Dans ce cas en effet, on ne doit pas inclure le facteur de réduction de Lamb-Dicke dans la condition du régime sautant, puisque les atomes évoluent préférentiellement au voisinage de sites de polarisation linéaire. Notons cependant que si cette assertion n'est guère contestable dans le régime de champ magnétique fort (pour lequel il n'y a aucune ambiguïté sur le potentiel à utiliser), le cas du champ magnétique nul peut apparaître moins simple puisque le potentiel adiabatique possède des minima en des points où la polarisation est elliptique. En fait, dans les deux cas il faut moyenner le taux de transfert par pompage optique à partir de la nappe la plus basse sur la distribution de positions. Nous verrons dans la suite du chapitre que les atomes se trouvent en régime sautant en champ nul comme en champ fort.

La description de la dynamique atomique dans un réseau opérant en régime sautant peut se faire à l'aide d'une force moyenne obtenue en moyennant les forces associées aux différents sous-niveaux Zeeman, pondérées par leur taux d'occupation stationnaire. Notons que pour la configuration Rot[lin \perp lin] à grand angle θ , toutes les nappes du potentiel diabatique ont leurs minima au même endroit (voir fig. II.6 p. 97). La force moyenne ne peut donc qu'être attractive vers le centre du puits.

II.B Etude de la température cinétique

Le premier volet de l'étude expérimentale menée ici consiste à comparer l'efficacité de refroidissement du réseau lin \perp lin à celle du réseau Rot[lin \perp lin]. Pour cela on a mesuré la température d'atomes de césium piégés dans ces deux réseaux par une méthode de temps de vol (voir § I.C.2.1 p. 58).

Pour les mesures effectuées en champ magnétique, on a ajouté au dispositif expérimental décrit au paragraphe I.C.3 une paire de bobines rondes de diamètre 76 mm, distantes de 13 cm, contenant chacune 100 spires de fil de cuivre de diamètre 0.5 mm, et parcourues par un courant d'intensité I pouvant aller jusqu'à 5 A. Par conséquent, le champ magnétique créé au niveau du nuage atomique (au centre des bobines) est dirigé selon l'axe des bobines et vaut B_0 (G) = 2.1I (A). Il est branché une fois que les atomes sont thermalisés dans le réseau optique et s'établit en moins d'une milliseconde. Pour effectuer la mesure on coupe en même temps les faisceaux du réseau et le champ magnétique. Les atomes

tombent alors à travers la sonde de temps de vol et donnent le signal dont on déduit la température selon Oy (axe vertical).

Notons que les températures données ici ne sont pas corrigées du facteur géométrique dû à la taille initiale du nuage et à l'épaisseur du faisceau sonde (éq. I.55 p. 59). En effet, cette correction est au maximum de l'ordre de $-1\mu\text{K}$, ce qui est négligeable dans la plupart des cas, hormis tout près du minimum de température, *i.e.* à faible intensité lumineuse. Cependant, des mesures effectuées avec la méthode du double temps de vol [44] près du décrochage ont montré que dans notre réseau la taille initiale du nuage diminue beaucoup à faible intensité⁴, si bien que la correction géométrique devient inférieure à l'incertitude sur la mesure de la largeur.

Dans un premier temps nous discutons les courbes de la température cinétique en fonction du déplacement lumineux. Elles sont données en fonction du déplacement lumineux par onde Δ'_0 , seul paramètre qui permette de comparer commodément les deux types de réseaux. Ce déplacement lumineux par onde, proportionnel à l'intensité des faisceaux lumineux, est déduit de la mesure des fréquences de vibration des atomes dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ selon la formule $|\Delta'_0| = \frac{1}{16 \sin^2 \theta} \frac{\Omega_x^2}{\omega_R}$ (voir éq. I.44 p. 49). La précision d'une telle mesure est tout à fait satisfaisante (moins de 10 % d'incertitude). Au contraire, une mesure directe fiable de l'intensité lumineuse, là où sont localisés les atomes, est difficile à effectuer : les inhomogénéités dans le profil spatial du faisceau peuvent être trompeuses et entraîner une erreur d'un facteur 2. Il convient néanmoins de noter que la méthode que nous employons ne tient pas compte de l'anharmonicité du potentiel optique et contient de ce fait une erreur systématique qui n'est pas négligeable (nous sous-estimons la profondeur des puits de potentiel d'un facteur de l'ordre de 20 %). Ceci peut expliquer les petites différences avec les mesures effectuées dans d'autres équipes [27].

Nous présentons ensuite les températures mesurées dans le régime de champ intermédiaire où les deux hamiltoniens lumineux et Zeeman sont du même ordre de grandeur. Nous comparons ces résultats à des résultats de simulations numériques par le modèle des bandes [46], effectuées par Konstantinos Petsas.

II.B.1 Le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$

L'allure de la température en fonction de la profondeur U_0 des puits est bien connue dans la situation de champ magnétique nul : à grande profondeur de puits la température

4. Près de ce point, l'intensité n'est suffisante pour piéger les atomes que sur une petite zone au centre des faisceaux.

augmente linéairement avec U_0 , et en-deçà d'une profondeur optimale la température remonte très rapidement car la modulation du potentiel n'est plus suffisante pour bien refroidir les atomes (les processus de chauffage l'emportent sur le refroidissement). On présente sur les figures II.8 et II.9 la variation de la température cinétique T avec le déplacement lumineux Δ'_0 , à champ nul et à champ fort, pour les angles $\theta = 18^\circ$ et $\theta = 55^\circ$ respectivement. En réalité ces courbes sont obtenues à désaccord constant, en faisant varier l'intensité lumineuse des faisceaux du réseau. Notons simplement que par cette méthode on fait varier proportionnellement à l'intensité des faisceaux non seulement Δ'_0 mais également Γ'_0 . Cependant on a vu que dans la limite $\Delta \gg \Gamma$ la température d'équilibre d'un mécanisme de type Sisyphe ne dépend théoriquement que du déplacement lumineux.

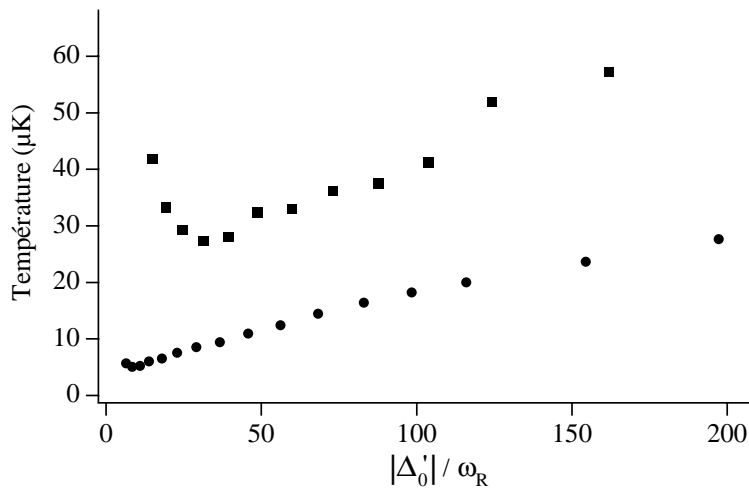


FIG. II.8 - Température cinétique mesurée par une méthode de temps de vol dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ avec $\theta = 18^\circ$, pour $B_0 = 0$ (cercles) et $B_0 = 8$ G (carrés). Le désaccord est maintenu constant et vaut $\Delta = -20\Gamma$. Δ'_0 est le déplacement lumineux par onde pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1.

Les courbes obtenues dans le régime de champ fort correspondent à un champ magnétique B_0 de 8 G pour $\theta = 18^\circ$ et 10 G pour $\theta = 55^\circ$. Le déplacement Zeeman total lié à de tels champs magnétiques vaut environ $\Omega_B = 8g_F\mu_B B_0 \simeq 12000\omega_R$ tandis que le déplacement lumineux total $\Delta' = 8\Delta'_0$ vaut au maximum $1600\omega_R$. On se trouve donc bien en régime de champ magnétique fort. En revanche le déplacement Zeeman Ω_B n'est pas du tout négligeable devant Γ puisque $\Omega_B \simeq 5\Gamma$. Néanmoins les mesures ont été faites à grands désaccords : $\Delta = -20\Gamma \simeq -50000\omega_R$ pour $\theta = 18^\circ$ et $\Delta = -30\Gamma \simeq -75000\omega_R$

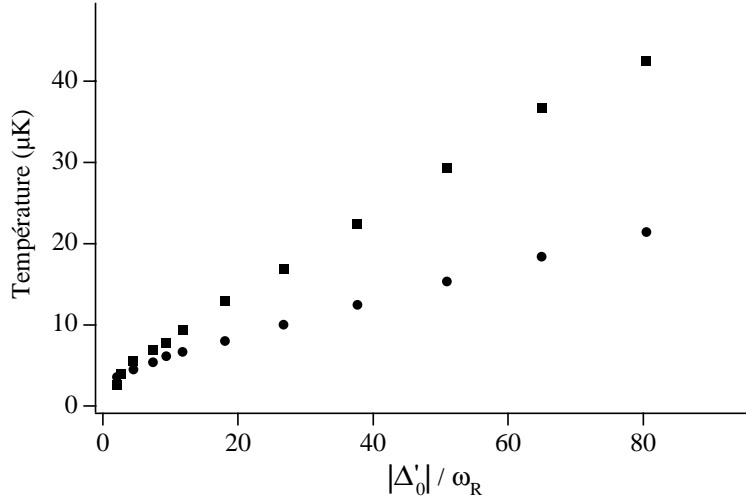


FIG. II.9 - Température cinétique dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ avec $\theta = 55^\circ$, pour $B_0 = 0$ (cercles) et $B_0 = 10$ G (carrés). $\Delta = -30\Gamma$.

pour $\theta = 55^\circ$, de sorte que la condition $\Omega_B \ll |\Delta|$ reste vérifiée.

On note tout d'abord que la température varie bien linéairement avec le déplacement lumineux sur les quatre courbes, dans la région des puits profonds. On a reporté la pente asymptotique dans le tableau II.1. Les valeurs trouvées à champ magnétique nul dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ ($140 \text{ nK}/E_R$ pour $\theta = 18^\circ$ et $220 \text{ nK}/E_R$ pour $\theta = 55^\circ$) se situent sur la même gamme que la valeur de $190 \text{ nK}/E_R$ donnée par Gatzke *et al.* [27] pour $\theta = 45^\circ$.

Une seconde remarque concerne la différence entre les températures à $B_0 = 0$ et à fort B_0 . En effet, la pente des courbes est environ deux fois plus grande en champ magnétique. De cela on peut déduire que l'approximation adiabatique ne convient pas bien pour décrire le refroidissement dans un réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ à champ magnétique nul. On peut également comprendre ceci en remarquant que le mécanisme de refroidissement ne peut être totalement identique à champ fort et à champ nul : à champ fort les courbes de potentiel sont liées chacune à un sous-niveau Zeeman pur et sont très nettement séparées les unes des autres par le déplacement Zeeman, ce qui interdit quasiment les transferts entre sous-niveaux dus au couplage motionnel. Au contraire, à champ nul, on sait que l'opérateur du déplacement lumineux possède des éléments non-diagonaux dans la base Zeeman : les états propres du potentiel adiabatique ne sont pas les sous-niveaux Zeeman purs mais des combinaisons linéaires de ces derniers. Les nappes adiabatiques présentent des anti-croisements au voisinage desquels la redistribution des atomes est considérable-

ment modifiée.

On a représenté sur la figure II.10 la variation théorique de la température cinétique (obtenue par des simulations dans le modèle des bandes) en fonction du déplacement lumineux. Ces simulations ont été effectuées par Konstantinos Petsas sur la transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$, sur la configuration lin \perp lin 1D. On trouve comme dans les résultats expérimentaux une température un peu plus élevée à champ magnétique fort (trait pointillé).

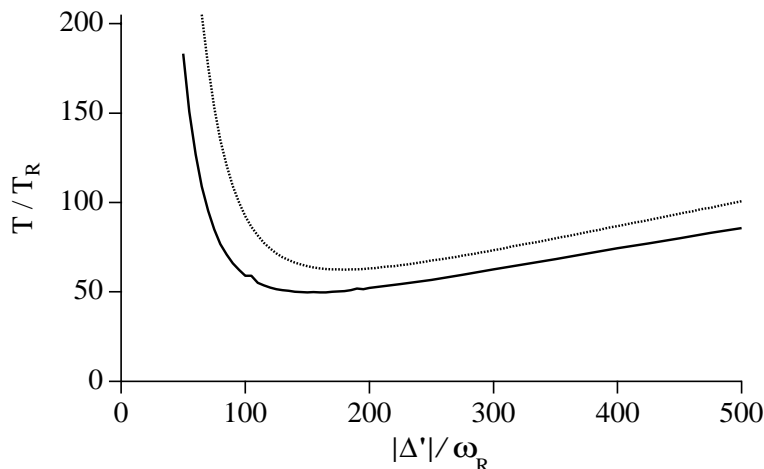


FIG. II.10 - Température cinétique théorique en fonction du déplacement lumineux maximal Δ' dans le réseau lin \perp lin 1D, pour $B_0 = 0$ (trait plein) et B_0 fort (trait pointillé). Ces résultats ont été obtenus par le modèle des bandes sur une transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$. Notons que pour cette configuration 1D on a $\Delta' = 2\Delta'_0$.

Réseau	lin \perp lin		Rot[lin \perp lin]	
Angle	$\theta = 18^\circ$	$\theta = 55^\circ$	$\theta = 18^\circ$	$\theta = 55^\circ$
$B_0 = 0$	140 ± 10 nK/ E_R	220 ± 10	104 ± 4	220 ± 10
B_0 fort	240 ± 20	500 ± 20	180 ± 10	280 ± 10

TAB. II.1 - Pente de la variation asymptotique de la température cinétique T en fonction du déplacement lumineux par onde $\hbar|\Delta'_0|$, en nK/ E_R . Les mesures à champ magnétique fort ont été prises avec $B_0 = 8$ G pour $\theta = 18^\circ$ et avec $B_0 = 10$ G pour $\theta = 55^\circ$.

II.B.2 Le réseau Rot[lin \perp lin]

Des mesures équivalentes à celles présentées ci-dessus ont été effectuées dans le réseau Rot[lin \perp lin] dans les mêmes conditions expérimentales. Les résultats en sont portés sur les figures II.11 ($\theta = 18^\circ$) et II.12 ($\theta = 55^\circ$), ainsi que dans la table II.1.

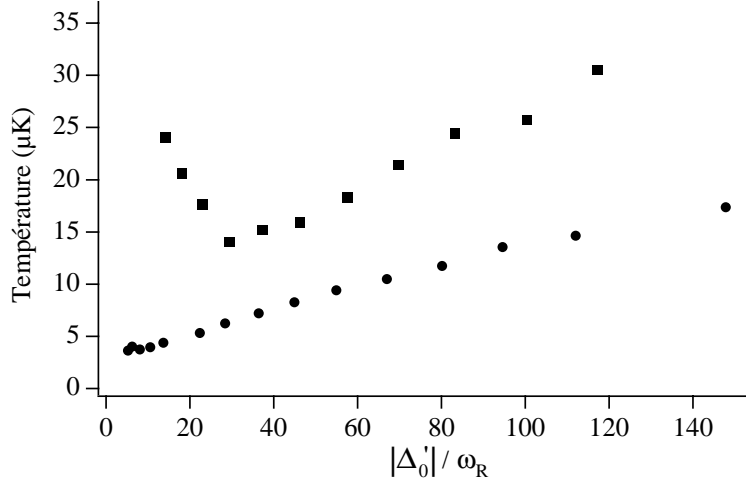


FIG. II.11 - *Température cinétique dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 18^\circ$, pour $B_0 = 0$ (cercles) et $B_0 = 8\text{ G}$ (carrés). $\Delta = -20\Gamma$.*

On note tout d'abord que pour $\theta = 18^\circ$ les résultats sont assez voisins des résultats déjà discutés au paragraphe précédent : les températures à champ magnétique fort sont significativement plus élevées qu'à champ magnétique faible. Ici encore, on peut déduire de cette observation que l'approximation adiabatique n'est pas bien adaptée à la description du refroidissement en champ nul. D'ailleurs les mêmes arguments doivent s'appliquer puisque le réseau Rot[lin \perp lin] à petit angle ressemble beaucoup à un réseau lin \perp lin.

La situation est très différente en revanche pour le cas des grands angles ($\theta = 55^\circ$). En effet, les températures en champ magnétique nul et à champ fort sont très similaires. Comme l'approximation correcte à champ fort est l'approximation adiabatique, l'expérience conduit à penser qu'il en va de même pour ce réseau en champ magnétique nul, au moins en ce qui concerne le refroidissement.

Une troisième remarque concerne la comparaison des températures obtenues pour chaque angle dans les deux types de réseaux : les températures sont toujours plus basses dans le réseau Rot[lin \perp lin]. L'existence d'une composante de polarisation π de la lumière rend donc le refroidissement plus efficace : ce fait est associé à la modification du pompage

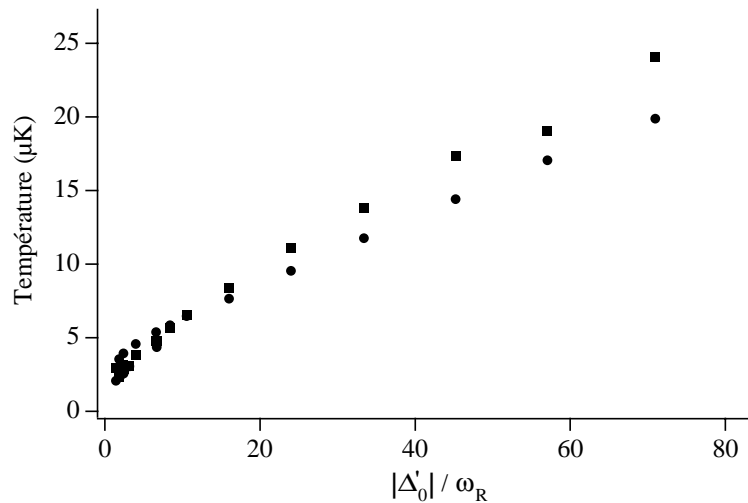


FIG. II.12- Température cinétique dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$, pour $B_0 = 0$ (cercles) et $B_0 = 10$ G (carrés). $\Delta = -30\Gamma$.

optique par cette composante.

Enfin, on peut noter que le décrochage en température prévu par la théorie n'est pas visible sur les courbes expérimentales obtenues pour $\theta = 55^\circ$. Peut-être notre manière de mesurer la température dans cette zone est-elle en cause : en effet, nous laissons les atomes évoluer assez longtemps (50 à 100 ms) dans le réseau avant de les laisser tomber, de manière à ne pas être gênés par les atomes qui sont trop rapides pour être capturés. Malgré cette précaution le signal de temps de vol est légèrement asymétrique, ce qui signifie que le réseau à faible intensité “fuit” en permanence⁵. Afin d'obtenir la température des atomes qui sont effectivement piégés sans perturbation par ceux qui sont en train de tomber, nous ne prenons en compte que la partie droite du signal dans l'ajustement gaussien. Il est intéressant de noter en revanche que pour $\theta = 18^\circ$ on peut voir un décrochage de manière très nette à champ magnétique fort, et le deviner à champ magnétique nul. Le refroidissement est donc moins efficace pour cet angle que pour de grands angles.

⁵. Cet effet est probablement associé au fait que la vitesse acquise par un atome entre deux cycles de pompage optique à cause de la gravité se rapproche de la vitesse de capture. Un processus semblable a été observé et analysé par Christine Triché dans les mélasses grises [44].

II.B.3 Le régime de champ magnétique intermédiaire

Nous nous intéressons dans cette section à la température des atomes dans le régime de champ intermédiaire, c'est-à-dire lorsque les deux hamiltoniens lumineux et Zeeman sont du même ordre de grandeur. Bien entendu, il s'agit d'une situation complexe où il est difficile de se faire une image simple des mécanismes en jeu. On a porté sur les figures II.13(a) et II.13(b) la température cinétique en fonction du déplacement Zeeman dans les deux réseaux lin \perp lin et Rot[lin \perp lin] respectivement, pour $\theta = 55^\circ$. On constate que la température croît quadratiquement en champ magnétique dans le régime de champ faible, atteint un maximum⁶ quand $\Omega_B \simeq |\Delta'|$ puis décroît de nouveau pour atteindre une valeur stationnaire dans le régime de champ fort (puisqu'alors une augmentation supplémentaire du champ magnétique ne fait que séparer un peu plus les courbes de potentiel en bloc, sans modifier les états propres ni les taux de pompage). Une variation de ce type se trouve également dans les réseaux et mélasses gris [53, 68]. Le même comportement qualitatif se retrouve dans les deux types de réseaux, hormis le fait que la température à fort champ magnétique est nettement plus élevée qu'à champ nul dans le réseau lin \perp lin tandis qu'elle lui est sensiblement égale dans le réseau Rot[lin \perp lin]. C'est déjà ce que nous avons observé plus haut.

On peut comparer ces données expérimentales aux résultats des simulations numériques de K. Petsas, représentés figure II.14 (transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$, configuration lin \perp lin 1D, modèle des bandes). L'accord qualitatif est bon : la température augmente avec le champ magnétique, atteint un maximum pour $\Omega_B \simeq |\Delta'|$, puis diminue vers une valeur asymptotique légèrement plus élevée qu'à champ magnétique nul. On ne peut cependant pas prétendre à un accord quantitatif pour plusieurs raisons : la transition n'est pas celle utilisée dans les expériences, la dimensionnalité n'est pas la même. Une troisième raison provient du fait que les signaux expérimentaux de temps de vol en champ magnétique intermédiaire ne sont pas gaussiens : on peut même observer plusieurs pics centrés en des vitesses différentes, qui correspondent à des transitions Raman entre différents sous-niveaux Zeeman [101, 44]. La température expérimentale correspond à la largeur du pic centré en $v = 0$, tandis que la température théorique⁷ provient du calcul de $\langle v^2 \rangle$.

Les figures II.13(a) et (b) représentent la variation de la température en fonction du déplacement Zeeman pour deux valeurs du déplacement lumineux. On note bien, confor-

6. Dans cette région de champ magnétique les signaux sont faibles car l'efficacité de piégeage du réseau est faible, de sorte que l'incertitude sur la valeur absolue de la température est assez grande. On l'estime à environ 30 %.

7. Les résonances associées à $v \neq 0$ ne sont pas prévues par le modèle théorique qui ne prend pas en compte les cohérences entre courbes de potentiel différentes.

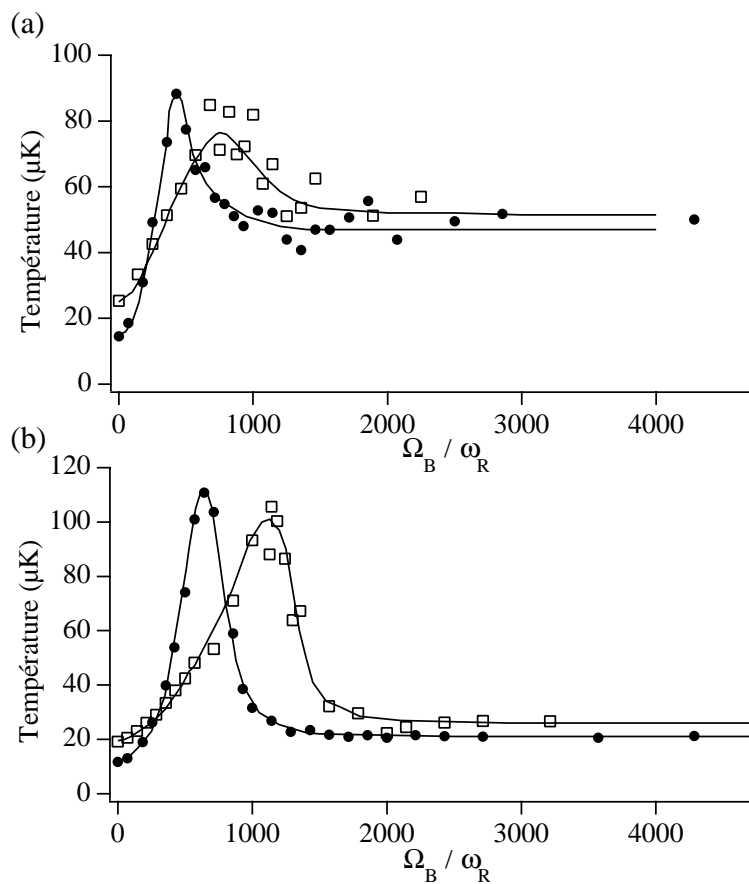


FIG. II.13 - Température cinétique en fonction du déplacement Zeeman total Ω_B (a) dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ et (b) dans le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$, avec $\theta = 55^\circ$ et pour $\hbar\Delta'_0 = -35E_R$ (cercles) et $\hbar\Delta'_0 = -70E_R$ (carrés). Le désaccord vaut $\Delta = -10\Gamma$. Les lignes sont destinées à guider l'œil et ne représentent pas des ajustements théoriques. Le maximum de température est obtenu pour des valeurs de B_0 plus élevées lorsque le déplacement lumineux augmente.

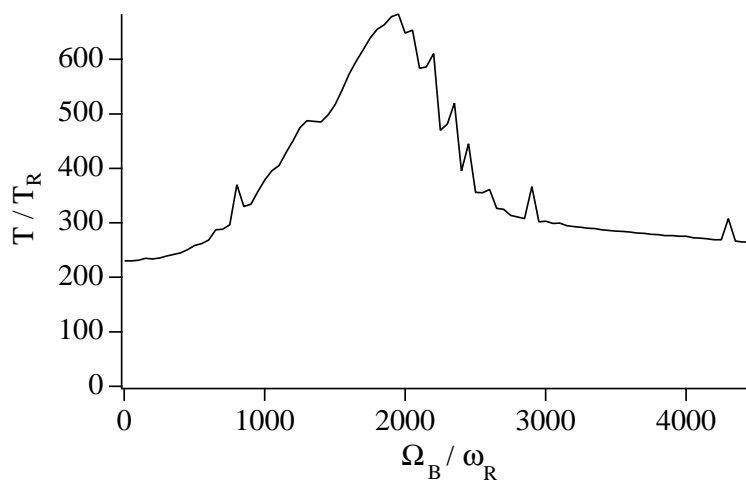


FIG. II.14 - *Température cinétique théorique en fonction du déplacement Zeeman total Ω_B , obtenue par le modèle des bandes dans un réseau lin \perp lin 1D et pour une transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$. Le déplacement lumineux total vaut $\Delta' = 2\Delta'_0 = -2000\omega_R$. Le maximum de température est obtenu pour $|\Delta'| \simeq \Omega_B$. Quelques résonances de populations [67] sont visibles sur la courbe.*

mément à notre attente, que le maximum de température correspondant à un déplacement lumineux plus grand se trouve pour un champ magnétique plus fort. On a porté sur la figure II.15(a) la position de ce maximum de température rapportée au déplacement lumineux Δ' pour plusieurs valeurs de ce déplacement lumineux, pour un réseau lin \perp lin 3D ; on constate que pour les puits profonds $\Omega_B (T_{\max})$ devient simplement proportionnel au déplacement lumineux. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats théoriques obtenus par simulations numériques (fig. II.15(b)). Il faut également noter que l'on retrouve cette variation pour le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$; cependant le maximum de température se situe plutôt vers $\Omega_B (T_{\max}) \sim 2.5\Delta'$, Δ' représentant le déplacement lumineux maximum⁸.

Outre la température des atomes, le signal de temps de vol permet d'obtenir des informations sur le nombre d'atomes piégés dans le réseau. En effet, l'aire du signal lui est proportionnelle, pourvu que tous les atomes traversent le faisceau sonde. Il faut donc vérifier que la largeur de la nappe de lumière et les dimensions du "tube" dans lequel tombent les atomes sont suffisantes compte tenu de la température du nuage (donc de la

⁸. Ici il s'agit donc du déplacement lumineux au fond d'un puits de potentiel π . On tient compte du coefficient de Clebsch-Gordan qui est différent de 1.

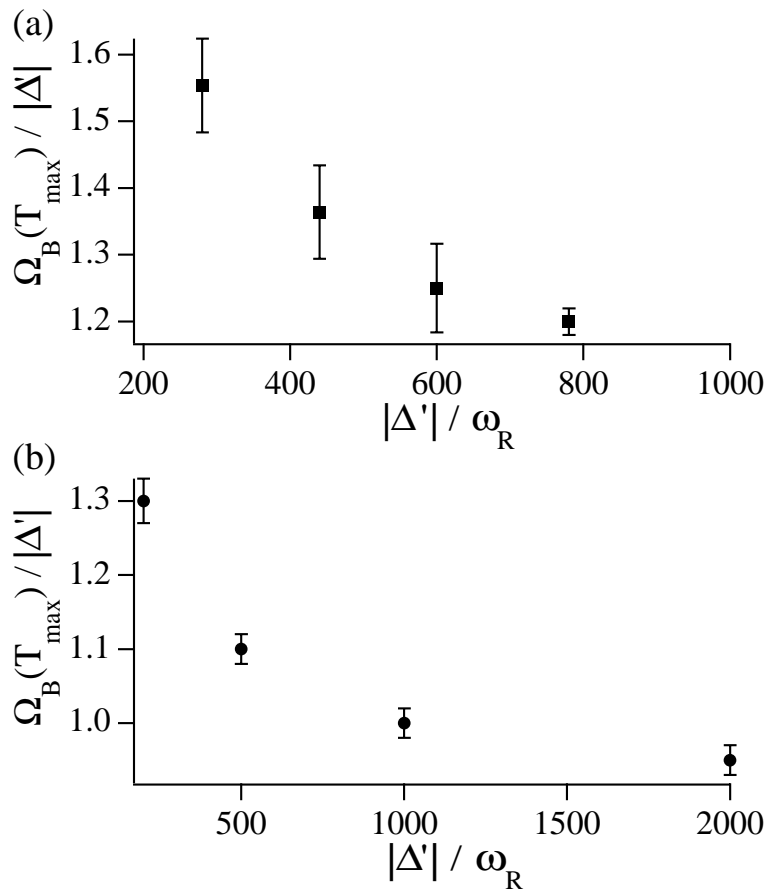


FIG. II.15 - Variation du déplacement Zeeman correspondant à la température maximale, $\Omega_B(T_{\max})$, normalisé à Δ' , en fonction du déplacement lumineux Δ' . (a) Résultats expérimentaux obtenus dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ avec $\theta = 55^\circ$. (b) Résultats théoriques obtenus par le modèle des bandes dans un réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ 1D et pour une transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$. Les deux courbes sont en bon accord qualitatif. Dans la limite des puits profonds, $\Omega_B(T_{\max})$ devient simplement proportionnel au déplacement lumineux Δ' .

vitesse à laquelle il s'étale). Moyennant cette précaution, on peut ainsi obtenir par exemple l'évolution du nombre d'atomes dans le réseau en fonction de la durée de piégeage. Cette courbe est une exponentielle dont la constante de temps nous donne la durée de vie du réseau. Il est intéressant de constater que la durée de vie des deux réseaux $\text{lin} \perp \text{lin}$ et $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ à champ magnétique nul est sensiblement identique et vaut environ 0.5 s. En champ magnétique fort, elle est drastiquement diminuée et vaut 5 ms pour le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ et 10 ms pour le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$. Deux éléments peuvent éclairer ce résultat : tout d'abord on retrouve le fait que les réseaux sont plus efficaces à champ magnétique nul, d'où on peut déduire que les termes non-diagonaux du hamiltonien de déplacement lumineux rendent le refroidissement plus efficace. Deuxièmement, il est possible que la localisation des atomes dans l'espace des vitesses autour de vitesses non nulles, que nous avons évoquée plus haut pour le régime de champ magnétique intermédiaire, mais qui existe aussi dans une moindre mesure en champ fort, contribue à accélérer la perte des atomes.

II.C Localisation des atomes

Dans cette section nous nous intéressons à la localisation des atomes dans les réseaux $\text{lin} \perp \text{lin}$ et $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$. Nos données expérimentales sont de deux types : d'une part des spectres de transmission d'un faisceau sonde et d'autre part une analyse en polarisation de la lumière de fluorescence émise par les atomes. Nous commençons par présenter ces deux sources d'informations, puis nous discutons les résultats obtenus pour chacun des réseaux, en champ magnétique nul et pour un champ magnétique fort.

II.C.1 Méthodes expérimentales de mesure

II.C.1.1 La spectroscopie pompe-sonde

La présentation générale de la spectroscopie pompe-sonde dans les réseaux optiques a été faite au paragraphe I.C.2.2 page 60. Rappelons seulement quelques notations : $\delta = \omega_p - \omega_L$ représente le désaccord du faisceau sonde aux faisceaux engendrant le réseau et qui servent de faisceaux pompes. Dans ce paragraphe nous voulons simplement montrer comment les spectres pompe-sonde fournissent des informations sur la localisation des atomes. En effet, selon la polarisation de la lumière à l'endroit où se trouvent les atomes et la polarisation de la sonde, des transitions Raman stimulées seront ou non possibles entre deux sous-niveaux Zeeman.

Bien sûr, il est nécessaire d'adapter la largeur du balayage en fréquence du faisceau sonde au type de résonance que nous cherchons à observer. En champ magnétique nul, la différence d'énergie entre deux surfaces de potentiel est une fraction du déplacement lumineux maximum : les résonances Raman correspondantes se trouvent donc pour des valeurs de δ de l'ordre de quelques centaines de kHz et leur largeur est de l'ordre du taux de pompage optique [29]. En champ magnétique fort, en revanche, la distance entre nappes de potentiel est égale à $\hbar\omega_B$, qui est beaucoup plus grand que le déplacement lumineux. Il faut donc explorer des plages plus importantes en δ , allant jusqu'à ± 3 MHz. Notre synthétiseur de signaux ne pouvant pas fournir une modulation de fréquence supérieure à ± 1.25 MHz, les spectres présentés sont en général obtenus en plusieurs parties, que l'on "recolle" sans problème majeur.

La sonde utilisée en pratique est une sonde transverse, se propageant selon l'axe Ox et polarisée linéairement selon Oz (polarisation π) ou selon Oy (polarisation σ). L'intensité de cette sonde vaut environ 0.1 mW/cm^2 , sa fréquence est balayée en 2 ms.

Les résonances Raman entre niveaux vibrationnels d'un même puits de potentiel sont visibles au centre des spectres, mais ne sont pas bien résolues. Leur étude fait l'objet de la section suivante.

II.C.1.2 L'analyse en polarisation de la lumière de fluorescence

La deuxième source d'informations sur la localisation des atomes est basée sur l'étude de la lumière de fluorescence qu'ils émettent. Plus précisément, on mesure l'intensité de chacune des deux composantes de polarisation de la fluorescence émise selon Ox : I_π et I_σ ⁹. Les atomes, répartis dans les différents sous-niveaux Zeeman dans des proportions dépendant de la polarisation de la lumière là où ils se trouvent, émettent alors plus ou moins de photons π et σ .

En pratique, nous avons récolté la lumière de fluorescence émise dans la direction Ox avec une lentille de diamètre 5 cm, placée à environ 15 cm des atomes. Un cube polariseur placé derrière la lentille sépare les deux composantes de polarisations dont l'intensité était ainsi mesurée en même temps par deux photodiodes identiques. Pour s'affranchir des erreurs dues par exemple à une lumière parasite sur l'une des photodiodes et pour diminuer l'effet de la mauvaise qualité du cube polariseur en réflexion, nous avons ajouté une lame à retard $\lambda/2$ avant le cube, de manière à mesurer successivement chacune des composantes de polarisation avec chacune des photodiodes.

9. La notation σ dans ce paragraphe représente une polarisation linéaire mais perpendiculaire à l'axe de quantification Oz . En l'occurrence il s'agit ici de la polarisation parallèle à Oy .

Remarque : Dans un premier temps — avant d’étudier la fluorescence — nous avons effectué des mesures d’absorption d’une sonde quasi-résonnante sur une transition atomique, polarisée alternativement π et σ [97]. Cette technique donne théoriquement les mêmes informations que l’analyse en polarisation de la fluorescence, mais elle est en pratique plus délicate à mettre en œuvre. En effet, le désaccord de la sonde est différent pour tous les sous-niveaux Zeeman, qui sont tous déplacés différemment, en particulier en champ magnétique fort. Pour rendre l’interprétation des résultats simple, le désaccord de la sonde à la transition atomique doit être grand par rapport aux déplacements lumineux et Zeeman, mais alors la sonde n’est presque plus absorbée et le rapport signal-sur-bruit devient trop mauvais.

II.C.2 Le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$

Les spectres obtenus pour le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ sont présentés sur les figures II.16 et II.17 pour $\theta = 18^\circ$ et $\theta = 55^\circ$ respectivement. On note tout d’abord que ces deux figures sont très similaires. En effet, un changement de l’angle θ ne fait pas changer la topographie du potentiel mais modifie seulement l’échelle de longueur dans chaque direction.

Chacune des figures contient en (a) et (b) les spectres obtenus à champ magnétique nul, pour une sonde polarisée selon Oy et Oz respectivement, et en (c) et (d) les spectres obtenus dans le régime de champ fort pour une sonde polarisée selon Oy et Oz respectivement. Remarquons d’abord que des résonances Raman larges et localisées loin de l’origine ne sont clairement visibles que dans le cas d’une polarisation π de la sonde, ce qui est, comme nous le montrons ci-dessous, en bon accord qualitatif avec les prévisions théoriques. Notons d’abord que puisque les atomes sont localisés dans les puits de potentiel où la lumière est polarisée σ^\pm , ils se trouvent presque uniquement dans l’état $m_g = \pm 4$. Par conséquent, les seuls processus Raman possibles consistent en l’absorption d’un photon du faisceau sonde (puisque l’absorption d’un photon du réseau les place dans l’état excité $m_e = \pm 5$ d’où ils ne peuvent retomber que dans leur niveau initial $m_g = \pm 4$). Ceci est cohérent avec le fait que l’on n’observe sur les spectres que des résonances en absorption (hormis bien entendu les résonances vibrationnelles localisées au voisinage de $\delta = 0$ qui sont d’une autre nature et qui seront étudiées dans la section suivante). En outre, ces résonances, notées Ω_S , ne sont importantes que sur les spectres obtenus avec une sonde polarisée selon Oz (π): elles correspondent à une transition Raman entre les niveaux $m_g = \pm 4$ et $m_g = \pm 3$. En principe, une sonde polarisée selon Oy (σ) est aussi susceptible de donner lieu à des transitions Raman entre $m_g = \pm 4$ et $m_g = \pm 2$ (fig. II.18(a)), mais ce processus est beaucoup moins probable (voir les coefficients de Clebsch-Gordan fig. I.4

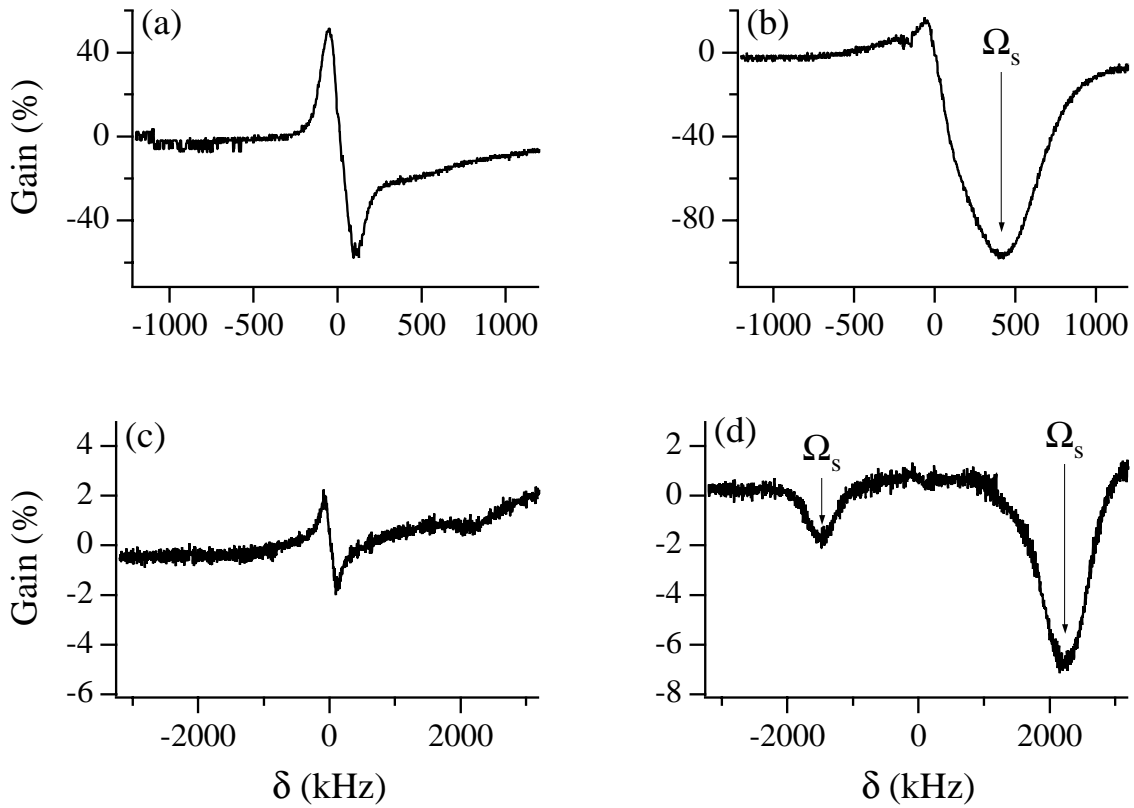


FIG. II.16 - Spectres pompe-sonde obtenus dans un réseau 3D lin \perp lin avec $\theta = 18^\circ$. La sonde transverse est polarisée linéairement selon Oy [(a) et (c)] et selon Oz [(b) et (d)]. δ est le désaccord entre la sonde et les faisceaux engendrant le réseau. Les spectres (a) et (b) correspondent à $B_0 = 0$ tandis que (c) et (d) correspondent à $B_0 = 5$ G. Le désaccord vaut $\Delta = -8\Gamma$ et le déplacement lumineux par onde $\hbar\Delta'_0 = -140E_R$. Les résonances notées Ω_S , visibles seulement avec une sonde polarisée π , prouvent que les atomes sont localisés en des sites σ^+ et σ^- . La différence des intensités de ces résonances sur le spectre (d) est due à la durée finie du balayage en fréquence de la sonde (2 ms) qui est du même ordre que la durée de vie du réseau à grand B_0 (5 ms).

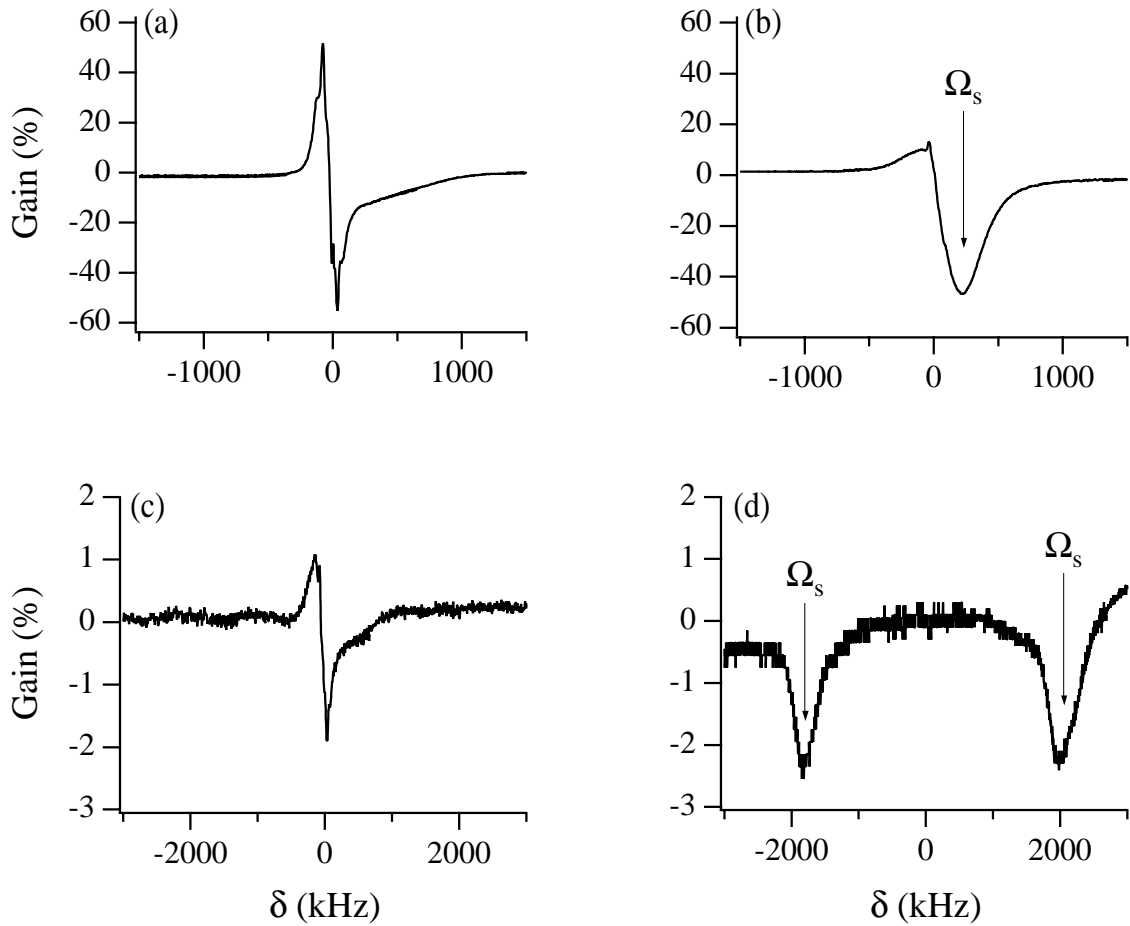


FIG. II.17 - Spectres pompe-sonde obtenus dans un réseau 3D lin \perp lin avec $\theta = 55^\circ$. La sonde transverse est polarisée linéairement selon Oy [(a) et (c)] et selon Oz [(b) et (d)]. Les spectres (a) et (b) correspondent à $B_0 = 0$ tandis que (c) et (d) correspondent à $B_0 = 5$ G ; $\Delta = -13\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 = -70E_R$. Les résonances notées Ω_s , visibles seulement avec une sonde polarisée π , prouvent que les atomes sont localisés en des sites σ^+ et σ^- .

p. 28) : le rapport attendu entre les probabilités de transition pour les deux polarisations π et σ de la sonde vaut $\frac{9 \times 36}{1 \times 28/2} \simeq 23$.

La position de ces résonances peut également être prédite : en effet, la différence d'énergie entre $m_g = \pm 4$ et $m_g = \pm 3$ au fond des puits vaut $E_{\pm 4} - E_{\pm 3} = \frac{45-36}{45} \times 8 |\hbar\Delta'_0| \simeq 1.6 |\hbar\Delta'_0|$. De même, $E_{\pm 4} - E_{\pm 2} = \frac{45-28}{45} \times 8 |\hbar\Delta'_0| \simeq 3.0 |\hbar\Delta'_0|$. Le tableau II.2 permet de comparer la position des raies à celle donnée par ce calcul (le déplacement lumineux par onde est estimé à l'aide des positions des résonances Raman vibrationnelles).

Angle	$\theta = 18^\circ$		$\theta = 55^\circ$	
Ω_S (MHz)	Calculées	Mesurées	Calculées	Mesurées
$B_0 = 0$	0.46	0.41	0.23	0.23
$B_0 = 5$ G	-1.4	-1.5	-1.6	-1.8
	2.3	2.2	2.0	2.0

TAB. II.2 - *Récapitulatif des valeurs de Ω_S dans le réseau lin \perp lin 3D, pour une sonde polarisée π et dans les deux régimes de champ magnétique nul et fort. Les valeurs calculées utilisent la valeur du déplacement lumineux déterminée par la mesure des fréquences de vibration. On mesure par ailleurs Ω_S directement sur les spectres des figures II.16 et II.17.*

Les résonances attendues pour une sonde polarisée σ sont à peine visibles sur les spectres. Il est donc difficile de bien mesurer leur position et leur amplitude. On note cependant un bon accord qualitatif avec les prévisions : elles sont beaucoup plus faibles que pour la sonde π (au moins 10 fois) et se trouvent à une fréquence un peu plus élevée.

Analysons maintenant un peu plus en détail les spectres (c) et (d) obtenus en champ magnétique fort : les deux niveaux $m_g = +4$ et $m_g = -4$ sont également peuplés, et il peut se produire, de même qu'à $B_0 = 0$, des transitions Raman entre $m_g = +4$ et $m_g = +3$ ainsi qu'entre $m_g = -4$ et $m_g = -3$ (fig. II.18(b)). Mais à la différence de la situation $B_0 = 0$, ces deux types de transitions n'ont pas lieu pour la même fréquence de la sonde : les transitions $m_g = +4 \rightarrow m_g = +3$ se produisent pour $\delta = -\omega_B + 1.6 |\Delta'_0|$ tandis que les transitions $m_g = -4 \rightarrow m_g = -3$ se produisent pour $\delta = \omega_B + 1.6 |\Delta'_0|$. On peut constater (voir table II.2) que les valeurs de Ω_S mesurées sur les spectres sont en bon accord avec cette estimation. Notons que nous n'avons pas exploré une plage de fréquence suffisamment large pour espérer voir les transitions $m_g = \pm 4 \rightarrow m_g = \pm 2$ sur les spectres (c), puisqu'elles se situent à $\delta = \mp 2\omega_B + 3.0 |\Delta'_0|$. Enfin, la différence d'intensité des deux raies sur les spectres (d) ne représente pas une différence de populations entre les niveaux $m_g = +4$ et $m_g = -4$; elle est seulement due au fait que la durée du balayage en fréquence de la sonde est de 2 ms tandis qu'en champ magnétique fort la durée de vie du réseau est à

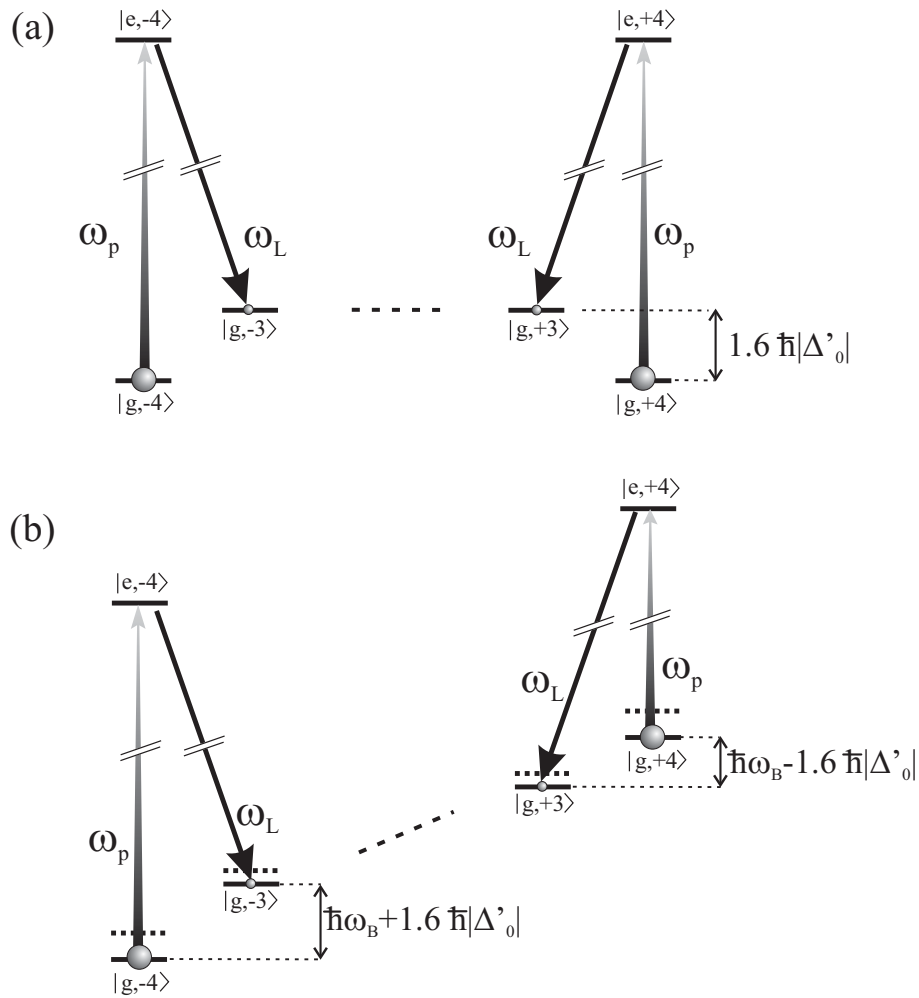


FIG. II.18 - Schéma des transitions Raman possibles entre sous-niveaux Zeeman dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$, (a) en champ magnétique nul et (b) dans le régime de champ fort. A des fins de clarté, tous les sous-niveaux Zeeman ne sont pas représentés. Les cercles représentant la population des niveaux ne sont qu'indicatifs et n'ont aucune signification quantitative. Les traits pleins représentent les niveaux d'énergie incluant à la fois le déplacement Zeeman et le déplacement lumineux. En (b) les traits pointillés représentent l'énergie Zeeman. ω_L est la fréquence des faisceaux du réseau et ω_p est celle de la sonde. La majorité des transitions Raman impliquent l'absorption d'un photon de la sonde polarisée π .

peine plus longue (5 ms). Par conséquent, selon que la fréquence de résonance est atteinte au début ou à la fin du balayage, le nombre d'atomes encore présents dans le réseau est très différent. Nous avons vérifié cela en inversant le sens du balayage en fréquence : le rapport des amplitudes des deux raies est alors inversé.

II.C.3 Le réseau Rot[lin \perp lin]

Les spectres obtenus dans les réseaux Rot[lin \perp lin] sont présentés sur les figures II.19 pour $\theta = 18^\circ$ et II.20 pour $\theta = 55^\circ$. Les spectres (a) et (b) sont obtenus en champ magnétique nul pour une sonde polarisée selon Oy (σ) et Oz (π) respectivement, tandis que les spectres (c) et (d) correspondent au régime de champ fort ($B_0 = 5$ G) (sonde polarisée selon Oy et Oz respectivement).

On note tout d'abord que, conformément aux prévisions, les spectres de la figure II.19 sont très similaires à ceux des figures II.16 et II.17. Ici encore, les atomes sont localisés aux points où la lumière est polarisée circulairement. En utilisant l'expression II.1 (p. 93) du champ électrique dans la configuration Rot[lin \perp lin], on trouve que l'intensité de la composante de polarisation σ^- dans un puits σ^- vaut $8 \cos^2 \theta I_0 = 7.24 I_0$ pour $\theta = 18^\circ$, I_0 représentant l'intensité d'un faisceau. Pour des atomes tous en $m = -4$ (dans un puits σ^-) on attend donc des résonances situées en $\frac{45-36}{45} \times 7.24 |\hbar\Delta'_0| \simeq 1.4 |\hbar\Delta'_0|$. Pour les conditions expérimentales de la figure II.19, ceci donne une fréquence un peu inférieure à 0.5 MHz. La mesure directe sur le spectre (0.45 MHz) est en bon accord avec cette estimation. Les résonances obtenues en régime de champ magnétique fort avec une sonde polarisée π sont attendues en -1.3 et 2.3 MHz, ce qui est également en bon accord avec les valeurs mesurées : -1.5 et 2.3 MHz.

La figure II.20 contraste fortement avec les trois figures précédentes : en effet, c'est maintenant avec une sonde polarisée σ (spectres (a) et (c)), et non plus π , que les résonances Ω_S apparaissent le plus clairement. Ceci nous indique que les atomes sont localisés dans des sites de polarisation π : en effet, un atome ne peut changer de sous-niveau Zeeman si à la fois la sonde et le champ du réseau (la *pompe*) sont polarisés π . Au contraire, une sonde polarisée σ associée à une pompe polarisée π peut induire des transitions Raman avec $\Delta m_g = \pm 1$ (voir figure II.21(a) pour $B_0 = 0$ et (b) pour B_0 fort).

Analysons de manière plus approfondie les spectres obtenus en champ magnétique nul, et plus particulièrement le spectre (a) correspondant à une sonde σ , c'est-à-dire polarisée selon Oy . On y remarque, outre les résonances vibrationnelles, une résonance en absorption et une autre symétrique en amplification, plus petite. En effet, dans un champ

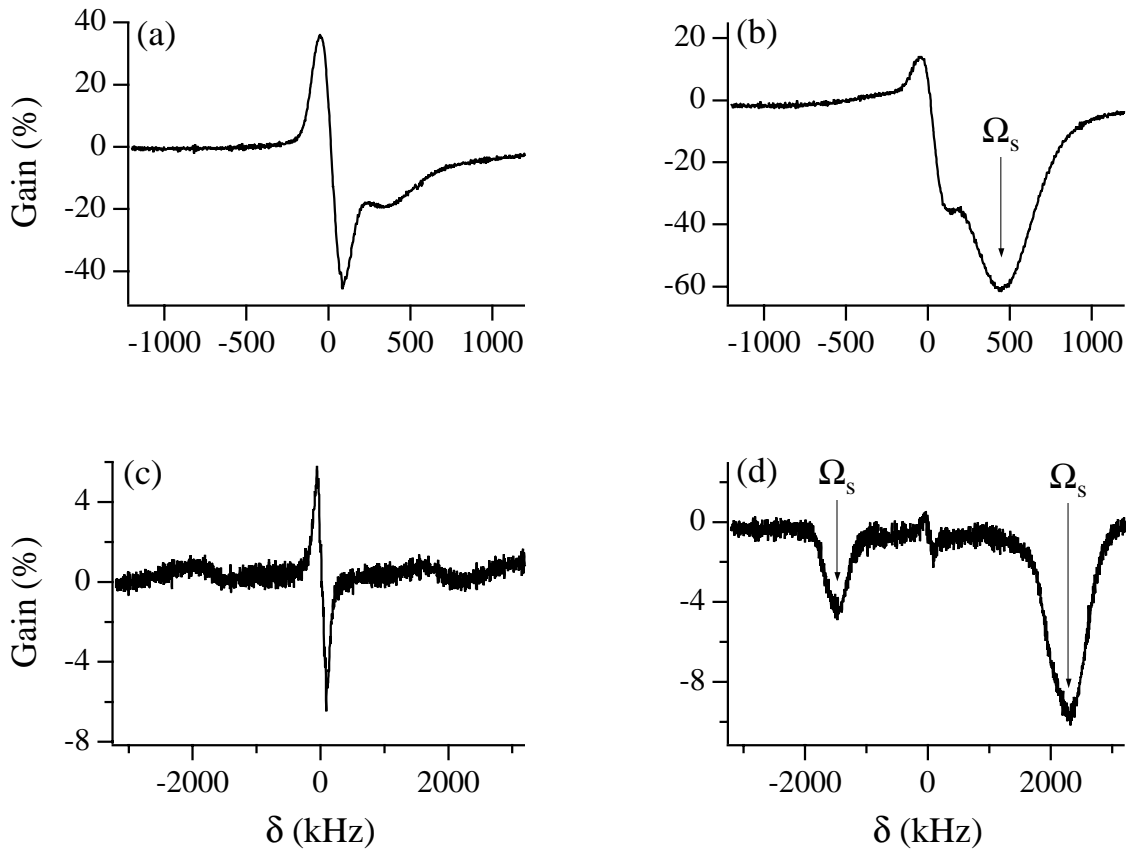


FIG. II.19 - Spectres pompe-sonde obtenus dans un réseau 3D Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 18^\circ$. La sonde transverse est polarisée linéairement selon Oy [(a) et (c)] et selon Oz [(b) et (d)]. Les spectres (a) et (b) correspondent à $B_0 = 0$ tandis que (c) et (d) correspondent à $B_0 = 5$ G ; $\Delta = -8\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 = -170E_R$. Cette figure est très similaire aux figures II.16 et II.17 correspondant à un réseau lin \perp lin. Les résonances Ω_S sont visibles seulement avec une sonde polarisée π , ce qui prouve que les atomes sont localisés en des sites σ^+ et σ^- . Les résonances Ω_S sur le spectre (d) ont des intensités différentes à cause de la durée finie du balayage en fréquence de la sonde (2 ms) qui est du même ordre que la durée de vie du réseau à grand B_0 (~ 5 ms).

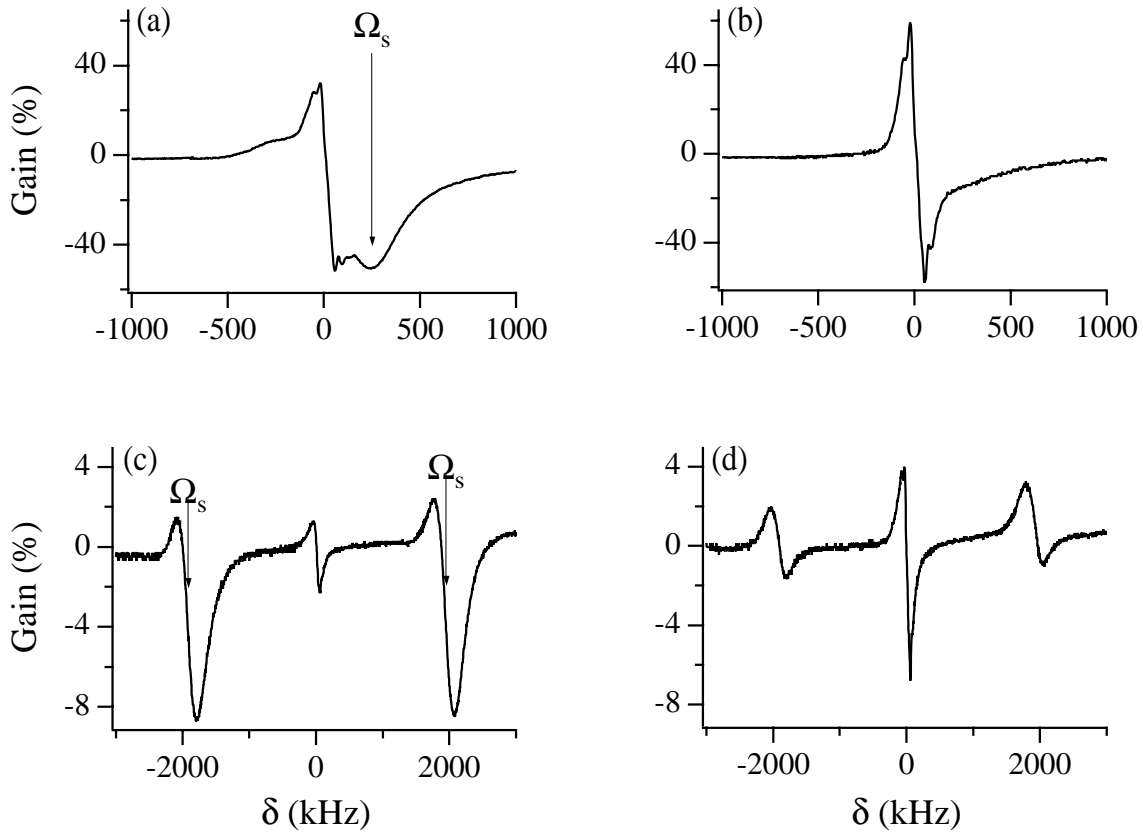


FIG. II.20 - Spectres pompe-sonde obtenus dans un réseau 3D Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$. La sonde transverse est polarisée linéairement selon Oy [(a) et (c)] et selon Oz [(b) et (d)]. Les spectres (a) et (b) correspondent à $B_0 = 0$ tandis que (c) et (d) correspondent à $B_0 = 5$ G; $\Delta = -13\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 = -60E_R$. Les résonances notées Ω_S , dominant le spectre avec une sonde polarisée σ (selon Oy), prouvent que les atomes sont localisés en des sites π .

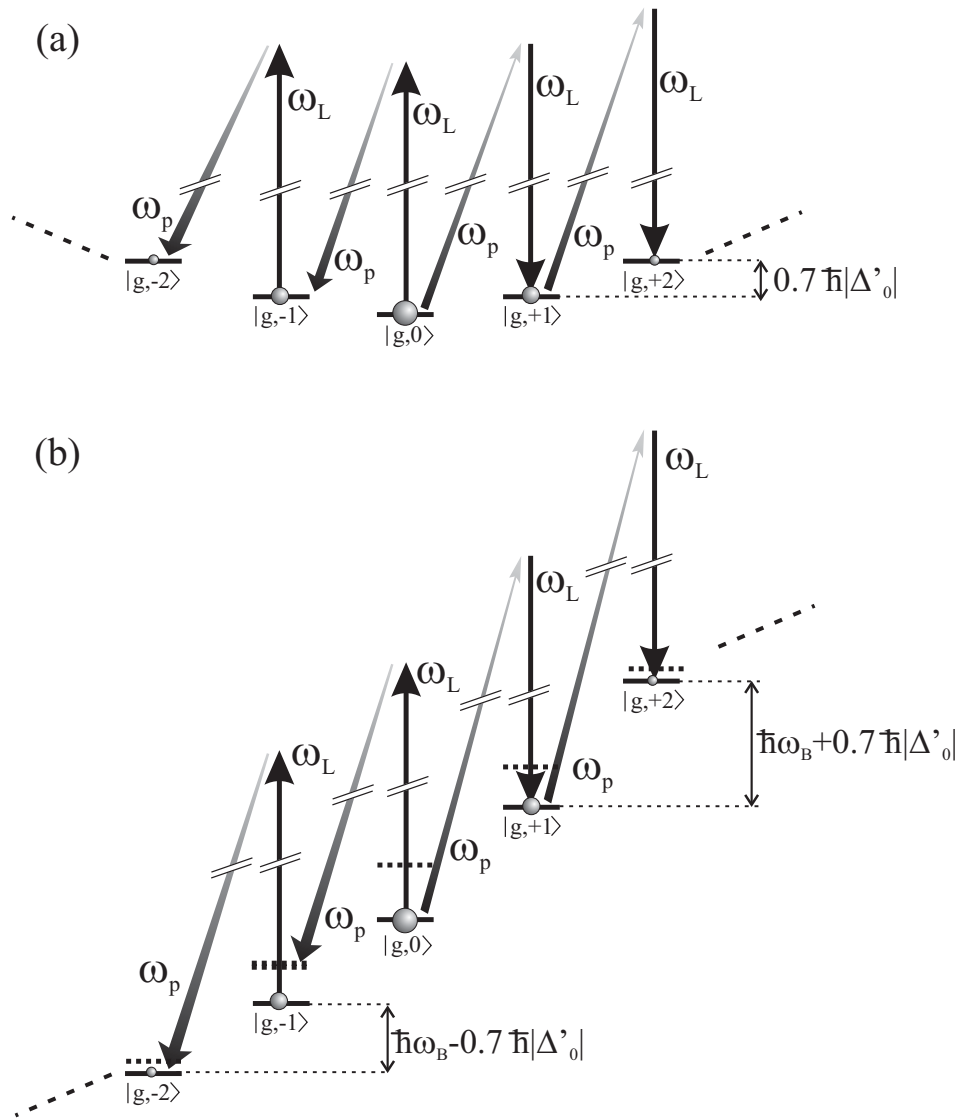


FIG. II.21 - Schéma des transitions Raman possibles entre sous-niveaux Zeeman dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta > 40^\circ$, (a) en champ magnétique nul et (b) dans le régime de champ fort. A des fins de clarté, tous les sous-niveaux Zeeman ne sont pas représentés. Les cercles représentant la population des niveaux ne sont qu'indicatifs et n'ont aucune signification quantitative. Les traits pleins représentent les niveaux d'énergie incluant à la fois le déplacement Zeeman et le déplacement lumineux. En (b) les traits pointillés représentent l'énergie Zeeman. ω_L est la fréquence des faisceaux du réseau et ω_p est celle de la sonde. Les transitions Raman ont lieu principalement avec une sonde polarisée selon Oy et peuvent induire une absorption ou une amplification de la sonde.

lumineux π , les atomes sont répartis par pompage optique dans presque tous les sous-niveaux Zeeman, avec des populations stationnaires $\pi_0 = 0.34$, $\pi_{\pm 1} = 0.24$, $\pi_{\pm 2} = 0.08$, $\pi_{\pm 3} = 0.01$, $\pi_{\pm 4} \sim 0$. On peut donc avoir des transitions Raman impliquant l'absorption ou l'émission d'un photon dans le faisceau sonde (voir fig. II.21(a)). Il est plus difficile que pour le réseau lin \perp lin d'estimer quantitativement le rapport des amplitudes des deux composantes et la position des raies, car chaque niveau Zeeman fournit une contribution au signal située à une position différente et de largeur différente. Mais on peut en obtenir une estimation grossière en considérant que la contribution dominante est liée aux transitions du type $m_g = 1 \rightarrow m_g = 2$ correspondant à la différence de population la plus grande. A cette approximation, les positions des raies doivent être sensiblement symétriques et situées à une fréquence $|\delta| \sim \frac{3}{45} \times 16 \sin^2 \theta |\Delta'_0|$, ce qui donne pour le spectre de la figure II.20(a) $|\delta| \sim 100$ kHz. Par ailleurs, une estimation du même type fournit un rapport des amplitudes des raies en absorption et en amplification A_{abs}/A_{ampl} de l'ordre de 3. Les différences (significatives) doivent probablement être attribuées à la transition $m_g = 2 \rightarrow m_g = 3$ qui donne une contribution située à une fréquence plus élevée et favorise l'absorption au détriment de l'amplification.

Grandeur	Ω_S^{abs} (MHz)		Ω_S^{ampl} (MHz)		A_{abs}/A_{ampl}	
	Calculée	Mesurée	Calculée	Mesurée	Calculée	Mesurée
$B_0 = 0$	0.10	0.24	-0.10	-0.26	3	4.2
$B_0 = 5$ G	-1.7	-1.8	-1.9	-2.1	3	4
	1.9	2.1	1.7	1.8	3	4.5

TAB. II.3 - *Etude quantitative des spectres (a) et (c) de la figure II.20 (réseau Rot[lin \perp lin] pour $\theta = 55^\circ$) et comparaison avec les valeurs théoriques déduites de la mesure des fréquences de vibration, des populations stationnaires et des coefficients de Clebsch-Gordan. Les écarts sont dûs aux incertitudes de l'estimation théorique.*

L'étude des spectres obtenus en champ magnétique fort est similaire : on retrouve sur le spectre (c) correspondant à une sonde σ des résonances de mêmes caractéristiques qu'en (a), mais situées à des fréquences plus élevées à cause du déplacement Zeeman entre les niveaux (voir figure II.21(b)). Le rapport des amplitudes des composantes en absorption et en amplification est identique en champ nul et en champ fort, ainsi que leur distance. De ceci on conclut qu'en première approximation, l'allure des courbes de potentiel et leurs populations relatives doivent être voisines à champ nul et en champ fort. Une extrapolation raisonnable de ce résultat consiste donc à utiliser l'approximation adiabatique pour interpréter les observations à champ magnétique nul.

Le spectre (d) montre l'existence de petites résonances avec une sonde polarisée π . Notons que cette résonance existe sans doute également sur le spectre (b), mais qu'elle y est plus faible et en grande partie masquée par les résonances vibrationnelles. Ces résonances sont associées aux composantes σ^\pm du champ électrique du réseau qui s'annulent rigoureusement au fond des puits mais augmentent assez rapidement lorsqu'on s'écarte du minimum (par exemple, $I_{\sigma^\pm} \sim 10\% I_{\text{totale}}$ à $\lambda_s/10$ du fond du puits). L'amplitude relative des composantes en absorption et en amplification de la résonance montre qu'elle est associée effectivement à des atomes localisés dans les puits majoritairement π . Plus précisément, la distribution de population entre les divers sous-niveaux Zeeman correspondant à une lumière π donne le bon rapport d'amplitudes. Celui-ci est d'ailleurs simplement l'inverse de celui des spectres en sonde σ : il suffit pour le voir d'inverser le rôle de la pompe et de la sonde sur la figure II.21.

II.C.4 Les mesures de fluorescence

Pour corroborer les résultats précédents, nous avons réalisé des mesures de la fluorescence des atomes dans chacune des configurations étudiées. Une analyse de la polarisation de la lumière de fluorescence émise fournit en effet des informations sur la localisation des atomes.

Par exemple, des atomes localisés dans une lumière polarisée σ^- sont pompés optiquement dans le niveau $m_g = -4$. Etant en présence de photons σ^- uniquement, ils ne peuvent que passer dans $m_e = -5$ puis retomber dans le niveau $m_g = -4$ en émettant un photon de fluorescence σ^- . Dans ce cas, le rapport des intensités de fluorescence émise dans chacune des composantes de polarisation π (selon Oz) et σ (selon Oy) vaut $I_\pi/I_\sigma = 0$. Il en va bien sûr de même pour des atomes localisés dans une lumière σ^+ .

Au contraire, pour des atomes localisés dans des sites polarisés π , la distribution des populations est celle donnée au paragraphe précédent ($\pi_0 = 0.34$, $\pi_{\pm 1} = 0.24$, $\pi_{\pm 2} = 0.08$, $\pi_{\pm 3} = 0.01$, $\pi_{\pm 4} \sim 0$). En tenant compte de tous les niveaux Zeeman pondérés par leur population stationnaire, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{I_\pi}{I_\sigma} &= \frac{\pi_0 \times 25^2 + 2\pi_1 \times 24^2 + 2\pi_2 \times 21^2 + 2\pi_3 \times 16^2 + 2\pi_4 \times 9^2}{\frac{1}{2}\pi_0 \times 25 \times 20 + \pi_1 \times 24 \times 21 + \pi_2 \times 21 \times 24 + \pi_3 \times 16 \times 29 + \pi_4 \times 9 \times 36} \\ \frac{I_\pi}{I_\sigma} &= 2.25 \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau II.4, pour les deux configurations $\text{lin} \perp \text{lin}$ et $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$, avec $\theta = 18^\circ$ et $\theta = 55^\circ$, et dans les régimes de champ

magnétique nul et fort. Les expériences ont été réalisées pour un désaccord $\Delta = -8\Gamma$, qui représente un bon compromis entre l'efficacité du refroidissement et la quantité de lumière de fluorescence émise. Le champ magnétique pour les mesures en champ fort valait 5 G, ce qui correspond à $\hbar\Omega_B = 7000E_R$. Cette valeur est à la fois grande devant le déplacement lumineux maximum ($\hbar\Delta'_0 = -175E_R$ pour $\theta = 18^\circ$ et $-75E_R$ pour $\theta = 55^\circ$)¹⁰ et raisonnablement petite devant le désaccord ($|\hbar\Delta| \simeq 20000E_R$).

Les valeurs de I_π/I_σ obtenues pour $B_0 = 0$ et $B_0 = 5$ G dans les réseaux lin \perp lin et le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 18^\circ$ sont très similaires et proches de zéro, qui est la valeur attendue pour des atomes parfaitement localisés en des sites de lumière polarisée circulairement. L'idée que les atomes sont très bien localisés dans les puits de potentiel, au fond desquels la lumière est polarisée circulairement, est donc cohérente. Les valeurs de I_π/I_σ obtenues dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 18^\circ$ sont très légèrement supérieures à celles des réseaux lin \perp lin : ceci est probablement dû à la composante de polarisation π du champ du réseau, qui n'est pas nulle dès que l'on quitte le fond du puits.

Les résultats obtenus dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$ sont très différents. Les deux valeurs de I_π/I_σ , obtenues à champ magnétique nul et fort, excluent une localisation en un site de polarisation circulaire. Elles sont en revanche compatibles avec la localisation des atomes en des sites π . Cependant, la localisation semble meilleure à champ nul qu'en champ fort¹¹. Cette dernière observation peut être rapprochée des mesures de températures (voir figure II.12 page 105) qui montrent qu'à même profondeur de puits de potentiel la température est légèrement plus élevée en champ magnétique fort qu'en champ nul.

Réseau	lin \perp lin		Rot[lin \perp lin]	
Angle	$\theta = 18^\circ$	$\theta = 55^\circ$	$\theta = 18^\circ$	$\theta = 55^\circ$
$B_0 = 0$	0.3 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.1	1.9 ± 0.2
$B_0 = 5$ G	0.3 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.3 ± 0.1	1.5 ± 0.3

TAB. II.4 - Mesures de fluorescence obtenues pour $\Delta = -8\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 = -175E_R$ pour $\theta = 18^\circ$ et $-75E_R$ pour $\theta = 55^\circ$. Nous donnons le rapport I_π/I_σ de l'intensité des composantes de fluorescence émises selon Ox et polarisées selon \mathbf{e}_z (π) et \mathbf{e}_y (σ).

10. Ces expériences ont été effectuées avec des intensités différentes pour $\theta = 18^\circ$ et $\theta = 55^\circ$.

11. Ceci corrobore l'impression donnée par les spectres pompe-sonde (fig. II.20(b) et (d)).

II.D Oscillation des atomes dans les puits

Nous avons étudié dans les sections précédentes les qualités de refroidissement et de localisation des réseaux brillants 3D. Nous avons vu que dans les réseaux lin \perp lin, ainsi que dans le réseau Rot[lin \perp lin] à petit angle, les atomes sont très bien localisés dans les puits de potentiel où la lumière est polarisée σ^\pm . En revanche, dans le réseau Rot[lin \perp lin] à grand angle les atomes se trouvent localisés dans des puits de potentiel polarisés π .

Dans tous les cas, on peut étudier le mouvement d'oscillation des atomes au fond des puits de potentiel par la spectroscopie pompe-sonde. Comme nous l'avons vu au paragraphe I.C.2.2 page 61, les transitions Raman stimulées entre différents niveaux de vibration dans un puits de potentiel se manifestent comme des raies situées de part et d'autre de la résonance Rayleigh.

II.D.1 Le réseau lin \perp lin

Les résonances vibrationnelles Raman dans les réseaux lin \perp lin 3D ont été étudiées en champ magnétique nul [7] et faible [62] (voir aussi la thèse de Samuel Guibal [63]). La finesse des raies vibrationnelles s'explique par le fort confinement des atomes autour de points où la lumière est polarisée circulairement : on se trouve alors dans le régime de Lamb-Dicke (§ I.B.1 p. 26) où le taux de départ d'un niveau vibrationnel est réduit d'un facteur $\frac{E_R}{\hbar\Omega_v}$. A cause de l'allongement de la durée de vie, l'élargissement des raies vibrationnelles n'est pas homogène mais inhomogène et associé à l'anharmonicité des puits de potentiel [44].

Dans le réseau lin \perp lin, les règles de sélection (voir l'éq. I.57 p. 64) correspondent bien à l'idée intuitive que l'on se fait de l'action de la sonde qui "secoue" les puits de potentiel : en effet, les modes excités sont ceux correspondant à la direction de propagation de la sonde, *i.e.* la vibration selon Oz pour une sonde longitudinale et la vibration selon Ox pour une sonde transverse se propageant selon Ox .

Nous nous contenterons dans ce paragraphe de comparer les fréquences de vibration transverses dans les deux régimes de champ magnétique nul et fort. La figure II.22 représente la fréquence de vibration Ω_x selon Ox en fonction du déplacement lumineux par onde¹² $\hbar\Delta'_0$, sur une échelle logarithmique. Ces mesures ont été effectuées dans le réseau lin \perp lin avec $\theta = 55^\circ$, pour $B_0 = 0$ (cercles) et pour $B_0 = 7$ G (carrés). On constate tout

12. En réalité ces mesures ont été effectuées à désaccord constant $\Delta = -13\Gamma$. La variation de $\hbar\Delta'_0$ est obtenue en faisant varier l'intensité des faisceaux.

d'abord que les fréquences de vibration sont identiques dans les deux régimes de champ magnétique étudiés. Ceci montre que la courbure des puits de potentiel est sensiblement identique pour $B_0 = 0$ et $B_0 = 7$ G. On retrouve ainsi le fait que les potentiels diabatiques, qui décrivent correctement le régime de champ fort, ont pratiquement la même forme au fond des puits que les potentiels adiabatiques.

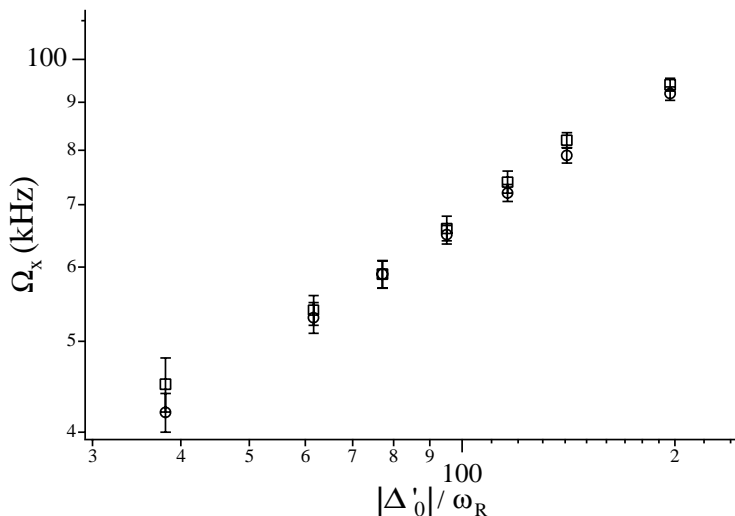


FIG. II.22 - Fréquence vibrationnelle transverse Ω_x dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ avec $\theta = 55^\circ$ en fonction du déplacement lumineux par onde Δ'_0 , en échelle logarithmique. Le désaccord est fixe et vaut $\Delta = -13\Gamma$. Les cercles représentent le cas où $B_0 = 0$ tandis que les carrés correspondent à $B_0 = 7$ G. Les deux courbes sont quasiment superposées et leur pente vaut 0.48, en très bon accord avec la valeur théorique attendue 0.5.

Une deuxième remarque concerne la variation de ces fréquences en fonction du déplacement lumineux (donc de la profondeur des puits de potentiel). Les mesures présentées figure II.22 se trouvent sur une droite de pente 0.48, en excellent accord avec une pente 0.5 prédite par un modèle harmonique.

II.D.2 Le réseau Rot[lin \perp lin]

Nous nous attacherons ici uniquement à l'étude du réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$ puisque nous avons déjà vu à plusieurs reprises que dans le cas des petits angles on n'obtient pas une situation réellement différente de celle du réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$. Au contraire, le réseau Rot[lin \perp lin] à grand angle possède des puits de potentiel où la lumière est

polarisée π et où les atomes sont localisés. Pour des conditions expérimentales typiques, ces atomes se trouvent donc en régime sautant, c'est-à-dire qu'ils effectuent plusieurs sauts entre nappes de potentiel au cours d'une période d'oscillation. La situation est par conséquent radicalement opposée à celle obtenue dans un réseau lin \perp lin, qui correspond presque toujours à un régime oscillant pour les atomes.

II.D.2.1 Résultats expérimentaux

Nous présentons dans ce paragraphe les spectres obtenus avec une sonde transverse. Nous verrons au paragraphe II.D.2.3 que quelle que soit la direction de propagation de la sonde, ce sont toujours les modes de vibration transverses qui sont excités. Pour l'instant, nous admettrons qu'une sonde transverse excite les modes de vibration transverses, ce qui est du reste conforme à l'intuition.

Nous présentons figure II.23 deux spectres pompe-sonde obtenus dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$, en champ magnétique nul (a) et dans le régime de champ fort (b). La sonde utilisée se propage selon Ox et est polarisée selon Oz . Si l'amplitude des résonances est très différente (car le nombre d'atomes piégés dans le réseau est beaucoup plus important pour $B_0 = 0$), les deux spectres sont par ailleurs presque identiques : la position et la largeur des raies ne sont pas affectées pas le passage de la situation $B_0 = 0$ au régime de champ magnétique fort.

Plusieurs arguments nous permettent d'affirmer qu'il s'agit bien de résonances Raman vibrationnelles : tout d'abord, si l'on compare la position Ω_x^{Rot} de ces raies à celle Ω_x des raies vibrationnelles dans un réseau lin \perp lin dans les mêmes conditions (angle θ , champ magnétique B_0 , intensité I_0 et désaccord Δ) on trouve un rapport $\Omega_x/\Omega_x^{\text{Rot}} = 1.3 \pm 0.1$. La valeur attendue en calculant la fréquence Ω_x^{Rot} comme la moyenne des fréquences pour les différents sous-niveaux Zeeman pondérée par les populations stationnaires en lumière π est $\Omega_x/\Omega_x^{\text{Rot}} = 1.3$. Le deuxième argument nous permettant d'interpréter les raies observées sur les spectres de la figure II.23 comme des raies vibrationnelles est la variation de leur position en fonction du déplacement lumineux : on a représenté sur la figure II.24 la fréquence Ω_x^{Rot} en fonction du déplacement lumineux par onde en échelle logarithmique ; les cercles correspondent à $B_0 = 0$ et les carrés au régime de champ fort. Les points se placent sur une droite de pente 0.41, ce qui est voisin de la valeur 0.5 attendue pour une fréquence de vibration.

La similitude entre les fréquences de vibration dans les deux régimes de champ magnétique nul et fort prouve que la dynamique atomique est gouvernée dans les deux cas par des potentiels très proches. Or le potentiel qui s'impose en champ fort est le poten-

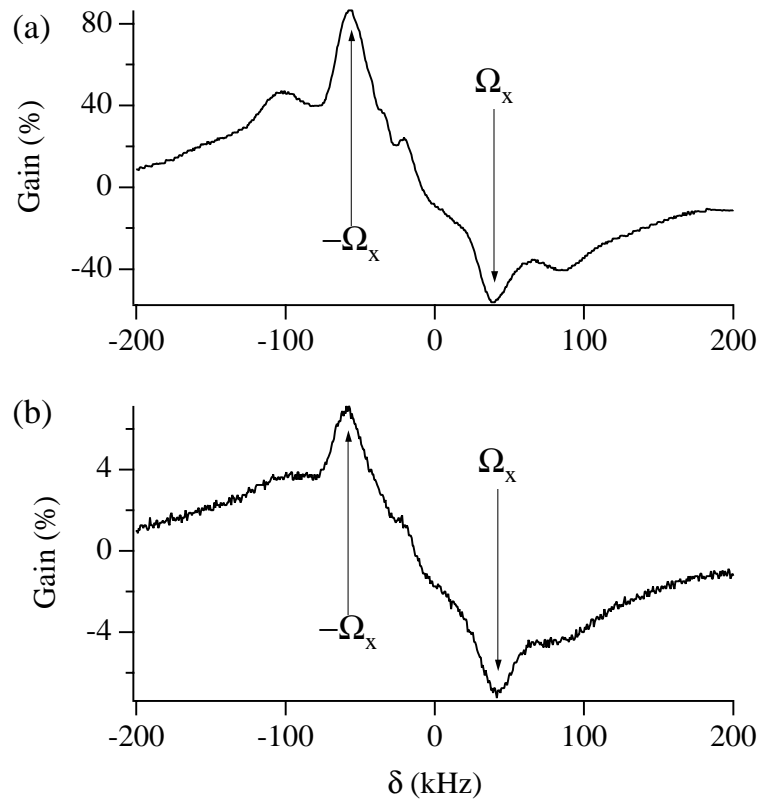


FIG. II.23 - Spectres de transmission pompe-sonde obtenus avec une sonde transverse polarisée π (selon Oz) dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$. $B_0 = 0$ (a) et $B_0 = 7$ G (b). δ représente le désaccord entre la sonde et les faisceaux du réseau. Le désaccord Δ vaut $\Delta = -13\Gamma$ et le déplacement lumineux par onde $\hbar\Delta'_0 = -90E_R$. Abstraction faite de leur amplitude, les deux spectres sont pratiquement identiques.

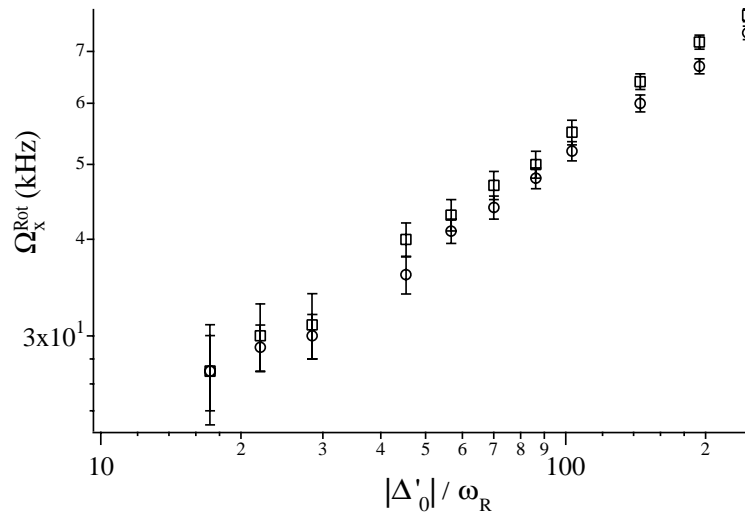


FIG. II.24 - Fréquence vibrationnelle transverse Ω_x^{Rot} dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$ et $\Delta = -13\Gamma$ en fonction du déplacement lumineux par onde Δ'_0 , en échelle logarithmique. Les cercles représentent le cas où $B_0 = 0$ tandis que les carrés correspondent à $B_0 = 7$ G. Les deux courbes sont quasiment superposées et leur pente vaut 0.41 dans les deux cas.

tiel diabatique. On peut donc estimer que les potentiels diabatiques sont également bien appropriés pour décrire la dynamique atomique dans le régime de champ magnétique nul.

Il est essentiel de remarquer que les raies de vibration observées dans le réseau Rot[lin \perp lin] à grand angle sont de nature différente de celles que l'on obtient dans un réseau lin \perp lin. En effet, la localisation des atomes en des sites de polarisation π de la lumière ne permet aucun argument de type Lamb-Dicke pour expliquer la finesse de ces raies. Environ la moitié des processus de diffusion de photons sont inélastiques et impliquent un changement de sous-niveau Zeeman. Le temps moyen passé par un atome dans une nappe de potentiel donnée est donc de l'ordre de Γ'^{-1} . Par conséquent, le régime de fonctionnement typique de ce réseau est le régime sautant, en champ magnétique nul comme en champ fort. Nous avons vu au paragraphe II.A.3 (p. 91) que la dynamique des atomes peut dans ce cas être décrite par une force moyenne obtenue en pondérant la force correspondant à chaque niveau Zeeman par son taux d'occupation. Comme les minima de potentiel sont situés au même endroit pour toutes les nappes (voir fig. II.6(b) p. 97), la force moyenne attire forcément les atomes vers ce point, avec une intensité proportionnelle à la distance qui les en sépare¹³. On retrouve bien un mouvement d'oscillation harmonique, dont la fréquence varie comme $\sqrt{|\Delta'|}$ puisque la force moyenne est proportionnelle à Δ' .

II.D.2.2 A propos de la largeur des raies

Il nous reste à comprendre le mécanisme qui permet d'observer dans ce réseau opérant en régime sautant des raies vibrationnelles aussi fines que dans un réseau de type lin \perp lin [97]. En effet, on pourrait penser que les processus de pompage optique entre différents sous-niveaux Zeeman détruisent immédiatement l'oscillation de l'atome : dans ce cas on attendrait donc une largeur des raies Raman vibrationnelles de l'ordre de Γ' . Or la largeur de ces raies vaut $\gamma_x^{\text{Rot}} \simeq 25$ kHz dans les conditions de la figure II.23 (pour une fréquence $\Omega_x^{\text{Rot}} \simeq 48$ kHz), ce qui est nettement inférieur au taux de pompage optique $\Gamma' \simeq 150$ kHz.

En réalité la phase de l'oscillation atomique n'est pas perdue immédiatement dans un processus de pompage optique. Considérons à titre d'illustration une situation où toutes les nappes de potentiel auraient la même courbure, leurs minima étant tous situés aux mêmes points. Il est évident que dans ce cas les processus de diffusion inélastiques auraient le même type de contribution au brouillage de l'oscillation que les processus élastiques. Il apparaît donc que l'élargissement des raies à cause du pompage optique provient essentiellement de la dispersion $\Delta\Omega_V$ des fréquences de vibration dans les puits des différentes nappes de potentiel autour d'une valeur moyenne $\overline{\Omega_V}$.

13. On a fait implicitement appel à l'approximation harmonique pour chacune des nappes de potentiel.

Estimons maintenant plus quantitativement la contribution $\gamma_{\text{p.o.}}$ du pompage optique à la largeur des raies Raman vibrationnelles. Le mouvement d'oscillation de l'atome peut être "découpé" en pas de durée $\tau' = \Gamma'^{-1}$ pendant laquelle il évolue dans une nappe de potentiel donnée avant d'être pompé optiquement vers un autre sous-niveau Zeeman. La phase $\delta\phi_i$ accumulée pendant un pas de temps dans la nappe i vaut $\delta\phi_i = \Omega_{V,i}\tau' = \overline{\Omega_V}\tau' + \Delta\Omega_{V,i}\tau'$. Comme l'atome échantillonne les différents sous-niveaux Zeeman de façon aléatoire au cours du temps, il a accumulé après un temps long $T \gg \tau'$ une phase $\phi(T)$ qui suit la loi des marches aléatoires dans un espace à une dimension :

$$\phi(T) - \overline{\Omega_V}T \approx (\Delta\Omega_V\tau') \sqrt{\frac{T}{\tau'}} \quad (\text{II.5})$$

Du membre de gauche de l'équation II.5 on peut déduire que le réseau optique fonctionnant en régime sautant peut être décrit par une unique nappe de potentiel effective, caractérisée par la fréquence de vibration $\overline{\Omega_V}$. Le membre de droite de l'équation II.5 donne la dérive de phase $\Delta\phi(T)$ après un temps T : $[\Delta\phi(T)]^2 = (\Delta\Omega_V^2\tau')T$. On obtient alors le taux de déphasage de l'oscillation dû au pompage optique $\gamma_{\text{p.o.}}$ en écrivant $\Delta\phi(\gamma_{\text{p.o.}}^{-1}) \sim 1$:

$$\gamma_{\text{p.o.}} \sim \Delta\Omega_V (\Delta\Omega_V\tau') \quad (\text{II.6})$$

On voit sur cette formule que plus les atomes échantillonnent vite les différentes nappes de potentiel, plus $\gamma_{\text{p.o.}}$ est petit. Il s'agit en fait d'un mécanisme très analogue à l'effet de *rétrécissement par le mouvement* [102], bien connu en résonance magnétique nucléaire. Dans les conditions expérimentales de la figure II.23, on a $\Delta\Omega_V \sim 5\%\overline{\Omega_V} \sim 2.5$ kHz. Par conséquent on obtient $\gamma_{\text{p.o.}} \sim 50$ Hz!

On peut dès lors conclure que le processus prédominant d'élargissement des raies n'est pas le pompage optique mais plutôt l'anharmonicité du potentiel¹⁴, de la même manière que dans le réseau lin \perp lin [44]. Notons pour terminer que ce même type de mécanisme de rétrécissement par le mouvement s'applique à l'expérience réalisée par M. Kozuma *et al.* [103] et permet d'expliquer le temps de décohérence de l'oscillation grand devant le temps de pompage optique: dans leur configuration en effet, le réseau optique est créé par deux ondes de polarisations linéaires parallèles. La polarisation est donc linéaire au fond des puits de potentiel et les atomes se trouvent habituellement en régime sautant.

14. La fréquence moyenne d'oscillation $\overline{\Omega_V}$ dépend de l'amplitude de l'oscillation à cause de l'anharmonicité.

II.D.2.3 Les règles de sélection

Si les règles de sélection sont intuitives dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$, il n'en est pas de même dans le cas présent. Il est donc utile de déterminer quelles transitions sont permises ou interdites avec d'une part une sonde longitudinale polarisée linéairement selon Oy et d'autre part une sonde transverse se propageant selon Ox et polarisée linéairement selon Oz . Pour ce faire, rappelons l'expression (éq. I.57 p. 64) de l'amplitude de transition Raman entre deux états vibrationnels $|J_g, m_g; n_g\rangle$ et $|J_g, m_g; n'_g\rangle$:

$$A_{n_g n'_g} = \mathcal{D}^2 \sum_{q=0, \pm 1} |\langle J_e, m_g + q | J_g, 1, m_g, q \rangle|^2 \langle n'_g | (\varepsilon_p)_q^* \varepsilon_q | n_g \rangle$$

où ε_q représente la composante de fréquence positive et de polarisation q du champ lumineux du réseau, et $(\varepsilon_p)_q^*$ la composante de fréquence négative et de polarisation q du champ électrique de la sonde (nous noterons cette composante $(\varepsilon_p^{\text{lg}})_q^*$ et $(\varepsilon_p^{\text{tr}})_q^*$ pour représenter une sonde respectivement longitudinale et transverse). Il nous faut donc calculer $(\varepsilon_p)_q^* \varepsilon_q$ au voisinage du fond des puits de potentiel. On note comme précédemment $k_s = k_L \sin \theta$ et $k_c = k_L \cos \theta$. k_p représente le module du vecteur d'onde de la sonde, qui est quasiment égal à celui des faisceaux du réseau k_L .

Au voisinage du fond d'un puits (*i.e.* au voisinage de $(0,0,0)$ pour les équations II.1 page 93), on a, à l'ordre 2 en x, y, z :

$$\begin{aligned} \varepsilon_\pi &\simeq 2 \sin \theta \left[2 - \frac{k_s^2 (x^2 + y^2)}{2} - k_c^2 z^2 \right] \\ \varepsilon_\pm &\simeq \sqrt{2} k_s \cos \theta [\pm ix - y + ik_c z (\pm ix + y)] \\ (\varepsilon_p^{\text{lg}})_\pi &= 0 \\ (\varepsilon_p^{\text{lg}})_\pm &\simeq \frac{i}{\sqrt{2}} \left(1 + ik_p z - \frac{k_p^2 z^2}{2} \right) \\ (\varepsilon_p^{\text{tr}})_\pi &\simeq 1 + ik_p x - \frac{k_p^2 x^2}{2} \\ (\varepsilon_p^{\text{tr}})_\pm &= 0 \end{aligned}$$

On obtient alors, toujours à l'ordre 2 :

$$(\varepsilon_p^{\text{lg}})_\pm^* \varepsilon_\pm \simeq ik_s \cos \theta [\pm ix - y \mp xz (k_c - k_p) + iyz (k_c + k_p)] \quad (\text{II.7})$$

$$(\varepsilon_p^{\text{tr}})_\pi^* \varepsilon_\pi \simeq 2 \sin \theta \left[2 - 2ik_p x - k_p^2 x^2 - \frac{k_s^2 (x^2 + y^2)}{2} - k_c^2 z^2 \right] \quad (\text{II.8})$$

Dans les équations II.7 et II.8 ci-dessus, aucun terme linéaire en z n'apparaît : la vibration selon Oz n'est donc excitée par aucune des deux sondes transverse ou longitudinale.

Les seuls termes linéaires correspondent à une vibration transverse, selon Ox ou Oy ¹⁵.

Ces résultats permettent de comprendre l'origine des raies vibrationnelles des spectres expérimentaux présentés figure II.25. Ces spectres ont été obtenus à champ magnétique nul dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$, (a) avec une sonde longitudinale et (b) avec une sonde transverse. Les résonances vibrationnelles sont localisées au même endroit sur les deux spectres et la fréquence mesurée vaut $\Omega_x^{\text{Rot}} = 75$ kHz, en bon accord avec la fréquence attendue $\Omega_x^{\text{Rot}} = 72$ kHz.

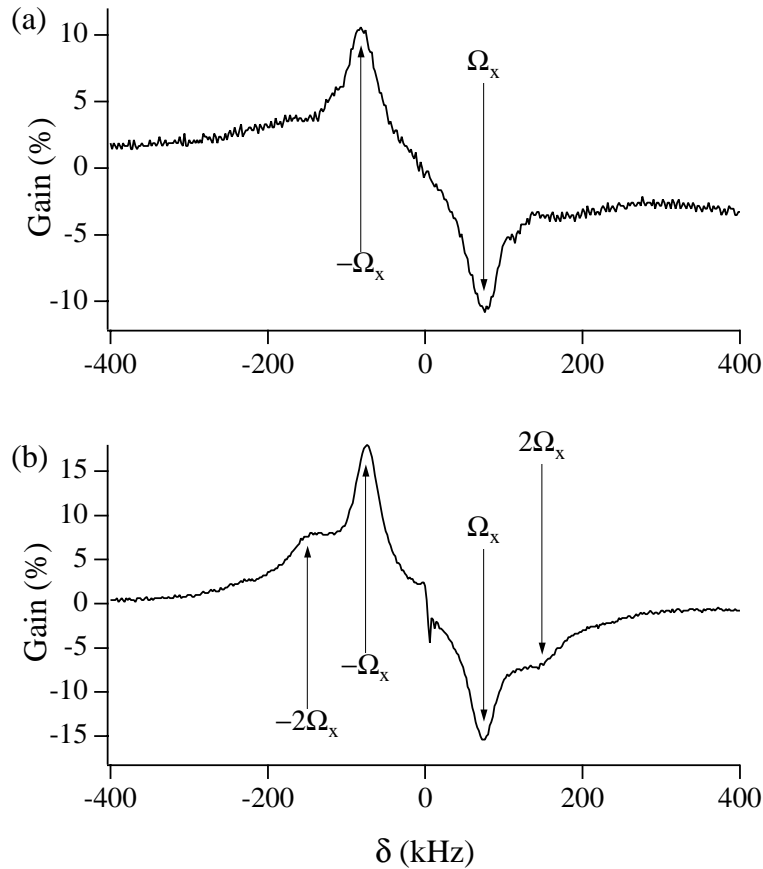


FIG. II.25 - Spectres de transmission pompe-sonde dans le réseau Rot[lin \perp lin] avec $\theta = 55^\circ$, $B_0 = 0$, $\Delta = -6\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$, (a) pour une sonde longitudinale (se propageant selon Oz) polarisée σ (selon Oy) et (b) pour une sonde transverse (se propageant selon Ox) polarisée π (selon Oz). La même résonance vibrationnelle est visible sur les deux spectres. Seules les harmoniques sont différentes.

15. Nous nous sommes placés dans tout ce chapitre dans la situation où $\theta_x = \theta_y = \theta$, donc les directions x et y sont équivalentes. En particulier, les deux fréquences de vibration Ω_x et Ω_y sont égales.

II.E Conclusion

Les deux réseaux étudiés dans ce chapitre sont très différents de par leurs potentiels et la dynamique des atomes qui y sont piégés : dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ (et le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ à petit angle) les atomes sont très bien localisés dans les puits de potentiel, où la lumière est polarisée circulairement, et ils y évoluent dans le régime oscillant. L'approximation adiabatique se révèle la plus appropriée pour décrire ce réseau en champ magnétique nul, même si l'approximation diabatique n'est pas franchement mauvaise. On trouve également une très bonne localisation des atomes dans les puits de potentiel du réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ à grand angle (*i.e.* $\theta > 40^\circ$), mais dans cette configuration la polarisation de la lumière y est linéaire. Par conséquent le régime de fonctionnement de ce réseau est le régime sautant. On peut alors décrire l'oscillation des atomes dans les puits en considérant une force effective obtenue en moyennant les forces qui s'exercent dans les différents sous-niveaux Zeeman. Les résultats obtenus dans ces deux réseaux si différents sont étonnamment proches pour ce qui est des températures et de l'efficacité de capture. Nous avons constaté par ailleurs, en tournant les polarisations des quatre faisceaux de façon aléatoire, que les atomes étaient toujours correctement piégés, et refroidis à des températures sub-Doppler. Il semble donc que les réseaux optiques tridimensionnels engendrés par quatre faisceaux soient particulièrement robustes du point de vue du piégeage et du refroidissement.

Dans le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ avec $\theta = 55^\circ$, la similitude entre les données expérimentales à champ magnétique nul et en champ fort nous a permis de déterminer que l'approximation diabatique convient bien pour décrire la dynamique des atomes localisés en champ nul. Cela signifie que les termes négligés (qui sont les termes de couplage de l'opérateur déplacement lumineux entre sous-niveaux Zeeman) ont peu d'influence sur les manifestations de la dynamique atomique. En revanche la différence entre les durées de piégeage dans les deux régimes de champ magnétique considérés peut être attribuée à ces termes négligés : l'augmentation des durées de vie en champ magnétique nul pourrait être due à l'importance de ces termes dans ce régime. Une étude quantitative de la diffusion dans les réseaux 3D brillants permettrait peut-être de mieux comprendre cette question.

Le résultat essentiel obtenu dans ce chapitre a été de montrer qu'un réseau optique fonctionne très bien dans le régime sautant et qu'il n'est nullement nécessaire de se limiter aux réseaux pour lesquels la polarisation de la lumière est circulaire au fond des puits. L'efficacité de capture comme la température sont au moins aussi bonnes dans le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$ que dans le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$. Enfin, la dynamique des atomes localisés peut aussi être étudiée par diffusion Raman, la finesse des raies étant reliée ici à un effet de

rétrécissement par le mouvement.

Il ne s'agit pas bien sûr d'un encouragement à étudier tous les réseaux possibles en modifiant polarisation et direction des faisceaux (voire en rajoutant des faisceaux supplémentaires, comme dans les réseaux quasi-périodiques [13]) mais d'indiquer que si cela est nécessaire, on peut modifier les paramètres des faisceaux sans crainte pour les performances du réseau ou pour les moyens de diagnostic.

CHAPITRE III

RÉSEAU INDUIT PAR EFFET TALBOT

Dans le prolongement du chapitre précédent, nous étudions encore dans ce chapitre un réseau optique périodique. Ce réseau cependant ne résulte pas de la superposition cohérente de quatre faisceaux indépendants mais d'un processus de diffraction appelé effet Talbot [104]. Nous verrons que ce processus permet d'engendrer une immense variété de potentiels optiques qui étaient inaccessibles avec des réseaux à quatre faisceaux. En outre, le piégeage et le refroidissement tridimensionnels des atomes peuvent être réalisés avec seulement deux faisceaux contrapropageants en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ [105] et non quatre comme habituellement, ce qui simplifie le montage expérimental. Le réseau étudié dans ce chapitre est un réseau brillant mais son principe peut être étendu aux réseaux gris.

Nous avons vu au chapitre I que le refroidissement sub-Doppler était en général basé sur un gradient de polarisation (et éventuellement d'intensité) qui permet d'obtenir un potentiel optique modulé et des transitions entre surfaces de potentiel par pompage optique. Dans la configuration utilisée ici, la modulation de la polarisation dans les plans transverses est obtenue grâce à une modulation de la phase d'un des faisceaux, qui illumine un réseau de phase. En se plaçant dans la région de diffraction de Fresnel, on obtient par effet Talbot [104] une image du réseau d'origine dans des plans régulièrement espacés le long de l'axe de propagation.

L'expérience analysée dans ce chapitre a donc un schéma de principe très simple présenté sur la figure III.1. Deux faisceaux se propageant en sens opposés et dont les polarisations sont respectivement \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y interagissent avec les atomes. Grâce au réseau de phase placé sur le trajet du faisceau polarisé parallèlement à \mathbf{e}_x , un refroidissement et un piégeage tridimensionnels sont obtenus.

Nous rappellerons dans la première section quelques notions propres à l'étude des réseaux de diffraction dans le régime de diffraction en champ proche. La deuxième section sera consacrée à la présentation et à l'étude du réseau effectivement utilisé dans les expériences, ainsi que du potentiel optique résultant. Enfin, nous présentons et analysons dans la troisième section les résultats expérimentaux. Nous les comparerons aux données

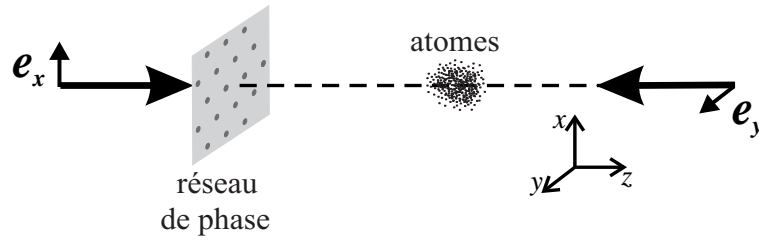


FIG. III.1 - Réseau induit par effet Talbot. Schéma de l'expérience.

obtenues par des simulations numériques de type Monte-Carlo semi-classiques, réalisées par Peter Horak.

III.A Quelques notions de diffraction

Notre ambition n'est certainement pas de rédiger ici un cours d'optique ondulatoire, mais seulement de préciser les éléments qui nous seront utiles dans la suite de ce chapitre. Nous rappellerons ainsi quelques notions sur la diffraction en champ proche, encore appelée *diffraction de Fresnel*, d'une onde incidente. C'est en effet ce phénomène que nous exploitons pour créer un potentiel optique dans lequel les atomes seront susceptibles d'être refroidis et piégés. Ne nous intéressant ici qu'à des structures diffractives peu sensibles à la polarisation¹, nous considérerons le champ lumineux comme un champ scalaire d'amplitude $A(\mathbf{r})$ et de pulsation ω_L . Il suffira ensuite de multiplier cette amplitude par le vecteur polarisation et par le facteur de dépendance temporelle $e^{-i\omega_L t}$ pour retrouver l'expression complète du champ électrique (ou plus exactement de sa composante de fréquence positive).

Dans toute cette section, nous considérons pour simplifier les calculs l'ensemble des ordres de diffraction, en omettant volontairement le phénomène de filtrage des fréquences spatiales. Il faut cependant garder à l'esprit que cette situation est purement théorique puisqu'elle revient à considérer que l'onde incidente est de surface infinie. En particulier le filtrage des fréquences spatiales élevées peut modifier notablement le contraste et la forme du motif élémentaire par rapport au réseau de diffraction initial.

1. Les structures considérées sont peu sensibles à la polarisation parce que leur période est suffisamment grande devant la longueur d'onde λ_L .

III.A.1 Diffraction de Fraunhofer et de Fresnel [106]

Commençons par utiliser la formule de Kirchhoff pour obtenir l'expression de l'amplitude en $P(\mathbf{r})$ d'une onde lumineuse d'amplitude A_0 issue du point source Q en présence d'une pupille plane placée en Z entre P et Q , et dont les dimensions caractéristiques sont grandes devant la longueur d'onde². Cette pupille peut être caractérisée par une fonction de transmission $q(X, Y)$, l'axe de propagation étant par convention pris selon Oz . La formule de Fresnel-Kirchhoff s'écrit alors [107]

$$A(x, y, z) = A_0^{(s)} \frac{1}{2i\lambda_L} \int_X \int_Y \frac{\exp(ik_L r_q)}{r_q} \times q(X, Y) \frac{\exp(ik_L r)}{r} \left(\cos \widehat{\mathbf{Zr}} + \cos \widehat{\mathbf{Zr}_q} \right) dXdY \quad (\text{III.1})$$

Dans cette équation, le vecteur \mathbf{r} (respectivement \mathbf{r}_q) joint un point $M(X, Y, Z)$ du plan de la pupille au point P (respectivement Q); l'angle $\widehat{\mathbf{Zr}}$ (respectivement $\widehat{\mathbf{Zr}_q}$) représente l'angle formé par le vecteur directeur de l'axe Oz et le vecteur \mathbf{r} (respectivement \mathbf{r}_q). Le schéma de la figure III.2 explicite les notations choisies.

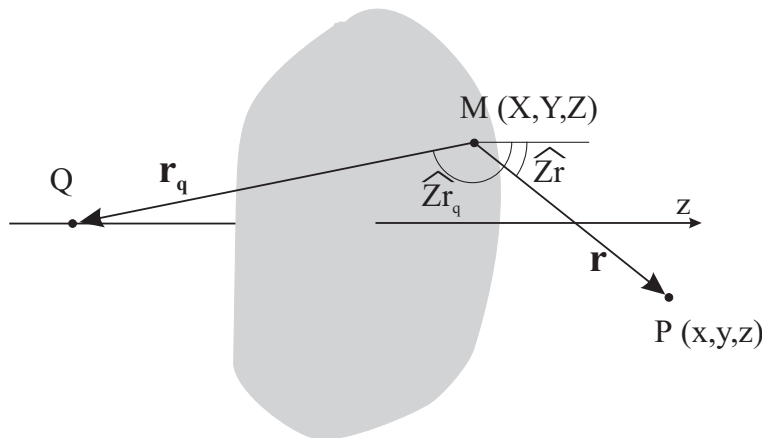


FIG. III.2 - Schéma général de la diffraction d'une onde issue de Q par une pupille plane située en Z . On calcule l'amplitude résultante en un point P . On a indiqué sur la figure les notations utilisées pour écrire la formule de Fresnel-Kirchhoff III.1.

Cette formule ne suppose rien sur la distance du lieu d'observation à l'élément qui perturbe la propagation. C'est sur ce point que l'on distingue les deux régimes de diffraction :

² Ceci a pour conséquence que la pupille diffracte peu la lumière: on n'observe une intensité notable que dans un petit angle autour de la direction incidente.

celui de Fraunhofer (diffraction en champ lointain), qui correspond aux développements mathématiques les plus simples, et celui de Fresnel, qui nous intéresse ici.

- **L'approximation de Fraunhofer** concerne le cas d'une pupille petite par rapport à sa distance à la source lumineuse et au point d'observation. Nous considérons ainsi la source comme étant à l'infini : la pupille est alors éclairée par une onde plane d'amplitude A_0 . On a représenté sur la figure III.3 les notations utilisées. On peut considérer par exemple que l'angle $\hat{\mathbf{Zr}}$ est le même pour tous les points de l'objet diffractant et on le note ϕ . Par ailleurs, dans ce régime la distance r du point de l'objet diffractant $M(X, Y, 0)$ au point d'observation $P(x, y, R)$ est peu différente de $r_0 = \sqrt{R^2 + x^2 + y^2}$. Elle s'écrit

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{R^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2} \\ &\simeq r_0 - \frac{x}{r_0}X - \frac{y}{r_0}Y \end{aligned}$$

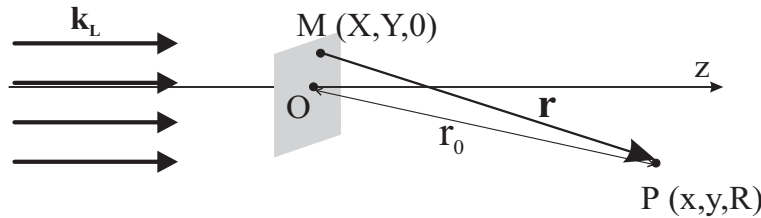


FIG. III.3 - Diffraction dans l'approximation de Fraunhofer. L'objet diffractant est éclairé par une onde plane, et le point d'observation se trouve à une distance grande devant les dimensions de l'objet.

Avec cette approximation l'équation III.1 conduit à

$$A(x, y, R) = A_0 \frac{\exp(ik_L r_0)}{2ir_0 \lambda_L} (1 + \cos \phi) \int_X \int_Y q(X, Y) \exp \left[-ik_L \left(X \frac{x}{r_0} + Y \frac{y}{r_0} \right) \right] dXdY \quad (\text{III.2})$$

De cette équation on déduit toutes les formules connues sur la diffraction de Fraunhofer par des objets unidimensionnels ou bidimensionnels, tels que trous, fentes et ouvertures.

- **L'approximation de Fresnel** consiste à étudier la diffraction d'une onde (plane dans notre cas) par un objet bidimensionnel, à petite distance de celui-ci (voir figure

III.4). La seule approximation qui reste valide est celle des petits angles de diffraction qui nous autorise à écrire que $\cos \hat{\mathbf{Z}}\mathbf{r} \simeq 1$ et que

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{R^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2} \\ &\simeq R + \frac{(x - X)^2 + (y - Y)^2}{2R} \end{aligned}$$

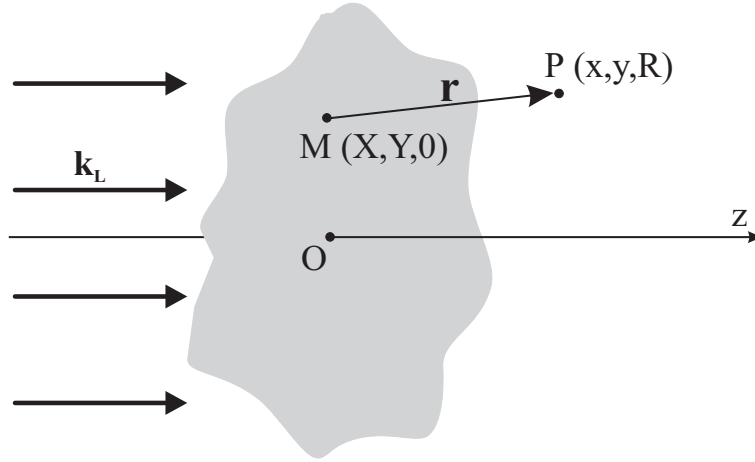


FIG. III.4 - *Diffraction de Fresnel. On considère uniquement le cas où l'onde incidente est une onde plane ; on observe l'onde diffractée à petite distance de l'objet diffractant. La seule approximation qui subsiste est alors celle des petits angles de diffraction.*

L'équation III.1 se réécrit alors

$$A(x, y, R) = A_0 \frac{\exp(ik_L R)}{iR\lambda_L} \int_X \int_Y q(X, Y) \exp \left[\frac{ik_L [(x - X)^2 + (y - Y)^2]}{2R} \right] dXdY \quad (\text{III.3})$$

Bien entendu, il existe très peu de fonctions de transmission $q(X, Y)$ permettant une intégration analytique de cette expression. Néanmoins, le cas des fonctions périodiques qui nous intéresse est relativement favorable car on peut les développer en séries de Fourier. Nous traitons cette situation dans le paragraphe suivant.

III.A.2 Diffraction par un objet plan périodique en champ proche : réseau unidimensionnel

C'est dans le cadre de l'approximation de Fresnel que se produit l'effet Talbot qui est à l'origine du réseau optique que nous étudions dans ce chapitre. Cet effet possède de

nombreuses applications [108-111], notamment l'interféromètre Talbot [112-115], la mise en phase de laser [116, 117] ou l'utilisation de réseaux de phase qui permettent d'obtenir à partir d'une onde plane une modulation d'amplitude du champ de 100 % [118, 119]³.

Considérons pour simplifier le cas d'un objet dont la fonction de transmission n'est modulée que selon une direction, par exemple Ox . Nous verrons un peu plus loin dans quelles conditions les considérations qui suivent se généralisent à des réseaux de diffraction bidimensionnels. L'intégration selon Y donne alors

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[\frac{ik_L (y - Y)^2}{2R} \right] dY = (iR\lambda_L)^{1/2}$$

et l'amplitude diffractée en $P(x, y, R)$ s'écrit

$$A(x, y, R) = A_0 \frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{R\lambda_L}} \exp(ik_L R) \int_{-\infty}^{+\infty} q(X) \exp \left[\frac{ik_L (x - X)^2}{2R} \right] dX \quad (\text{III.4})$$

Dans le cas où $q(X)$ est une fonction périodique de période d , on peut la développer en série de Fourier :

$$q(X) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp \left(\frac{2im\pi}{d} X \right) \quad (\text{III.5})$$

$$\text{avec } C_m = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} q(X) \exp \left(-2im\pi \frac{X}{d} \right) dX \quad (\text{III.6})$$

Calculons alors la contribution de la composante de Fourier d'ordre m à l'amplitude diffractée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(\frac{2im\pi}{d} X \right) \exp \left[\frac{ik_L (x - X)^2}{2R} \right] dX = \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\sqrt{R\lambda_L}}{e^{-i\pi/4}} \exp \left(\frac{2im\pi}{d} x \right) \exp \left(-2im^2 \pi \frac{R}{z_T} \right)$$

où on a noté $z_T = \frac{2d^2}{\lambda_L}$. Cette grandeur z_T est appelée *distance de Talbot*. Réécrivons maintenant l'amplitude totale diffractée par le réseau périodique :

$$A(x, R) = A_0 \exp(ik_L R) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp \left(\frac{2im\pi}{d} x \right) \exp \left(-2im^2 \pi \frac{R}{z_T} \right) \quad (\text{III.8})$$

3. L'intérêt d'utiliser des réseaux de phase plutôt que des réseaux d'amplitude réside dans les très faibles pertes énergétiques lors de la transmission à travers le réseau.

Cette expression appelle plusieurs remarques :

1. Pour $R = nz_T$ avec n entier, l'amplitude lumineuse diffractée reproduit exactement le réseau qui diffracte la lumière, c'est-à-dire que tous les z_T on retrouve la même amplitude lumineuse qu'au niveau du réseau initial. On parle ainsi de formation d'images sans lentille ou d'auto-imagerie.
2. Pour $R = (2n + 1) \frac{z_T}{2}$ avec n entier, l'amplitude lumineuse est de nouveau exactement la même qu'en $R = 0$, mais avec un décalage de $d/2$ selon Ox . En effet, les termes du type $\exp\left(-2im^2\pi\frac{R}{z_T}\right)$ s'écrivent $\exp(-im^2\pi) = \exp(-im\pi)$. On peut donc écrire la somme de l'équation III.8 en incluant ces termes dans l'exponentielle dépendant de x , ce qui conduit à

$$\begin{aligned} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp\left(\frac{2im\pi}{d}x\right) \exp\left(-2im^2\pi\frac{R}{z_T}\right) = \\ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp\left(\frac{2im\pi}{d}\left(x - \frac{d}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Finalement, on retrouve une image du réseau tous les $z_T/2$, alternativement telle quelle et décalée transversalement de $d/2$. Ce type d'image a été observé pour la première fois par H. Talbot [104], puis Lord Rayleigh a calculé la distance entre deux plans de Talbot [120].

3. En fait, il se forme également d'autres "images" dans la région de diffraction de Fresnel, qui ne sont pas des reconstructions exactes du réseau de diffraction. Ces images se forment dans des *plans de Talbot fractionnaires* nommés ainsi parce qu'ils se trouvent à des distances du réseau qui sont des multiples rationnels non-entiers de la distance de Talbot z_T . Certaines de ces "images" ont été observées avec un réseau de diffraction classique [121, 122], d'autres en utilisant des ondes ultra-sonores pour créer le réseau [123]. La prédiction de la position de toutes les "images" situées dans des plans de Talbot fractionnaires est un problème plus complexe que celle des plans de Talbot. On peut cependant calculer la position des plans de Talbot fractionnaires numériquement [124] et même analytiquement [125]. Il est également possible de prédire leur position et d'obtenir la périodicité transverse dans chacun de ces plans, non pas en utilisant un développement du réseau en série de Fourier mais en le considérant comme un ensemble de fentes diffractant la lumière [126]. Cette dernière méthode fournit une idée assez claire des mécanismes qui conduisent à la formation des "images" dans les plans de Talbot fractionnaires.

De manière générale, la période de l'image obtenue dans le plan Talbot fractionnaire de cote $R = z_T/n$ est divisée par $n/2$ par rapport à la période du réseau lui-même, tandis que la taille du motif (par exemple la largeur de la fente) reste inchangée. C'est pourquoi le nombre d'"images fractionnaires" observables est fini : lorsque la période transverse devient égale, voire inférieure, à la taille du motif, l'"image" se brouille.

Nous nous contenterons ici de considérer pour illustrer notre propos le cas d'un réseau d'amplitude⁴ unidimensionnel "en créneau" de période d , dont la fonction de transmission peut s'écrire (voir figure III.5(a)) :

$$q(X) = \begin{cases} 0 & \text{pour } X \in [a/2, d - a/2[\\ 1 & \text{pour } X \in [-a/2, a/2[\end{cases}$$

En développant cette fonction en série de Fourier, on peut calculer numériquement l'amplitude du champ lumineux dans un plan de cote R quelconque. On a représenté le module de cette amplitude sur la figure III.5 pour les cotes $R = 0$ (a), $R = z_T$ (b), $R = z_T/2$ (c), $R = z_T/4$ (d), $R = z_T/6$ (e), $R = z_T/8$ (f), pour un motif de taille $a = d/4$. On constate comme attendu que l'image (f) est presque totalement brouillée.

En quelques mots, l'effet Talbot permet ainsi d'obtenir, à partir d'une onde plane incidente tombant par exemple sur un réseau périodique unidimensionnel, un champ lumineux qui se répète périodiquement le long de l'axe de propagation, et dont la phase transverse est modulée de façon identique à celle du réseau initial. Nous verrons plus précisément dans la section suivante comment nous avons utilisé cet effet pour obtenir une structure qui piège et refroidisse les atomes.

III.A.3 Généralisation de l'effet Talbot au cas d'un réseau bidimensionnel

III.A.3.1 Existence de l'effet Talbot et détermination de la période longitudinale

Voyons maintenant quelles propriétés de l'effet Talbot se généralisent à quels types de réseaux bidimensionnels. En effet, il existe quatre systèmes cristallins différents à deux

4. L'effet est analogue pour un réseau de phase, mais sa représentation est plus complexe pour ce qui concerne les plans de Talbot fractionnaires : en effet, dans ces plans on observe une modulation à la fois de la phase et de l'amplitude du champ.

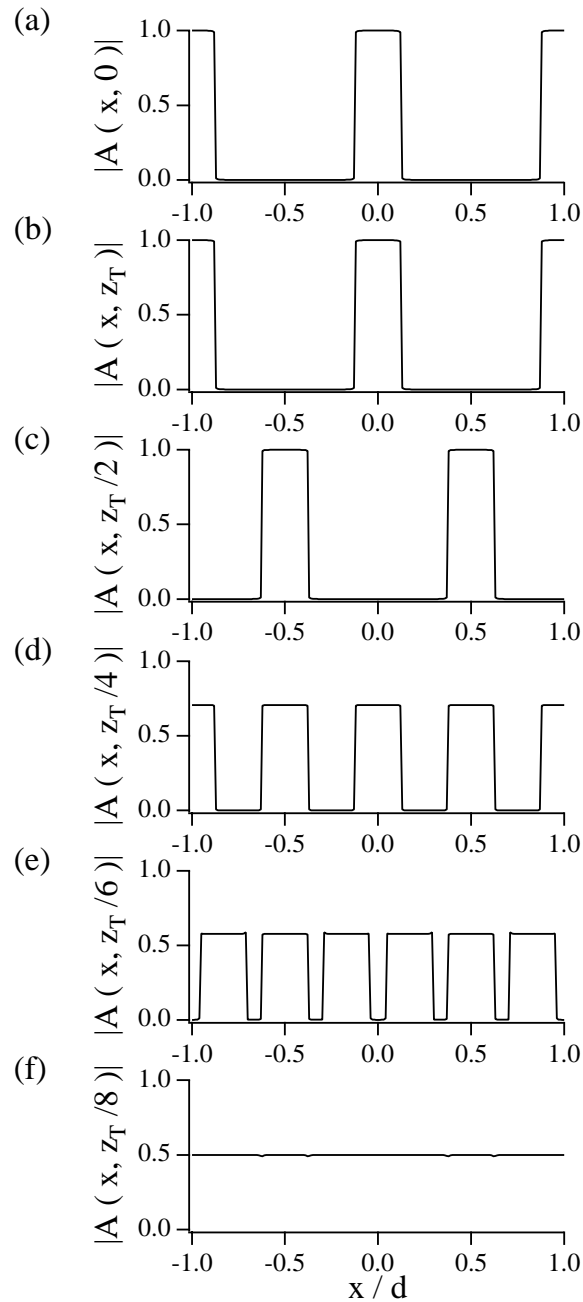


FIG. III.5 - Module de l'amplitude diffractée en champ proche par un réseau d'amplitude unidimensionnel en créneaux, dans les plans de cote $R = 0$ (a), $R = z_T$ (b), $R = z_T/2$ (c), $R = z_T/4$ (d), $R = z_T/6$ (e), $R = z_T/8$ (f). La période transverse dans les plans de Talbot fractionnaires est une fraction de la période d du réseau de diffraction, tandis que la taille $a = d/4$ du créneau reste la même. Les "franges" sont totalement brouillées sur la figure (f), car la période transverse devient égale à la taille du créneau.

dimensions : les réseaux carrés, hexagonaux, rectangulaires et obliques (voir par exemple [89] p. 55).

Commençons par écrire dans le cas général les vecteurs de base des réseaux réel et réciproque (voir figure III.6) : il est toujours possible de choisir le repère de manière à pouvoir écrire

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_1 &= d_1 (\cos \gamma \mathbf{e}_x - \sin \gamma \mathbf{e}_y) \\ \mathbf{a}_2 &= d_2 \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

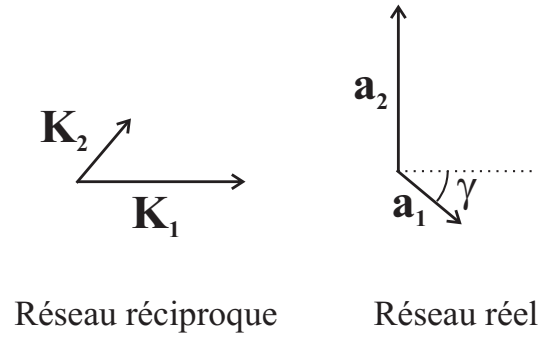


FIG. III.6 - Vecteurs de base des réseaux réel et réciproque d'un système cristallin bidimensionnel.

Les vecteurs de base \mathbf{K}_i du réseau réciproque, définis par $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{K}_j = 2\pi\delta_{ij}$, valent alors

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_1 &= \frac{2\pi}{d_1 \cos \gamma} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{K}_2 &= \frac{2\pi}{d_2} (\tan \gamma \mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y) \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

La décomposition de la fonction de transmission $q(X, Y)$ en série de Fourier s'écrit ensuite

$$q(X, Y) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp [i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot (X\mathbf{e}_x + Y\mathbf{e}_y)] \quad (\text{III.12})$$

$$\text{avec } C_{mn} = \frac{1}{S} \iint_{(S)} q(X, Y) \exp [-i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot (X\mathbf{e}_x + Y\mathbf{e}_y)] dX dY \quad (\text{III.13})$$

Dans l'équation III.13, l'intégrale ne porte que sur la surface S d'une maille élémentaire de l'espace réel. Notons qu'il suffit de définir $q(X, Y)$ dans cette maille pour qu'elle soit définie partout par suite de la périodicité spatiale.

Un calcul simple à partir de l'équation III.3 conduit alors à l'expression de l'amplitude lumineuse diffractée par un réseau bidimensionnel quelconque :

$$\begin{aligned}
 A(x, y, z) = & A_0 \exp(ik_L z) \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \\
 & \times \exp \left[-i\pi \lambda_L z \left(\frac{n^2}{d_2^2} + \left(\frac{n \tan \gamma}{d_2} + \frac{m}{d_1 \cos \gamma} \right)^2 \right) \right] \quad (\text{III.14})
 \end{aligned}$$

où on a noté $\mathbf{r}_\perp = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ le vecteur position dans le plan transverse.

Au vu de cette équation, il est clair tout d'abord que l'effet Talbot ne se généralise pas aussi simplement qu'on pourrait le penser au cas d'un réseau périodique à deux dimensions. En effet, il n'existe pas en général de valeur de z pour laquelle la dernière exponentielle de l'équation III.14 vaille 1 pour tous les couples (m, n) . Un réseau oblique quelconque ne donne donc pas lieu à l'effet Talbot. Seuls les réseaux de symétrie supérieure le permettent, sous certaines conditions que nous détaillons maintenant.

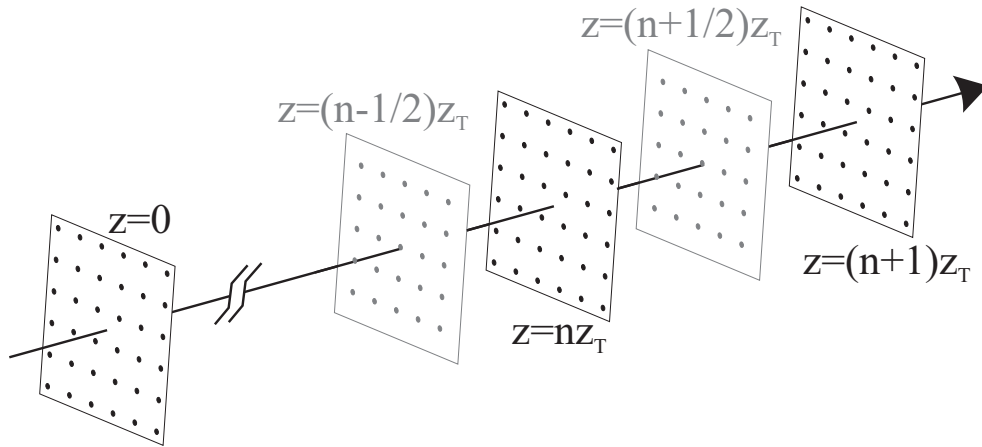


FIG. III.7 - Schéma de l'effet Talbot avec un réseau d'amplitude carré. On retrouve les mêmes propriétés que dans le cas d'un réseau unidimensionnel.

En fait, seul le cas du réseau carré, correspondant à $\gamma = 0$ et $d_1 = d_2 = d$, permet une généralisation directe des résultats établis à une dimension : la dernière exponentielle de l'équation III.14 se réécrit $\exp \left[-2\pi i \frac{\lambda_L z}{2d^2} (m^2 + n^2) \right]$. On retrouve en particulier la même valeur de la distance de Talbot $z_T = 2d^2/\lambda_L$, ainsi que les propriétés du champ diffracté dans les plans de Talbot fractionnaires (voir la figure III.7).

Le cas d'un réseau rectangulaire correspond à $\gamma = 0$ mais $d_1 \neq d_2$. Alors l'exponentielle s'écrit $\exp \left[-2\pi i \lambda_L z \left(\frac{m^2}{2d_1^2} + \frac{n^2}{2d_2^2} \right) \right]$. Appelant $z_1 = 2d_1^2/\lambda_L$ et $z_2 = 2d_2^2/\lambda_L$ les périodes

Talbot associées aux deux directions, on n'a d'effet Talbot, c'est-à-dire de périodicité longitudinale du champ diffracté, que si les deux périodes Talbot z_1 et z_2 du réseau de diffraction sont dans un rapport rationnel. Ainsi, si $z_1/z_2 = p/q$ (fraction irréductible), il existe une distance Z telle que $z_1 = Z/q$ et $z_2 = Z/p$. La distance Talbot est alors égale à Z . Pour que la distance Talbot soit observable, il faut en outre qu'elle ne soit pas trop grande par rapport à la taille du réseau éclairé, de manière à avoir plusieurs plans de Talbot dans la région de diffraction de Fresnel.

Enfin, dans le cas du réseau hexagonal, qui est celui qui nous intéresse particulièrement ici, il existe bien une distance Talbot, mais on ne retrouve que partiellement les propriétés particulières du champ dans les plans de Talbot fractionnaires. En effet, on a $d_1 = d_2 = d$ et $\gamma = \pi/6$, ce qui conduit à écrire l'exponentielle en z de l'équation III.14 sous la forme $\exp[-2\pi i \frac{2\lambda_L}{3d^2} z (m^2 + mn + n^2)]$. La valeur de z_T est alors immédiate :

$$z_T = \frac{3d^2}{2\lambda_L} \quad (\text{III.15})$$

III.A.3.2 Réseau hexagonal. Etude des plans Talbot fractionnaires

Analysons d'un peu plus près la figure transverse obtenue dans les plans Talbot fractionnaires de cotes $z = (n + 1/2) z_T$, $z = (n + 1/3) z_T$ et $z = (n + 2/3) z_T$ (avec n entier). Il est pratique pour cela d'écrire la formule complète de l'amplitude diffractée par un réseau hexagonal, en notant $\mathbf{r}_\perp = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$:

$$A(x, y, z) = A_0 \exp(ik_L z) \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \exp\left[-2i\pi \frac{z}{z_T} (m^2 + mn + n^2)\right] \quad (\text{III.16})$$

En $z = z_T/2$, l'amplitude du champ devient, au facteur $A_0 \exp(ik_L z)$ près :

$$A(x, y, z_T/2) \propto \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \exp[-i\pi (m^2 + mn + n^2)] \quad (\text{III.17})$$

Si les deux entiers m et n sont pairs, le facteur $\exp[-i\pi (m^2 + mn + n^2)]$ vaut $+1$; mais si au moins l'un des deux nombres m ou n est impair, il vaut -1 . L'équation III.17 se réécrit alors

$$A(x, y, z_T/2) \propto \sum_{m,n \text{ pairs}} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] - \sum_{\substack{m \text{ et/ou } n \\ \text{impair}}} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \quad (\text{III.18})$$

Pour déterminer cette fonction — périodique — il suffit donc de trouver la fonction dont les coefficients de Fourier χ_{mn} valent C_{mn} quand m et n sont tous deux pairs et $-C_{mn}$ sinon. Or les coefficients de Fourier de la fonction $q(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}) + q(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_2}{2}) + q(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2})$ sont $3C_{mn}$ pour m et n pairs et $-C_{mn}$ sinon. On trouve donc que l'amplitude complexe du champ diffracté en $z_T/2$ vaut

$$A\left(x, y, \frac{z_T}{2}\right) \propto \frac{1}{2} \left[q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_2}{2}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2}\right) - q(\mathbf{r}_\perp) \right] \quad (\text{III.19})$$

Dans le cas général, et contrairement à la situation unidimensionnelle, le champ en $z = z_T/2$ n'est donc pas obtenu à partir du champ en $z = 0$ par une translation.

Remarque : Dans le cas particulier où les coefficients C_{mn} sont nuls lorsque m et n diffèrent simultanément de 0 :

$$C_{mn} = C_m \delta_{n0} + C_n \delta_{m0}$$

on retrouve la propriété de translation dans le plan $z = z_T/2$

$$A\left(x, y, \frac{z_T}{2}\right) \propto q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2}\right)$$

Remarquons que dans cette situation, la symétrie de translation du réseau hexagonal ne s'accompagne pas d'une symétrie de rotation de $\pi/3$ (voir fig. III.11 p. 159). De façon plus générale, la symétrie de translation $A(\mathbf{r}_\perp, \frac{z_T}{2}) \propto A(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2}, 0)$ est obtenue pour un réseau hexagonal si :

$$q(\mathbf{r}_\perp) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2}\right) = q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_2}{2}\right) \quad (\text{III.20})$$

ce qui, en utilisant l'équation III.13, impose la condition

$$C_{mn} = 0 \quad \text{si } m \text{ et } n \text{ sont impairs} \quad (\text{III.21})$$

Pour finir, notons que d'autres translations sont envisageables. Par exemple, dans le cas d'un réseau pour lequel $q(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}) = -q(\mathbf{r}_\perp)$ — ce qui est en particulier le cas d'un réseau de phase pour lequel $q(\mathbf{r}_\perp) = e^{i\Phi(\mathbf{r}_\perp)}$ avec $\Phi(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}) = \Phi(\mathbf{r}_\perp) + \pi$ — nous trouvons à l'aide de l'équation III.19 que $A(\mathbf{r}_\perp, \frac{z_T}{2}) = A(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1}{2}, 0)$.

Un calcul du même type donne la valeur de l'amplitude lumineuse dans le plan de cote $z = z_T/3$:

$$A\left(x, y, \frac{z_T}{3}\right) \propto \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \exp\left[-\frac{2i\pi}{3}(m^2 + mn + n^2)\right]$$

Cette expression se réécrit

$$\begin{aligned} A\left(x, y, \frac{z_T}{3}\right) &\propto \sum_{n-m=3p} C_{mn} \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \\ &+ \sum_{n-m=\binom{3p+1}{3p+2}} C_{mn} \exp\left(\frac{-2i\pi}{3}\right) \exp[i(m\mathbf{K}_1 + n\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_\perp] \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

De la même manière qu'en $z = z_T/2$, on trouve que l'amplitude du champ diffracté dans le plan de cote $z = z_T/3$ vaut

$$\begin{aligned} A\left(x, y, \frac{z_T}{3}\right) &\propto \frac{1}{3} \left[(1 + 2e^{-2i\pi/3}) q(\mathbf{r}_\perp) \right. \\ &\left. + (1 - e^{-2i\pi/3}) \left(q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

c'est-à-dire

$$\begin{aligned} A\left(x, y, \frac{z_T}{3}\right) &\propto \frac{1}{3} \left[-i\sqrt{3}q(\mathbf{r}_\perp) \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{3}}{2} (\sqrt{3} + i) \left(q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.24})$$

L'amplitude diffractée dans le plan situé en $z = 2z_T/3$ se calcule encore de la même manière et vaut

$$\begin{aligned} A\left(x, y, \frac{2z_T}{3}\right) &\propto \frac{1}{3} \left[(1 + 2e^{-4i\pi/3}) q(\mathbf{r}_\perp) \right. \\ &\left. + (1 - e^{-4i\pi/3}) \left(q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

ou encore

$$\begin{aligned} A\left(x, y, \frac{2z_T}{3}\right) &\propto \frac{1}{3} \left[i\sqrt{3}q(\mathbf{r}_\perp) \right. \\ &\left. + \frac{\sqrt{3}}{2} (\sqrt{3} - i) \left(q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + q\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

Pour simplifier, nous illustrons les calculs ci-dessus par le cas d'un réseau d'amplitude dont le motif est un trou circulaire de petite taille par rapport à la période d . On voit aisément sur les trois équations III.19, III.24 et III.26 que dans ce cas, le champ est constitué de taches de même taille que le motif initial, mais plus proches les unes des autres. On remarque également que dans un plan l'intensité de toutes les taches est identique, mais que la phase du champ varie d'une tache à l'autre. On a représenté sur la figure III.8 l'allure de l'intensité lumineuse dans les plans de cote $z = 0$ (a), $z = z_T/2$ (b), $z = z_T/3$ (c) et $z = 2z_T/3$ (d).

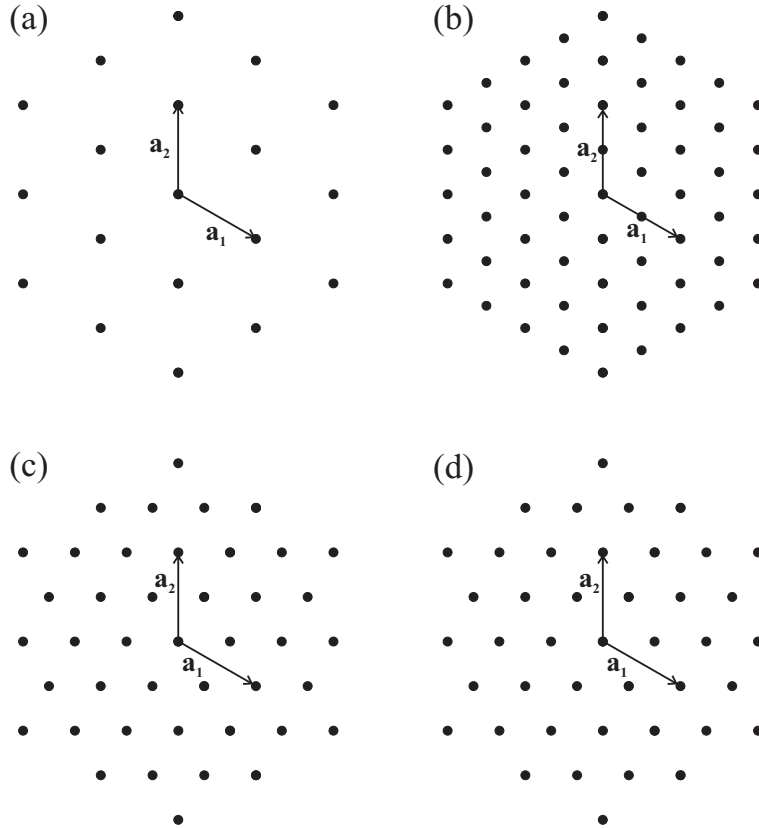


FIG. III.8 - *Allure de l'intensité lumineuse diffractée par un réseau d'amplitude hexagonal constitué de petits trous circulaires, dans les plans de cote $z = 0$ (a), $z = z_T/2$ (b), $z = z_T/3$ (c) et $z = 2z_T/3$ (d).*

Comme dans le cas du réseau unidimensionnel, il existe des images ayant une périodicité encore plus grande pour des valeurs plus petites de z , par exemple $z_T/4$ ou $z_T/6$. Ici encore, comme la dimension de la tache est la même pour toutes les images, elles se brouillent lorsque la périodicité est trop grande. Si le diamètre de la tache est 2σ , la

périodicité ne peut pas augmenter au-delà d'un facteur $d/2\sigma$. Dans l'hypothèse où $d/2\sigma$ vaut par exemple 3, des images bien contrastées ne sont en fait observables que dans les plans mentionnés plus haut, à savoir nz_T , $(n + 1/3)z_T$, $(n + 1/2)z_T$, $(n + 2/3)z_T$.

III.A.3.3 Réseau de phase hexagonal

Bien entendu, de même que pour une structure unidimensionnelle, le cas du réseau de phase est plus complexe car à la fois la phase et l'amplitude du champ lumineux varient d'une tache à l'autre. Notons que les formules III.19, III.24 et III.26 peuvent être appliquées à un objet de phase. Par exemple, si nous supposons que le motif est constitué de disques transparents de rayon σ et induisant un déphasage ϕ , il faut prendre la fonction suivante pour $q(\mathbf{r})$:

$$q(\mathbf{r}) = 1 + (e^{i\phi} - 1)Y(\mathbf{r})$$

où Y est une fonction de Heaviside égale à 1 à l'intérieur du disque de rayon σ et valant 0 à l'extérieur. L'amplitude lumineuse dans les plans $z_T/2$, $z_T/3$ et $2z_T/3$ vaut alors :

$$A\left(x, y, \frac{z_T}{2}\right) \propto A_0 + A_0 \frac{e^{i\phi} - 1}{2} \left[\begin{aligned} &Y\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}_1}{2}\right) + Y\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}_2}{2}\right) \\ &+ Y\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{2}\right) - Y(\mathbf{r}) \end{aligned} \right] \quad (\text{III.27})$$

$$A\left(x, y, \frac{z_T}{3}\right) \propto A_0 + A_0 \frac{e^{i\phi} - 1}{3} \left[\begin{aligned} &-i\sqrt{3}Y(\mathbf{r}) \\ &+ \frac{\sqrt{3}}{2}(\sqrt{3} + i) \left[Y\left(\mathbf{r} - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + Y\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right] \end{aligned} \right] \quad (\text{III.28})$$

$$A\left(x, y, \frac{2z_T}{3}\right) \propto A_0 + A_0 \frac{e^{i\phi} - 1}{3} \left[\begin{aligned} &i\sqrt{3}Y(\mathbf{r}) \\ &+ \frac{\sqrt{3}}{2}(\sqrt{3} - i) \left[Y\left(\mathbf{r} - \frac{2\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2}{3}\right) + Y\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}_1 + 2\mathbf{a}_2}{3}\right) \right] \end{aligned} \right] \quad (\text{III.29})$$

Alors que le module du champ est égal à $|A_0|$ en tout point du plan $z = 0$, il dépend de x et y dans les autres plans. Ainsi, si $\sigma < d/2$, l'amplitude lumineuse en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ a pour module $\frac{|A_0|}{2}\sqrt{10 - 6\cos\phi}$ en $z = z_T/2$, $\frac{|A_0|}{\sqrt{3}}\sqrt{5 - 2\cos\phi + 2\sqrt{3}\sin\phi}$ en $z = z_T/3$ et $\frac{|A_0|}{\sqrt{3}}\sqrt{5 - 2\cos\phi - 2\sqrt{3}\sin\phi}$ en $z = 2z_T/3$. Selon la valeur de ϕ , l'amplitude lumineuse en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ et $z = z_T/2$ a donc un module compris entre $|A_0|$ (pour $\phi = 0$) et $|2A_0|$ (pour $\phi = \pi$). En $z = z_T/3$, le module de l'amplitude lumineuse en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ varie selon la valeur de

ϕ entre $|A_0|/\sqrt{3}$ (pour $\phi = -\pi/3$) et $|A_0|\sqrt{3}$ (pour $\phi = 2\pi/3$). Comme la valeur moyenne de l'intensité dans un plan doit être invariante, l'existence d'une sur-intensité ou d'une sous-intensité en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ doit être compensée par des sous-intensités ou des sur-intensités en d'autres points. Par exemple, l'amplitude lumineuse en $\mathbf{r} = \mathbf{a}_1/2$ et $z = z_T/2$ a pour module $\frac{|A_0|}{2}\sqrt{2+2\cos\phi}$. Elle passe donc par un minimum lorsque l'amplitude en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ est maximum. Les variations de phase de l'onde après passage dans le réseau sont donc partiellement transformées en variations d'amplitude. Ce phénomène est d'ailleurs assez courant en optique : par exemple, les champs lumineux tavelés (voir chapitre IV) sont également le fruit de la transformation d'un objet de phase en objet en amplitude.

III.B La configuration utilisée

Dans cette section, nous présentons et étudions la configuration de faisceaux que nous avons utilisée dans notre expérience. Tout d'abord, nous analysons les caractéristiques du champ électrique diffracté par un réseau de phase unidimensionnel de motif sinusoïdal, qui après généralisation conduit à une approximation bidimensionnelle satisfaisante de la situation expérimentale. A ce titre, elle sera utilisée dans les simulations numériques Monte-Carlo effectuées, et il est donc intéressant de connaître les propriétés du potentiel lumineux engendré par deux faisceaux dans la configuration lin \perp lin quand un tel réseau unidimensionnel est introduit sur le trajet de l'un des faisceaux. Dans un deuxième temps, et afin d'avoir les éléments permettant une analyse plus fine des résultats expérimentaux, il est important de déterminer les caractéristiques du réseau effectivement utilisé. Il nous faudra ensuite analyser la structure tridimensionnelle du champ lumineux qui résulte de l'interférence de l'onde diffractée par le réseau bidimensionnel avec une onde plane contrapropageante polarisée perpendiculairement. Nous pouvons déjà noter que grâce à la modulation de phase transverse du faisceau diffracté par le réseau, nous obtenons par interférence une modulation de polarisation du champ électrique dans les trois directions d'espace, ce qui sous certaines conditions devrait permettre à l'effet Sisyphes de refroidir les atomes.

III.B.1 Un réseau de phase unidimensionnel

La fonction de transmission du réseau de phase que nous nous proposons d'étudier ici s'écrit

$$q(X) = \exp\left(i\Phi_0 \sin\left(2\pi\frac{X}{d}\right)\right) \quad (\text{III.30})$$

où d est la période du réseau et Φ_0 est l'amplitude de la modulation de phase.

Cette fonction de transmission peut, comme toute fonction périodique, se développer en série de Fourier. Or les coefficients de Fourier d'une fonction du type $f(t) = \exp(iz \sin t)$ sont les fonctions de Bessel d'ordre entier, prises en z [127]. Donc notre fonction de transmission peut s'écrire

$$q(X) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\Phi_0) \exp\left(2ni\pi \frac{X}{d}\right) \quad (\text{III.31})$$

Il reste à considérer le champ diffracté en (x, y, z) par ce réseau de phase : comme indiqué au paragraphe précédent (éq. III.8 p. 140), on a

$$A(x, R) = A_0 \exp(ik_L R) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(\Phi_0) \exp\left(\frac{2im\pi}{d}x\right) \exp\left(-2im^2\pi \frac{R}{z_T}\right) \quad (\text{III.32})$$

où $z_T = \frac{2d^2}{\lambda_L}$. A partir de cette expression il est aisé d'obtenir celle du potentiel lumineux engendré par l'interférence de ce champ (se propageant selon $+Oz$ et polarisé linéairement selon Ox) avec une onde plane contrapropageante et polarisée linéairement selon Oy . Il nous faut auparavant choisir l'amplitude Φ_0 de la modulation de phase du réseau de diffraction. Nous prenons ici $\Phi_0 = 1.3$ rad, qui est la valeur utilisée par Peter Horak dans ses simulations (voir le paragraphe III.B.2 ci-dessous).

La figure III.9 représente le potentiel lumineux associé à un atome de transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$, dans différents plans, de cote $z = 0$ (a), $z = z_T/2$ (b), $z = z_T/4$ (c). On a représenté la nappe de potentiel associée à l'état Zeeman $|m_g = +1/2\rangle$ (le potentiel lumineux lié à l'autre sous-niveau lui est identique, avec un décalage de $\lambda_L/4$ selon Oz).

En $z = 0$, il semble bien que les atomes soient quasiment libres dans la direction transverse : on s'attend à les voir se déplacer le long de cette sorte de "tôle ondulée", sans se localiser (voir la figure III.29 page 184). Bien sûr, des atomes trop rapides auront tendance à ne pas suivre les courbes des vallées de potentiel, et dans ce cas ils seront refroidis par effet Sisyphe. Dans la direction longitudinale, au contraire, les barrières de potentiel sont efficaces, et un atome, une fois dans un plan de ce type, doit y rester assez longtemps. La localisation longitudinale dans les plans de Talbot doit être d'autant meilleure que l'on a choisi de prendre deux ondes planes de même intensité, ce qui assure une bonne compensation des pressions de radiation. En effet, en $z = nz_T$ l'intensité de chacune des ondes est uniforme, et la modulation transverse du potentiel ne provient que de la modulation de la phase due au réseau de diffraction.

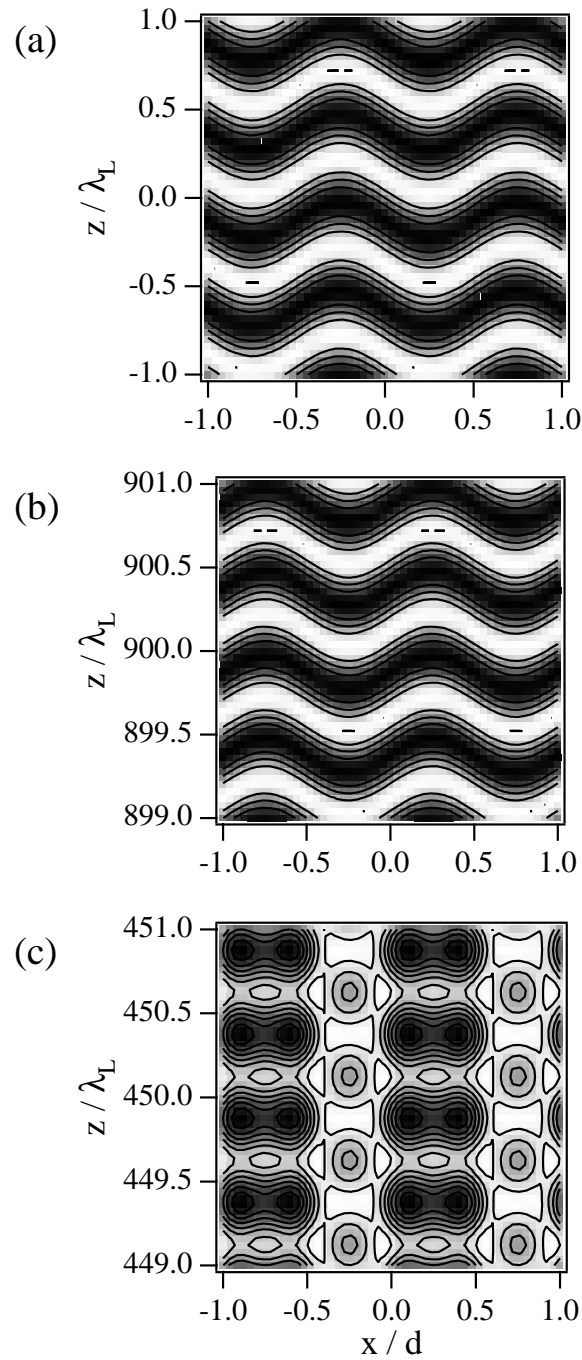


FIG. III.9 - *Potentiel lumineux associé au sous-niveau Zeeman $|m_g = +1/2\rangle$, engendré par deux faisceaux de polarisations linéaires orthogonales se propageant en sens inverses le long de l'axe Oz , l'un d'eux traversant un réseau de phase unidimensionnel de période $d \gg \lambda_L$ et de motif sinusoïdal. L'amplitude de la modulation de phase vaut $\Phi_0 = 1.3$ rad. On a représenté le potentiel lumineux dans les plans de cote $z = 0$ (a), $z = z_T/2$ (b) et $z = z_T/4$ (c). Les zones foncées correspondent aux minima de potentiel, c'est-à-dire aux puits (cas d'une transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ pour un désaccord rouge des faisceaux incidents).*

On constate une fois encore qu'en $z = z_T/2$ on retrouve avec une translation de $d/2$ selon Ox le potentiel obtenu en $z = 0$.

En $z = z_T/4$, en revanche, la situation est fort différente. Il existe de vrais puits de potentiel qui devraient piéger les atomes dans les deux directions. Cependant, la modulation transverse du potentiel lumineux est essentiellement due à une modulation d'intensité. Par conséquent, la pression de radiation au fond des puits de potentiel est relativement importante, puisque l'onde diffractée, se propageant selon $+Oz$, est localement plus intense que l'onde plane se propageant en sens inverse. Les atomes risquent donc d'être expulsés de ces zones où, pourtant, la profondeur des puits est la plus importante. On perçoit dans cette discussion l'importance de l'équilibrage des intensités des deux ondes. Avec des intensités relatives différentes, la pression de radiation serait en effet équilibrée dans d'autres plans (localement seulement), ce qui pourrait modifier la localisation atomique. Si dans les simulations il est facile de contrôler ce paramètre, cela est plus délicat dans l'expérience : il est donc difficile de prédire la position absolue des plans où les atomes devraient se localiser préférentiellement. On peut seulement prévoir une périodicité de la distribution de positions longitudinale, avec une période $z_T/2$ pour un réseau de phase unidimensionnel.

III.B.2 Modélisation du réseau de phase

Nous avons disposé pour cette expérience d'un réseau "holographique" de phase, de symétrie hexagonale, de pas⁵ $d = 29 \mu\text{m}$ et d'absorbance négligeable, utilisé précédemment par Denis Boiron pour piéger des atomes dans une structure Talbot créée à partir d'un piège dipolaire très désaccordé [128]. Ce réseau a été créé par interférences lumineuses sur une photorésine qui, après traitement chimique, donne un relief de surface. Ce motif (le relief de surface) est ensuite copié par estampage sur un matériau transparent. Celui-ci est finalement recouvert avec un autre matériau transparent, d'indice de réfraction différent. L'épaisseur optique de chaque couche est ainsi modulée pour former une structure hexagonale de période $29 \mu\text{m}$. La forme du motif (profil de la modulation de phase), elle, dépend du mode opératoire ; elle n'est pas fournie par le constructeur, non plus que l'amplitude de cette modulation de phase. En outre, le champ en $z = nz_T$ ne sera exactement identique au champ après le réseau en $z = 0$ que si tous les ordres de diffraction contribuent à former l'image au niveau du nuage atomique. La propagation agit comme un filtre pour les modes d'ordre élevé, et les variations brutales du champ s'en trouvent atténuées. En pratique, c'est évidemment le champ au niveau des atomes

5. Nous appelons "pas du réseau" ici la distance entre deux plus proches voisins.

qui nous intéresse.

La démarche que nous avons suivie est donc la suivante : nous avons estimé le nombre d'ordres de diffraction qui se superposent au niveau du nuage atomique, puis nous avons mesuré l'intensité lumineuse de chacun de ces ordres dans la figure de diffraction à l'infini. Ces intensités nous donnent le module carré des coefficients de la série de Fourier⁶ de $q(X, Y)$. Nous pouvons ainsi les comparer aux coefficients que donnerait un réseau hexagonal de motif et d'amplitude de modulation donnés. Bien entendu, il nous manque une information majeure pour déterminer complètement le réseau : la phase des coefficients de Fourier, qui est une grandeur toujours difficile à mesurer, même s'il existe en cristallographie des méthodes assez complexes permettant d'y parvenir. Notre démarche ne nous a donc permis d'ajuster que les modules des coefficients.

Dans l'expérience que nous avons réalisée, le réseau holographique était éclairé par un faisceau collimaté de profil quasi-gaussien et de taille (à $1/e^2$) 6 mm. Le nuage atomique créé par le piège magnéto-optique se trouvait à 5 cm du réseau, et son diamètre était d'environ 2 mm. On estime alors qu'il faut prendre en compte les ordres jusqu'à $(k_x, k_y) = (0, 4)$. Nous avons donc mesuré l'intensité des 61 taches de diffraction correspondantes. Afin de réduire le nombre de paramètres du problème à résoudre, nous avons pris en compte non pas l'intensité de chaque tache individuelle, mais l'intensité moyenne sur chacun des cercles⁷ (voir figure III.10). Le réseau modèle aura de ce fait une symétrie plus élevée que le réseau réel.

Nous avons ensuite cherché à ajuster à ces paramètres un modèle de réseau hexagonal raisonnablement simple, en commençant par une modulation de phase "en créneaux", généralisée à la symétrie hexagonale. Ce modèle possède comme paramètres ajustables la dimension des "créneaux" et l'amplitude de la modulation de phase. Cependant il n'a pas été possible d'obtenir à partir d'un tel motif un accord satisfaisant avec les mesures d'intensité effectuées. Nous avons ensuite choisi d'essayer un autre type de réseau à symétrie hexagonale : une modulation de phase sinusoïdale, qui peut s'écrire

$$q(X, Y) = \exp(i\Phi(X, Y)) \quad (\text{III.33})$$

où $\Phi(X, Y)$ est une somme de trois sinusoïdes qui respecte la symétrie hexagonale et

6. Il est en effet connu en optique de Fourier que lorsqu'un réseau périodique est éclairé par une onde plane, chacune des directions de diffraction correspond à un ordre de la décomposition de la fonction de transmission $q(X, Y)$ en série de Fourier, ou encore à un nœud dans l'espace réciproque du réseau de diffraction.

7. Notons que le motif de ce réseau hexagonal ne possède pas lui-même la symétrie hexagonale puisqu'une ligne présente des taches notablement plus intenses que les autres. En ne tenant pas compte de cela nous avons en quelque sorte "forcé" l'invariance par rotation de $\pi/3$.

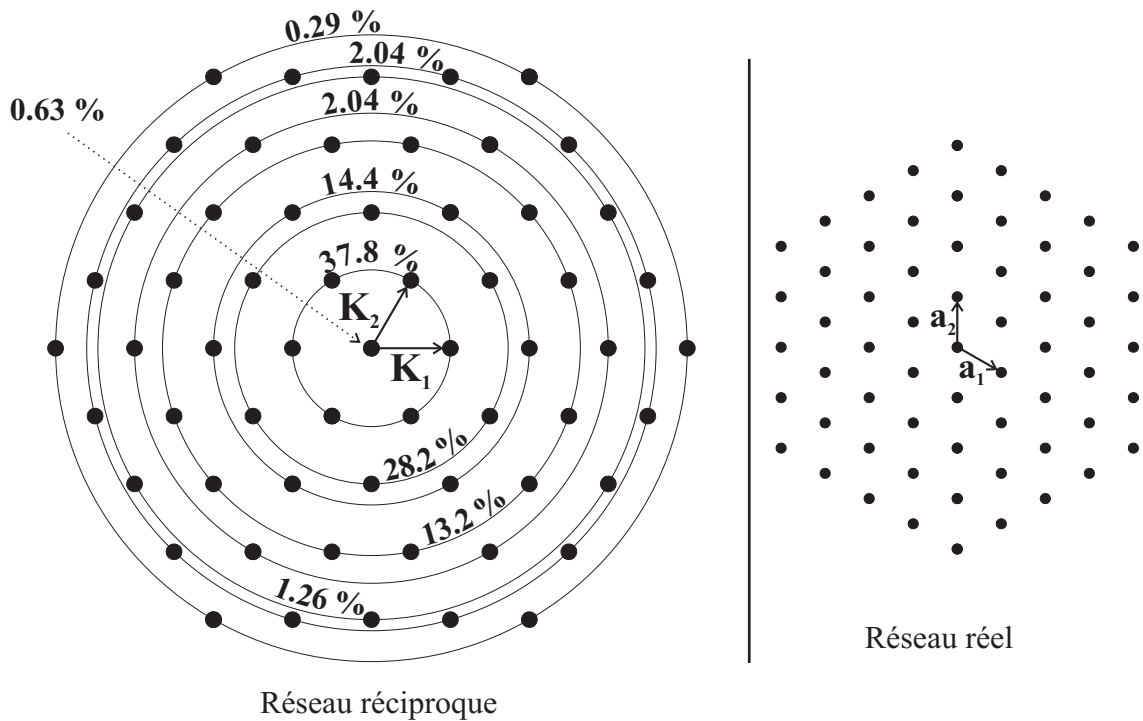


FIG. III.10 - Réseaux réel et réciproque à symétrie hexagonale. Les cercles sur le réseau réciproque joignent les quasi-vecteurs d'onde de même module, ou encore les ordres de diffraction qui doivent être équivalents lorsque la symétrie hexagonale s'accompagne d'une invariance par rotation de $\pi/3$. On a indiqué l'intensité relative mesurée en moyenne sur chacun de ces cercles.

l'invariance par rotation :

$$\Phi(X, Y) = \Phi_0 \left[\cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}X\right) + \cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\frac{X + \sqrt{3}Y}{2}\right) + \cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\frac{X - \sqrt{3}Y}{2}\right) \right] \quad (\text{III.34})$$

En utilisant l'expression III.11 (p. 144) des vecteurs de base du réseau réciproque adaptée au réseau sinusoïdal, on peut décomposer cette fonction de transmission $q(X, Y)$ en série de Fourier, sous la forme

$$q(X, Y) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} \exp\left(2\pi im \frac{2X}{\sqrt{3}d}\right) \exp\left(2\pi in \left(\frac{X}{\sqrt{3}d} + \frac{Y}{d}\right)\right) \quad (\text{III.35})$$

Les coefficients C_{mn} se calculent en utilisant les propriétés des fonctions de Bessel [127] J_r d'ordre r entier, par exemple $J_r = (-1)^r J_{-r}$:

$$C_{mn} = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} J_{m-r}(\Phi_0) J_{n+r}(\Phi_0) J_r(\Phi_0) e^{\frac{i\pi}{2}(m+n+r)} \quad (\text{III.36})$$

Avec ce modèle, on ne dispose que d'un paramètre ajustable, l'amplitude de la modulation⁸ Φ_0 . L'accord le plus satisfaisant est alors obtenu pour $\Phi_0 = 1.3$ rad, ce qui équivaut en radians à une amplitude de modulation totale de $5.9 = 1.9\pi$.

Enfin, rappelons que la valeur de la distance de Talbot pour un réseau hexagonal a été calculée dans la section précédente (éq. III.15 p. 146) : elle vaut $z_T = \frac{3d^2}{2\lambda_L}$.

Remarque : cohérence et validité du modèle.

Nous avons retenu le modèle défini par les équations III.33 et III.34 par souci de simplicité. Nous aurions certes pu être plus précis en cherchant à ajuster l'intensité individuelle de chaque tache de diffraction plutôt que l'intensité moyennée sur un cercle, mais de toutes façons nous n'avons pas de méthode simple pour accéder à la phase des coefficients de Fourier. Tel qu'il est, le modèle souffre de deux défauts qu'il est honnête de signaler.

D'abord, nous n'avons jamais réussi à obtenir une valeur pour le coefficient C_{00} qui corresponde à nos mesures, qui en donnaient une valeur beaucoup plus élevée. Cela

8. Le terme d'amplitude de modulation est quelque peu abusif ici puisque la somme des trois cosinus de l'équation III.34 varie de -1.5 en $(X, Y) = (d/\sqrt{3}, 0)$ à 3 en $(0, 0)$. En réalité, l'amplitude maximale de modulation vaut donc $4.5\Phi_0$.

pourrait signifier que la fonction de transmission d'un tel réseau serait plutôt du type

$$q(X, Y) = \exp(i\Phi(X, Y)) + \alpha \exp(i\Phi_1)$$

Malheureusement cette fonction de transmission n'est alors pas celle d'un réseau de phase⁹ !

Ensuite, l'analyse des taches de diffraction montre que les taches sont plus intenses le long d'une ligne particulière, cette ligne correspondant probablement aux coefficients $|C_{0m}|^2$ (m variant de $-\infty$ à $+\infty$). Ceci montre clairement que l'invariance par rotation de $\pi/3$ postulée dans le modèle ne correspond pas à la réalité : la modulation de phase n'est pas identique selon les directions propres \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 de l'hexagone. Une fonction $\Phi(X, Y)$ de la forme

$$\Phi(X, Y) = \Phi_0 \cos \frac{4\pi}{\sqrt{3}d} X + \Phi_1 \cos \left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \frac{X + \sqrt{3}Y}{2} \right) \quad (\text{III.37})$$

avec $\Phi_1 \neq \Phi_0$ aurait peut-être été mieux adaptée (il aurait éventuellement fallu rajouter une modulation le long de la troisième direction). Dans l'hypothèse où $\Phi_1 \ll 1$, la fonction de transmission s'écrit

$$q(X, Y) = q(X) \left[1 + i\Phi_1 \cos \left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \frac{X + \sqrt{3}Y}{2} \right) - \frac{\Phi_1^2}{2} \cos^2 \left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \frac{X + \sqrt{3}Y}{2} \right) + \dots \right]$$

où $q(X) = \exp \left(\Phi_0 \cos \frac{4\pi}{\sqrt{3}d} X \right)$. La ligne de diffraction la plus intense correspondrait alors à la transformée de Fourier de $q(X)$. Dans cette image (voir figure III.11), le réseau consisterait en un réseau unidimensionnel légèrement modulé dans la direction perpendiculaire.

III.B.3 Le potentiel lumineux

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons au potentiel lumineux créé par l'interférence de l'onde diffractée par le réseau de phase, polarisée linéairement selon Ox , avec l'onde plane contrapropagante et polarisée linéairement selon Oy (voir figure III.1).

Dans les conditions de l'expérience, la distance Talbot vaut $z_T = \frac{3d^2}{2\lambda_L} \simeq 1500 \mu\text{m}$, distance très grande devant la longueur d'onde $\lambda_L = 0.852 \mu\text{m}$. Par ailleurs, l'interférence

9. Le réseau est un réseau de phase dans le visible. Il est possible qu'il soit moins performant dans l'infra-rouge.

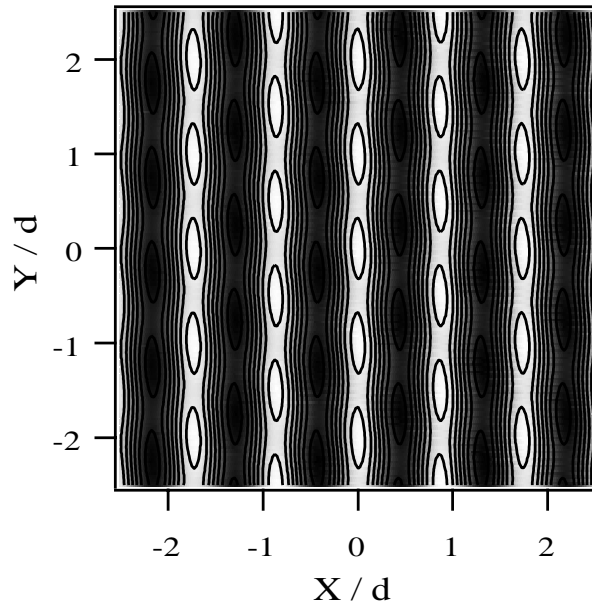


FIG. III.11 - Valeur de la phase $\Phi(X, Y)$ correspondant à une fonction de transmission donnée par l'équation III.37, avec $\Phi_1 = \Phi_0/10$. Le réseau engendré par une telle modulation de phase est essentiellement unidimensionnel selon Ox , avec une faible modulation selon Oy .

entre les deux ondes contrapropageantes en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ assure l'existence d'une modulation de la polarisation de la lumière à l'échelle de λ_L dans la direction z . Il est donc logique d'étudier les caractéristiques du champ électrique dans la direction longitudinale à une échelle de taille intermédiaire, c'est-à-dire grande devant λ_L mais petite devant z_T . Dans les directions transverses, la modulation de la polarisation provient uniquement du réseau hexagonal et se fait à une échelle de l'ordre de $d = 29 \mu\text{m}$. L'amplitude de la modulation de phase due au réseau a été évaluée à 1.9π , ce qui assure l'existence de sites où la lumière est polarisée circulairement gauche et droite¹⁰.

Afin d'obtenir une image raisonnablement simple des phénomènes en jeu, nous menons les calculs sur la transition modèle $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$. En effet, dans ce cas les sous-niveaux Zeeman du fondamental sont états propres du déplacement lumineux puisque la lumière ne possède pas de composante de polarisation selon Oz . Les résultats obtenus sur cette transition se généralisent qualitativement sans problème majeur à la transition effectivement utilisée $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$. Par ailleurs, nous ne considérons que les ordres de diffraction issus du réseau modèle qui contribuent effectivement au champ lumineux au niveau du nuage atomique. Nous présentons sur les figures III.12 et III.13 des coupes du potentiel lumineux dans les plans de cotes respectives $z = 0$ et $z = z_T/2$. Comme au paragraphe III.B.1, nous avons choisi de prendre une intensité moyenne identique pour les deux faisceaux contrapropageants. On retrouve en particulier, comme dans le cas du réseau unidimensionnel, l'ondulation du potentiel lumineux dans les directions transverses au voisinage des plans de Talbot. En revanche, l'allure du potentiel en $z_T/2$ est très différente.

III.C Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux présentés dans cette section ont été obtenus avec des atomes de césium sur leur transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$. Le montage expérimental utilisé ici est le même que celui décrit au chapitre II (voir figure II.1 page 89), hormis bien entendu le nombre de faisceaux incidents sur la cellule puisqu'il s'agit maintenant d'une configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ et non plus en tétraèdre.

Nous avons utilisé au cours de cette étude plusieurs techniques expérimentales : l'imagerie directe du nuage atomique, qui nous donne accès à la localisation des atomes, à leur diffusion (voir § I.C.2.3 p. 65) et à leur température, et le temps de vol par absorption

10. L'amplitude minimale de modulation de phase transverse pour obtenir les deux types de polarisations circulaires (droite et gauche) est π .

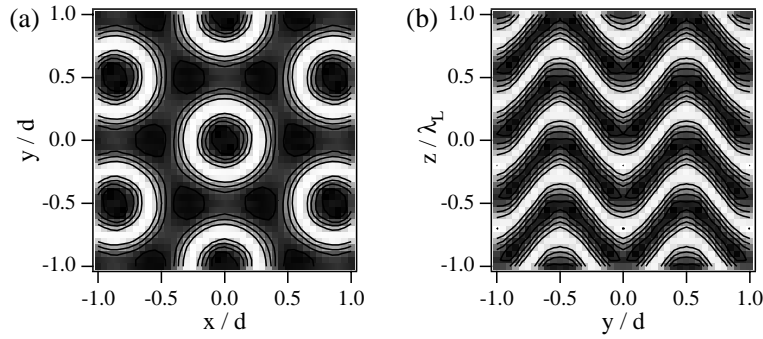


FIG. III.12 - *Potentiel lumineux pour le niveau $|m_g = +1/2\rangle$ d'une transition $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$, engendré par la configuration de faisceaux $\text{lin} \perp \text{lin}$ à laquelle on a ajouté un réseau de phase hexagonal sur le trajet de l'un des faisceaux. Coupes du potentiel dans un plan (a) perpendiculaire à Oz et (b) perpendiculaire à Ox , contenant le fond des puits, au voisinage de $z = 0$. Les puits de potentiel correspondent aux zones foncées.*

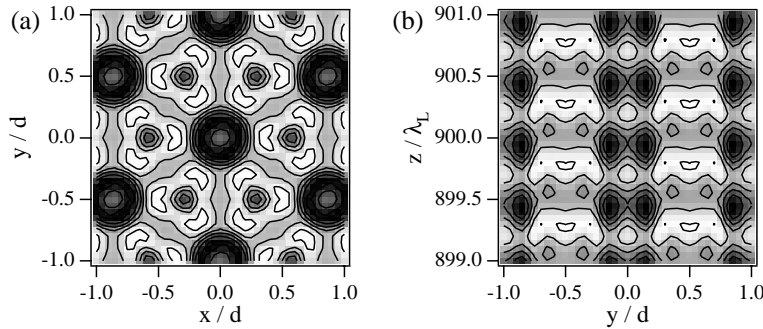


FIG. III.13 - *Potentiel lumineux pour le niveau $|m_g = +1/2\rangle$ d'une transition $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$, engendré par la configuration de faisceaux $\text{lin} \perp \text{lin}$ à laquelle on a ajouté un réseau de phase hexagonal sur le trajet de l'un des faisceaux. Coupes du potentiel dans un plan (a) perpendiculaire à Oz et (b) perpendiculaire à Ox , contenant le fond des puits, au voisinage de $z = z_T/2$. Les puits de potentiel correspondent aux zones foncées.*

(voir § I.C.2.1 p. 58), qui donne accès à la température verticale des atomes.

III.C.1 Piégeage et localisation

La première étape de notre étude expérimentale a consisté à observer les caractéristiques de piégeage et de localisation des atomes dans le nouveau type de structure optique dont nous disposons. Nous présentons ici deux résultats qui nous ont paru particulièrement intéressants : le piégeage tridimensionnel des atomes avec au départ seulement deux faisceaux collimatés, et la localisation des atomes dans des plans relativement bien définis, perpendiculaires à la direction de propagation des faisceaux.

III.C.1.1 Piéger des atomes à trois dimensions avec deux faisceaux

Les réseaux optiques (périodiques et quasi-périodiques) étudiés jusqu'à présent sont obtenus à partir d'un nombre variable de faisceaux collimatés [59, 8, 6, 13, 48]. Ce nombre est cependant toujours supérieur ou égal à un nombre appelé "nombre minimal de faisceaux" et qui vaut $n + 1$, n représentant la dimensionnalité de l'espace dans lequel les atomes doivent être confinés. Nous montrons ici que ce nombre n'est pas un minimum absolu puisqu'il est possible de créer une structure optique tridimensionnelle avec seulement deux faisceaux en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$, moyennant bien sûr une astuce qui consiste à placer sur l'un de ces faisceaux un réseau de phase¹¹. Nous étudions maintenant les caractéristiques du réseau lumineux obtenu, en termes d'efficacité de piégeage ou encore de durée de vie.

Le réseau optique est chargé à partir d'une mélasse optique "désaccordée" à faible intensité : quelques dizaines de millisecondes avant la fin de la phase de chargement du piège magnéto-optique, on désaccorde les faisceaux lumineux¹² d'environ -2Γ , ce qui a pour effet de "chasser" les atomes de la périphérie du nuage et de ramener les autres au centre. On obtient ainsi un nuage de forme gaussienne et de taille relativement petite (quelques centaines de μm). Puis on coupe le gradient de champ magnétique tandis que les six faisceaux de la mélasse restent allumés¹³, leur intensité étant diminuée en plusieurs

11. On peut bien sûr considérer que chacun des ordres de diffraction issus du réseau est un faisceau à part entière. Cependant, du point de vue de l'expérimentateur, il s'agit bien de deux faisceaux seulement à aligner, et les phases relatives des différents ordres de diffraction sont fixées.

12. Les faisceaux sont alors désaccordés au total de 5Γ sur le rouge de la transition $4 \rightarrow 5$.

13. En réalité on coupe également les faisceaux de la mélasse pendant les quelques millisecondes que dure la coupure du gradient de champ magnétique, afin d'éviter une déformation et un déplacement du nuage dus aux champs magnétiques transitoires qui apparaissent pendant la coupure du gradient. On

étapes. On dispose alors d'un nuage d'atomes assez froids (10 à 15 μK) et de forme gaussienne.

Afin de mesurer l'efficacité de transfert des atomes de la mélasse optique au réseau, ainsi que la durée de piégeage des atomes dans le réseau, nous avons enregistré des signaux de temps de vol par absorption à différents instants. Dans cette série d'expériences, nous nous sommes intéressés au produit de la largeur du signal par son amplitude ; en effet, cette grandeur est proportionnelle au nombre d'atomes présents dans la structure lumineuse¹⁴.

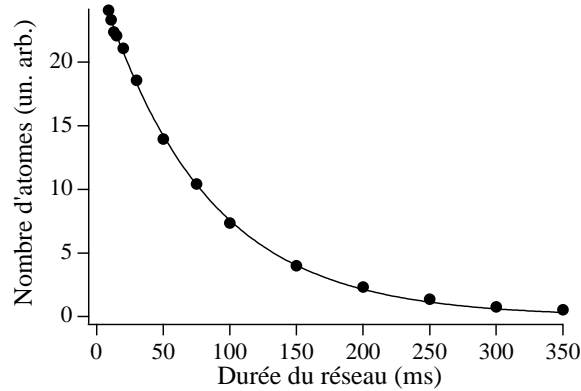


FIG. III.14 - Nombre d'atomes dans le réseau en fonction de la durée de la phase de réseau, pour un désaccord $\Delta = -20\Gamma$ et un déplacement lumineux par onde $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$. L'exponentielle décroissante qui s'ajuste aux points expérimentaux a pour constante de temps 80 ms.

Nous représentons sur la figure III.14 le nombre d'atomes dans le réseau lumineux en fonction du temps : les points s'ajustent remarquablement bien sur une exponentielle décroissante de constante de temps 80 ms. Cette durée est à comparer au temps de vie des atomes dans un réseau lin \perp lin 1D : dans ce type de réseau (et pour des faisceaux disposés dans le plan horizontal) les atomes, sous l'effet de la gravité, quittent la zone des faisceaux de rayon R dans un temps¹⁵ de l'ordre de $\sqrt{2R/g} \sim 10$ ms. Nous voyons donc clairement

rallume ensuite les faisceaux de la mélasse pour refroidir les atomes. A cause de cette période d'obscurité, la taille du nuage obtenu finalement est sensiblement plus importante que celle du piège.

14. Cette affirmation reste vraie tant que le diamètre du tuyau dans lequel les atomes tombent est suffisant, ce qui est le cas dans notre montage. Sinon, des atomes pourraient être interceptés dans leur chute par les parois. La proportion d'atomes qui traverserait la sonde dépendrait alors de la température du nuage, ce qui fausserait les mesures.

15. On peut également mesurer cette durée de vie expérimentalement, mais la méthode du temps de vol ne convient pas. En effet, les atomes n'étant pas piégés verticalement, ils traversent toujours la sonde au

que le réseau induit par effet Talbot piège réellement les atomes à trois dimensions¹⁶. Pour comparaison, on peut effectuer le même type de mesure dans un réseau lin \perp lin tridimensionnel en tétraèdre : on trouve alors une constante de temps de 500 ms.

Pour ce qui concerne l'efficacité de transfert des atomes de la mélasse au réseau optique, nous la définissons comme le rapport du nombre d'atomes présents dans le réseau *lorsque leur température est stationnaire* au nombre initial d'atomes à l'allumage des faisceaux du réseau. Cette précision est importante dans la mesure où le temps de thermalisation des atomes est long (voir le paragraphe III.C.2 ci-dessous). Le taux de transfert est de l'ordre de 30 %.

Même si nos mesures ne nous permettent pas d'annoncer une loi quantitative pour l'évolution de l'efficacité de piégeage avec les paramètres laser, elles nous autorisent tout de même à conclure que plus le taux de pompage optique Γ' est grand, plus les atomes quittent vite le réseau lumineux. Au contraire, plus les puits de potentiel sont profonds, ce qui correspond à un Δ' grand, plus les atomes sont piégés longtemps.

III.C.1.2 Localisation longitudinale des atomes – Etude expérimentale

Nous nous sommes également intéressés à la localisation des atomes dans un réseau de Talbot. Nous disposons pour cela d'une caméra déclenchable de marque Matrox. Le capteur CCD possède 580×764 pixels de taille $8.3 \mu\text{m}$. La caméra est pilotée par le logiciel Matrox Inspector. Le signal qui déclenche l'exposition est envoyé du PC qui gère la séquence expérimentale au PC de gestion des images par un câble série. Le signal video, numérisé sur 8 bits, est ensuite acquis par ce PC puis sauvé sur disque dur.

Dans cette série d'expériences, nous avons utilisé successivement deux systèmes optiques de grandissements respectifs 0.6 et 2.6, le premier permettant de voir l'ensemble du nuage et le second donnant une meilleure résolution pour les mesures de distance. Dans les deux cas, des lentilles plan-sphère traitées anti-reflet, de distances focales respectives 60 et 100 mm et de diamètres d'ouverture respectifs 25 et 50 mm, formaient l'image géométrique du nuage atomique sur le capteur CCD. Comme nous cherchions à observer des modulations de densité longitudinale à une échelle de l'ordre du mm, nous n'avons pas besoin d'une optique particulièrement performante. La caméra était placée de manière

même moment, quelle que soit la durée d'allumage des faisceaux du réseau. On peut en revanche utiliser la spectroscopie pompe-sonde : en mesurant l'amplitude des pics Raman vibrationnels au cours du temps on obtient également un nombre d'atomes piégés qui diminue exponentiellement, avec une constante de temps de 10 ms.

16. Les deux directions transverses sont équivalentes si le réseau a la symétrie de rotation de $\pi/3$.

à obtenir des images contenant une direction transverse et la direction longitudinale. La profondeur de champ était toujours grande par rapport à la distance caractéristique transverse $d = 29 \mu\text{m}$. Dans la direction transverse, les images représentent donc l'équivalent d'une moyenne de la fluorescence émise dans le plan. Une modulation longitudinale de l'intensité de fluorescence ne peut provenir que d'une modulation de la densité atomique, puisque pour des raisons élémentaires de conservation de l'énergie lumineuse au cours de sa propagation, l'intensité moyenne dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux doit être constante.

Les mesures ont consisté à enregistrer la fluorescence des atomes dans la structure Talbot en présence des faisceaux qui l'engendrent. Dans chaque situation, l'image obtenue est en fait la moyenne de plusieurs images (typiquement 10), ce qui améliore le rapport signal sur bruit. La figure III.15 représente en (a) une image typique obtenue avec le grandissement 0.6, et en (b) le profil d'intensité dans la direction longitudinale. La distance séparant deux franges brillantes (c'est-à-dire deux maxima de densité) vaut ici respectivement 740 et 800 μm . Ces deux images sont obtenues pour de faibles désaccords (-5Γ et -3Γ respectivement), ce qui était nécessaire afin de recueillir suffisamment de lumière pour avoir un rapport signal sur bruit correct. Nous avons fait varier les paramètres expérimentaux (intensité, désaccord, équilibrage des deux faisceaux contrapropageants, distance du réseau aux atomes, etc . . .) et avons ainsi vérifié que la distance inter-franges ne varie pas en dehors des incertitudes expérimentales¹⁷. Une statistique sur toutes les mesures effectuées donne une distance $D = 750 \pm 100 \mu\text{m}$. Ce résultat est en excellent accord avec la demi-distance Talbot $\frac{z_T}{2}$ qui vaut 740 μm pour ce réseau hexagonal de pas $d = 29 \mu\text{m}$. Ainsi, conformément à ce que nous pouvions prévoir, la densité atomique le long de l'axe Oz est bien une fonction périodique. Il est néanmoins délicat au vu de la figure III.15 d'affirmer que la période est $z_T/2$ plutôt que z_T . Ces enregistrements prouvent en tout cas que des plans d'abscisse z différente de nz_T (n entier) ont un effet attractif sur les atomes. Notons que la largeur des pics ($\sim 0.4z_T$) ne permet pas de résoudre les différents ordres fractionnaires. De plus, nous avons montré plus haut que pour un motif de taille $2\sigma \sim 10 \mu\text{m}$, seuls quelques ordres fractionnaires, à savoir $nz_T + (z_T/3, z_T/2, 2z_T/3)$ conduisent à des figures simples. Pour les autres ordres fractionnaires et plus généralement les plans éloignés de ces abscisses particulières, la distribution d'intensité lumineuse est plus erratique. Il est plausible que les plans $nz_T, nz_T + z_T/3, nz_T + z_T/2, nz_T + 2z_T/3$ aient,

17. Nous n'avons pas étudié le contraste de la modulation de densité en fonction des paramètres expérimentaux car nous avons utilisé des réglages différents pour la caméra selon ces paramètres: en effet, un réglage du seuil de sensibilité, par exemple, permet d'optimiser la numérisation du signal video. Cependant, il existe un prix à payer pour cette optimisation: l'intensité du signal n'est plus directement proportionnelle à l'intensité de fluorescence émise par les atomes.

à des degrés divers, une structure de forces radiatives assurant une meilleure stabilité des atomes. Cependant, la densité atomique ne présentera quatre extrema dans une période spatiale que si la diffusion atomique n'est pas trop grande. Sinon on observera deux pics, l'un correspondant à $z = nz_T$ et l'autre à l'ensemble des trois autres plans. Ceci est une explication possible de la figure expérimentale¹⁸. Notons enfin que nous avons une indication expérimentale forte du rôle de la pression de radiation dans la localisation atomique. En effet, nous avons observé que les franges se décalaient quand on change l'intensité relative des faisceaux incidents.

Nous avons également étudié la formation de la modulation de densité au cours du temps en enregistrant des images à des instants différents après l'allumage des faisceaux du réseau : on voit ainsi se former les franges à partir d'un nuage initialement gaussien. On a représenté figure III.16 l'évolution de la largeur¹⁹ des pics de densité en fonction du temps. Cette largeur diminue exponentiellement vers une valeur stationnaire qui vaut environ $600 \mu\text{m}$, soit $0.4z_T$. La constante de temps de cette évolution vaut environ 4 ms.

Nous n'avons pas cherché à étudier la localisation des atomes dans les plans transverses car elle ne semble présenter rien d'essentiellement nouveau par rapport aux réseaux "habituels", si ce n'est que la période est plus grande (on peut par conséquent envisager d'observer directement la localisation des atomes dans les puits, comme l'a fait Denis Boiron dans un réseau optique faiblement dissipatif [128, 129]). Il pourrait cependant être intéressant d'étudier la dynamique des atomes dans ces plans. En effet, on peut créer avec des réseaux de diffraction appropriés des potentiels inhabituels, tels des puits carrés.

III.C.1.3 Localisation des atomes – Etude par simulation numérique

Pour terminer, nous présentons des résultats théoriques obtenus par Peter Horak avec des simulations numériques Monte Carlo semi-classiques. Pour des raisons de simplicité et de temps de calcul, ces simulations ont été effectuées sur une structure optique bidimensionnelle xz créé à partir d'un réseau de phase unidimensionnel selon Ox , de motif sinusoïdal et de pas variable dans une plage de 5 à $15 \lambda_L$. Les atomes étaient supposés interagir sur une transition $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$, ce qui évite d'une part le calcul des vecteurs propres du

18. Il existe une explication alternative. Si le réseau est en fait quasi-unidimensionnel avec une faible modulation dans l'autre direction (voir la remarque p. 158), le champ dans le plan $z_T/2$ sera voisin du champ dans le plan $z = 0$ et les potentiels lumineux dans ces plans différeront essentiellement par une translation.

19. Pour déterminer cette largeur nous ajustons sur une paire de franges une somme de deux gaussiennes de même largeur. La valeur que nous donnons ici est alors la largeur de cette gaussienne à $1/\sqrt{e}$ de sa valeur maximale.

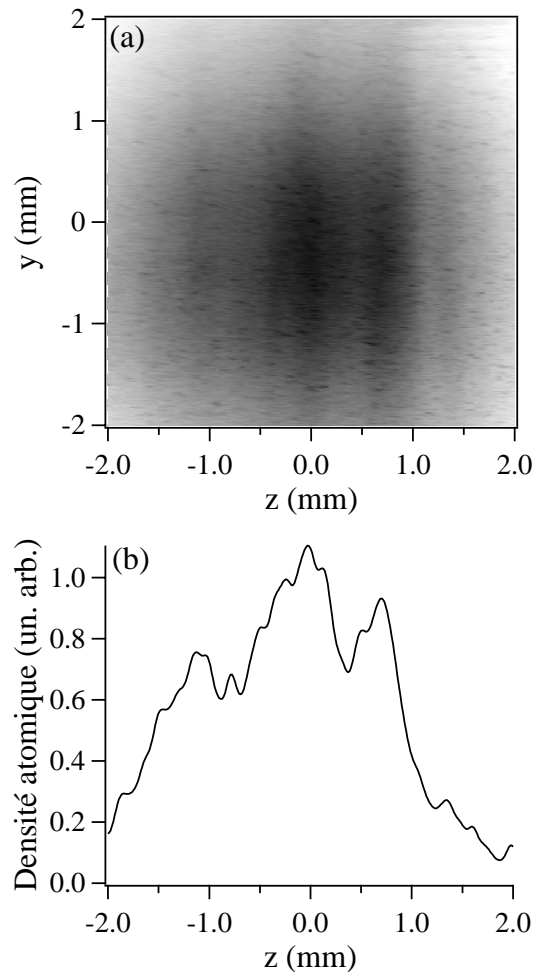


FIG. III.15 - (a) Image typique du réseau d'atomes, obtenue après 10 ms de réseau Talbot, pour $\Delta = -5\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -1000E_R$. (b) Profil d'intensité selon z pour $\Delta = -3\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -500E_R$. La distance entre les franges vaut $740 \mu\text{m}$ en (a) et $800 \mu\text{m}$ en (b).

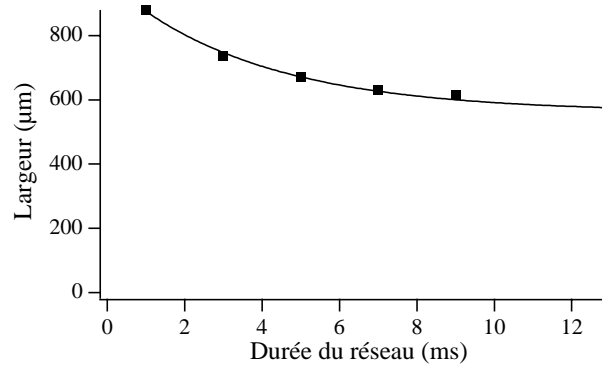


FIG. III.16 - *Largeur des pics de densité atomique en fonction du temps, pour $\Delta = -5\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -500E_R$. Le temps d'exposition de la caméra est de 2 ms. La constante de temps de la localisation vaut environ 4 ms.*

déplacement lumineux, et d'autre part l'hypothèse d'adiabaticité. On montre sur la figure III.17 la modulation de densité obtenue dans la direction longitudinale. On trouve que la densité atomique est périodique de période $z_T/2$. Ceci résulte du fait que les champs lumineux dans les plans $z = nz_T$ et $z = nz_T + z_T/2$ ne diffèrent que par une translation (voir § III.A.2 p. 139). Les forces radiatives sont donc identiques dans les plans $z = nz_T$ et $z = nz_T + z_T/2$, à cette translation dans la direction Ox près. Il est donc logique que la périodicité selon Oz soit $z_T/2$ dans le cas d'un réseau unidimensionnel. Les simulations nous permettent en outre de déterminer que c'est dans les plans de cote $nz_T/2$ avec n entier que les atomes se localisent quand les deux ondes se propageant en sens opposés ont même intensité. Néanmoins, il faut manier ce résultat avec prudence et se garder d'une identification hâtive des figures expérimentale III.15(b) et théorique III.17. En particulier, pour un réseau hexagonal, les forces radiatives ont en général une topographie différente en $z = nz_T$ et $z = nz_T + z_T/2$. De plus, il existe une autre différence entre théorie et expérience qui mérite d'être signalée. Les réseaux optiques étudiés théoriquement sont la plupart du temps d'extension infinie (à cause des conditions aux limites périodiques imposées); des atomes qui ne sont pas bien localisés ni refroidis dans une direction ne sortent donc jamais du réseau et sont pris en compte dans le calcul des grandeurs telles que la température ou la densité atomique. Une telle démarche ne correspond pas à la réalité expérimentale, puisque des atomes qui sont quasi-libres dans une direction quittent la région d'interaction avec les faisceaux lumineux et sont définitivement perdus. Ils n'entrent donc pas en jeu dans les mesures effectuées.

Mentionnons enfin que les simulations permettent de faire varier très simplement des

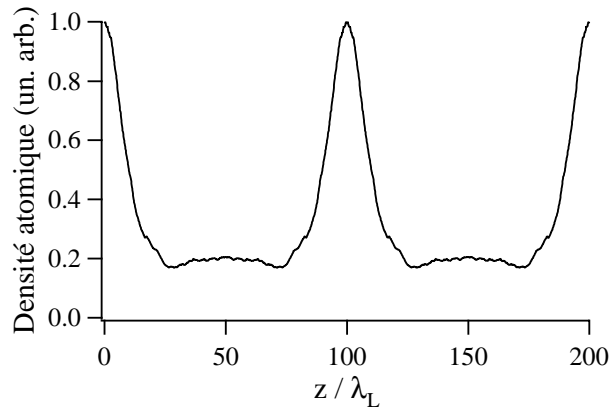


FIG. III.17 - *Distribution de densité atomique selon z , obtenue par simulation Monte-Carlo semi-classique, pour une distance Talbot $z_T = 200\lambda_L$, un taux de diffusion de photons $\hbar\Gamma'_0 = 20E_R$ et un déplacement lumineux $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$.*

paramètres qui sont fixes dans l'expérience, par exemple le pas du réseau de diffraction : ainsi on peut constater que la localisation des atomes est d'autant meilleure que la distance de Talbot est grande²⁰.

III.C.2 Température

L'étude expérimentale de la dynamique atomique dans un réseau optique comporte toujours des mesures de température, qui sont particulièrement révélatrices de l'efficacité du refroidissement. Dans notre réseau Talbot, l'anisotropie qui existe entre les échelles de longueur caractéristiques dans les directions transverses et la direction longitudinale rend essentielles des mesures de température dans au moins deux directions. C'est pourquoi nous avons eu recours à deux méthodes de mesure : une méthode de temps de vol par absorption d'une sonde que traversent les atomes au cours de leur chute pour la température transverse, et une méthode de temps de vol par imagerie du nuage après un certain temps de chute libre pour la température longitudinale. Bien sûr, cette seconde méthode permet en principe d'obtenir la température selon deux directions. Cependant, dans notre cas, le nuage atomique s'étend assez rapidement dans les directions transverses. Il faudrait donc illuminer les atomes avec un faisceau très grand au moment de l'exposition pour être as-

²⁰. Notons que les distances Talbot considérées dans les simulations sont toujours grandes par rapport à la longueur d'onde λ_L , mais toujours petites par rapport à la distance Talbot expérimentale. Nous extrapolons sans précaution les résultats obtenus à nos conditions expérimentales.

suré que la largeur du nuage sur l'image n'est pas limitée par la taille de ce faisceau²¹. Ne disposant pas simplement d'un tel faisceau sur notre montage, nous avons préféré mesurer la température transverse par la méthode d'absorption d'une sonde.

III.C.2.1 Température longitudinale

Nous commençons par étudier la température cinétique le long de l'axe Oz de propagation des faisceaux. Nous avons vu précédemment que la modulation du potentiel se fait le long de cet axe à une échelle de l'ordre de la longueur d'onde optique λ_L , de la même façon que dans le réseau lin \perp lin 1D "classique". L'effet Talbot entre en jeu à une échelle de longueur z_T beaucoup plus grande, et son rôle consiste à privilégier certains plans par rapport à d'autres (voir § III.C.1.2 p. 164). Comme les deux échelles de longueur sont très différentes, on peut estimer que le mécanisme de refroidissement longitudinal sera peu perturbé par l'effet Talbot, et que la température selon Oz ainsi que sa variation avec les paramètres laser seront proches de celles que l'on observe dans le réseau 1D lin \perp lin ou dans un réseau 3D lin \perp lin.

Par conséquent, nous attendons une température de l'ordre de quelques microkelvins, variant proportionnellement à Δ' dans la limite des puits profonds. Rappelons simplement que ce résultat provient d'une analyse semi-classique de la dynamique atomique, selon laquelle la température d'équilibre vaut $k_B T \simeq \frac{D}{\alpha}$ (éq. I.14 p. 21), où D représente le coefficient de diffusion en impulsion (éq. I.13 p. 21) et α le coefficient de friction à faible vitesse (éq. I.12 p. 21).

Comme annoncé ci-dessus, nous avons mesuré la température longitudinale par une méthode d'imagerie. Nous présentons figure III.18 une courbe typique obtenue par mesure de la largeur du nuage après des durées de chute libre variables : la température est alors proportionnelle au carré de la pente de la droite. La figure présentée ici correspond ainsi à une température de $15 \mu\text{K}$, ce qui est dans la gamme des températures obtenues habituellement dans un réseau lin \perp lin. Par exemple, les températures obtenues dans le groupe de W. D. Phillips varient de 10 à $40 \mu\text{K}$ pour $\hbar\Delta'_0$ variant de -150 à $-1200 E_R$ [27]. Théoriquement, K. Petsas [47] a calculé la température pour un réseau 1D lin \perp lin sur une transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ en utilisant la théorie des bandes. Il trouve la variation

21. En pratique, nos mesures par imagerie donnent une température transverse systématiquement plus faible que la température obtenue par absorption, le rapport entre les deux étant en accord avec l'effet attendu compte-tenu des tailles relatives de notre nuage et du faisceau qui l'illumine.

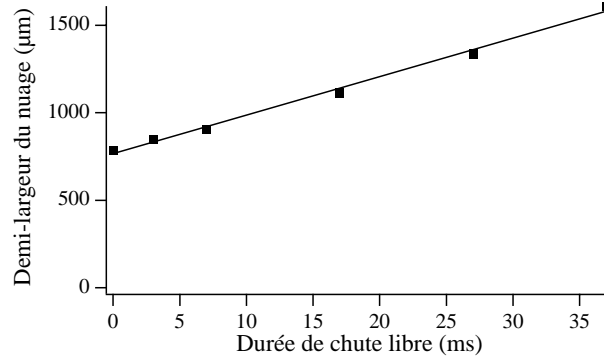


FIG. III.18 - *Evolution de la taille du nuage atomique au cours de sa chute libre. La température cinétique est alors proportionnelle au carré de la pente de la droite, elle vaut ici $15 \mu\text{K}$. Les paramètres expérimentaux sont $\Delta = -10\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$.*

asymptotique suivante :

$$\frac{T}{T_R} \simeq 7 \cdot 10^{-2} \frac{\hbar |\Delta'|}{E_R} + 2.5 \quad (\text{III.38})$$

Pour $\hbar |\Delta'| = 2\hbar |\Delta'_0| = 400E_R$, cela donne une température de $6 \mu\text{K}$, un peu inférieure à celle du réseau Talbot. L'excès de température peut notamment être dû au fait que le potentiel selon Oz ne coïncide avec le potentiel 1D lin \perp lin qu'au voisinage des plans $z = nz_T$, et aussi au couplage avec les directions transverses. La figure III.19 présente la variation de cette température longitudinale en fonction du taux de diffusion par onde $\Gamma'_0 = \Gamma_{s_0}/2$ (fig. III.19(a)) à déplacement lumineux constant, et en fonction du déplacement lumineux²² par onde $\Delta'_0 = \Delta_{s_0}/2$ (fig. III.19(b)) à taux de pompage optique constant²³. On constate sur la figure (a) que la température ne présente pas d'évolution nette en fonction de Γ'_0 ; elle semble constante, en accord avec les prédictions théoriques. La figure (b), elle, reflète le problème expérimental que nous avons rencontré tout au long

22. La technique des spectres Raman utilisée dans le chapitre II pour évaluer le déplacement lumineux par onde $\hbar\Delta'_0$ est difficile à reproduire ici. Par conséquent nous avons déterminé ce déplacement lumineux dans un réseau lin \perp lin unidimensionnel à partir des fréquences de vibration dans les puits. Le déplacement lumineux par onde est alors le même dans le réseau Talbot, à intensité lumineuse équivalente. Pour évaluer cette intensité lumineuse, nous n'avons pris en compte que la puissance lumineuse effective au niveau du nuage atomique.

23. Les quantités Δ'_0 et Γ'_0 sont estimées pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Pour les désaccords les plus grands étudiés expérimentalement ($|\Delta| \sim 30\Gamma$), la contribution de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ n'est probablement pas insignifiante. Ce point doit être présent à l'esprit lors de la discussion des résultats expérimentaux.

de cette série d'expériences : afin d'avoir suffisamment d'ordres de diffraction interférant au niveau des atomes, nous avons dû utiliser un faisceau incident assez gros (environ 6 mm de diamètre), car une distance relativement importante sépare le réseau de diffraction du nuage atomique. Une proportion importante de la puissance initiale est donc perdue, et par conséquent nous avons toujours été limités en intensité, comme le montre l'échelle horizontale de la courbe. Nous n'avons donc pas pu explorer expérimentalement la zone des grandes profondeurs de puits et la courbe que nous présentons ici se situe sans doute au voisinage du minimum de température. (Notons que dans le cas du réseau 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$, la position théorique du minimum est $\hbar\Delta' = 2\hbar\Delta'_0 = -100E_R$. Le décalage vers des valeurs de $|\Delta'_0|$ plus grandes dans le réseau Talbot est logique car le compromis refroidissement-chauffage y est moins bien optimisé.) Un montage expérimental différent, dans lequel le réseau de diffraction pourrait être placé encore plus près des atomes, aurait permis de surmonter ce problème.

Nous avons également effectué (voir figure III.20) des mesures de température en fonction de la durée de la phase de réseau, afin d'estimer le temps de thermalisation longitudinale des atomes dans ce type de réseau : en réalité nous n'avons pu en obtenir qu'un majorant, car le programme qui gère la séquence expérimentale n'a qu'une résolution d'une milliseconde. Par conséquent, nous pouvons conclure que le temps typique de thermalisation des atomes dans la direction longitudinale est inférieur ou égal à une milliseconde. Ici encore, les résultats sont en accord avec les résultats obtenus dans un réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$ habituel²⁴.

III.C.2.2 Température transverse

Les caractéristiques de la température transverse sont sensiblement différentes de celles que nous venons d'évoquer. Voyons tout d'abord comment nous pouvons généraliser le modèle semi-classique développé au paragraphe I.A.2.1 à la situation présente, où l'échelle de distance en jeu dans les directions transverses est notablement différente de λ_L . Un modèle très simple permet de se faire une bonne idée des changements, même qualitatifs, qui doivent intervenir.

Dans le plan transverse, en effet, l'échelle de variation du potentiel lumineux est la période d du réseau de diffraction et non plus la longueur d'onde optique λ_L . Par conséquent,

²⁴. Le temps de thermalisation des atomes dans un réseau 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$ en tétraèdre est de l'ordre de 100 μs .

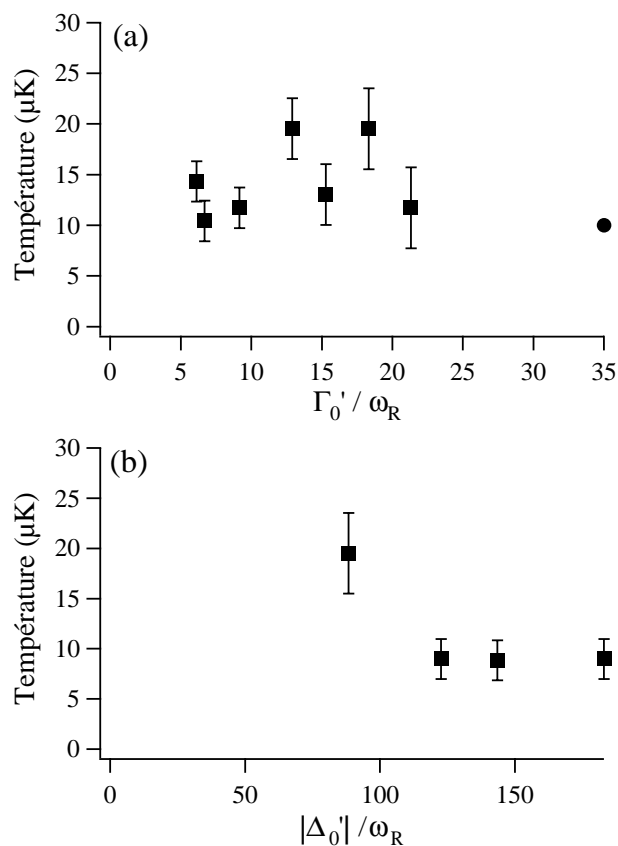


FIG. III.19 - Evolution de la température longitudinale (a) en fonction de Γ_0' , pour $\hbar\Delta_0' \simeq -200E_R$, et (b) en fonction de Δ_0' pour $\hbar\Gamma_0' \simeq 6E_R$. On a également représenté sur la courbe (a) par un cercle la température mesurée dans un réseau 1D lin \perp lin [27].

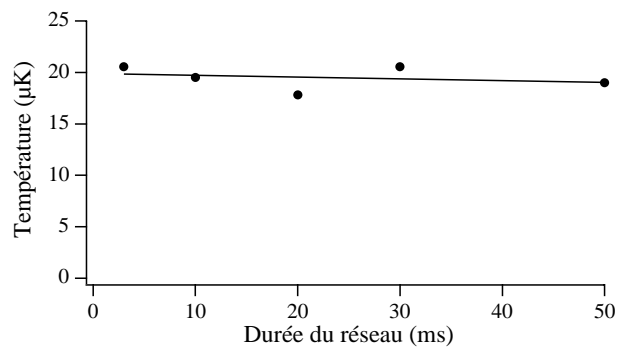


FIG. III.20 - Evolution de la température longitudinale en fonction de la durée de la phase de réseau, pour $\Delta = -15\Gamma$ et $\hbar\Delta_0' \simeq -200E_R$. Le temps de thermalisation des atomes selon Oz n'est pas détectable avec la résolution temporelle de notre montage.

le coefficient de friction est modifié d'un facteur $\left(\frac{\lambda_L}{d}\right)^2$ et a pour ordre de grandeur

$$\alpha \sim -\hbar k_L^2 \left(\frac{\lambda_L}{d}\right)^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (\text{III.39})$$

Quant au coefficient de diffusion, il nous faut évaluer séparément l'ordre de grandeur de chacune des trois contributions²⁵, dont le poids relatif peut varier :

1. La contribution liée aux fluctuations dans l'impulsion emportée par les photons spontanés émis reste de l'ordre de $D_{\text{sp}} \sim \hbar^2 k_L^2 \Gamma'$.
2. Les fluctuations du nombre de photons absorbés dans chaque onde contribuent encore à la diffusion par $D_{\text{abs}} \sim \hbar^2 k_L^2 \Gamma'$.
3. La contribution due aux fluctuations de la force dipolaire \mathcal{F}_{rad} , elle, est modifiée car la variation de l'énergie potentielle se fait sur une longueur d et non plus λ_L . Cette contribution est donc de l'ordre de $D_{\text{dip}} \sim \frac{\hbar^2 \Delta'^2}{d^2} \Gamma'^{-1} \sim \hbar^2 k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \Delta' \left(\frac{\lambda_L}{d}\right)^2$.

Ainsi, la troisième contribution au coefficient de diffusion en impulsion, habituellement prépondérante, est réduite par un facteur $\left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2$ tandis que les deux autres ne sont pas modifiées. Pour une période d suffisamment grande, elle peut donc devenir du même ordre de grandeur, voire inférieure, aux autres contributions. On ne peut donc négliger *a priori* aucun terme. Par conséquent, en ne prenant pas en compte les facteurs numériques, la température transverse d'équilibre s'écrit (éq. I.6 p. 15)

$$k_B T_{\perp} = \frac{D}{\alpha} \sim -\hbar \left[\Delta' + \left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2 \frac{\Gamma'^2}{\Delta'} \right] \quad (\text{III.40})$$

Ainsi, pour un désaccord typique $\Delta = -10\Gamma$, les deux termes de l'équation III.40 sont équivalents pour une période du réseau $d \sim 10\lambda_L$. Nous pouvons donc conclure que, dans notre cas où $d = 34\lambda_L$, le terme en Γ'^2/Δ' est toujours important, voire prépondérant. Ceci représente une différence majeure avec le modèle Sisyphe habituel.

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure III.21 : la figure III.21(a) représente la température cinétique transverse en fonction de Γ'^2 , à Δ'_0 fixé et égal à $-200\omega_R$. On retrouve bien la variation quadratique prédite par le modèle exposé ci-dessus. Plus précisément, nous trouvons

$$\frac{T}{T_R} = 180 + 0.3 \left(\frac{\Gamma'_0}{\omega_R}\right)^2 \quad \text{pour } \hbar\Delta'_0 = -200E_R \quad (\text{III.41})$$

²⁵. Rappelons que dans le cas du modèle Sisyphe habituel c'est la contribution liée aux fluctuations de la force radiative qui est prépondérante.

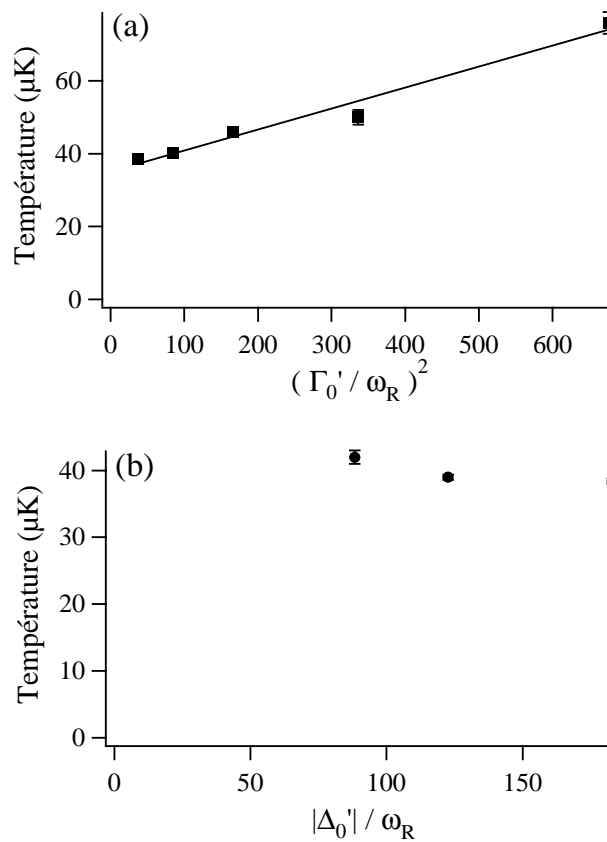


FIG. III.21 - Evolution de la température transverse (a) en fonction de $\Gamma_0'^2$, pour $\hbar\Delta_0' \simeq -200E_R$, et (b) en fonction de Δ_0' pour $\hbar\Gamma_0' \simeq 6E_R$. La température transverse varie comme le carré du taux de pompage optique, en accord avec un modèle théorique simple.

Pour nous rapprocher de l'expression théorique, nous pouvons réécrire la loi expérimentale III.41 sous la forme

$$\frac{T}{T_R} = 180 - 200x + x \frac{|\Delta'_0|}{\omega_R} + 60 \frac{\Gamma'_0{}^2}{\omega_R |\Delta'_0|} \quad (\text{III.42})$$

où x est un nombre de l'ordre de 1, introduit pour prendre en compte le fait que l'asymptote à grand Δ'_0 ne passe pas par l'origine (voir par exemple l'équation III.38 p. 171).

Si nous cherchons la valeur Δ'_{\min} de Δ'_0 correspondant au minimum T_{\min} de T à Γ'_0 fixe, nous trouvons

$$\Delta'_{\min} \simeq -\frac{7.7}{\sqrt{x}} \Gamma'_0 \quad (\text{III.43})$$

$$\frac{T_{\min}}{T_R} \simeq 180 - 200x + 15\sqrt{x} \frac{\Gamma'_0}{\omega_R} \quad (\text{III.44})$$

Comparons ces valeurs à celles fournies par une étude expérimentale. Pour $\hbar\Gamma'_0 \simeq 6E_R$ (voir figure III.21), nous trouvons $x \simeq 0.06$ pour $T_{\min} \simeq 38 \mu\text{K} \simeq 190T_R$, ce qui conduit à $\hbar\Delta'_{\min} = -180E_R$, en accord satisfaisant avec l'observation expérimentale.

Le modèle proposé présente donc un accord raisonnable avec les résultats expérimentaux. Des expériences complémentaires, que nous n'avons pas eu la possibilité de faire, seraient toutefois indispensables pour valider totalement le modèle.

A la différence de la température longitudinale, la température transverse est très longue à se stabiliser ; la figure III.22 présente la variation de la température cinétique transverse en fonction du temps, pour $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$ et $\Delta = -20\Gamma$. L'évolution de la température transverse est exponentielle, avec une constante de temps de 40 ms environ. Il existe donc une forte anisotropie entre les directions longitudinale et transverses, qui est liée à la différence de taille des puits de potentiel dans les différentes directions. Le refroidissement est moins efficace dans les directions transverses, ce qui entraîne une température plus élevée et un temps de thermalisation plus long.

Notons également que dans une première approche théorique, le temps d'amortissement de la température, c'est-à-dire de l'énergie cinétique moyenne, est proportionnel à α^{-1} (α étant le coefficient de friction). Or le coefficient de friction transverse est typiquement plus petit que le coefficient longitudinal par le facteur $(\lambda_L/d)^2$ (voir l'éq. III.39). Il s'ensuit que le rapport des temps de thermalisation doit être de l'ordre de $(d/\lambda_L)^2$, c'est-à-dire de l'ordre de 10^3 pour les paramètres de l'expérience. Le temps de thermalisation longitudinal étant dans la gamme des 0.1 ms, ce modèle simple prédit que le temps de thermalisation transverse doit être de l'ordre de 100 ms, en bon accord avec les mesures expérimentales.

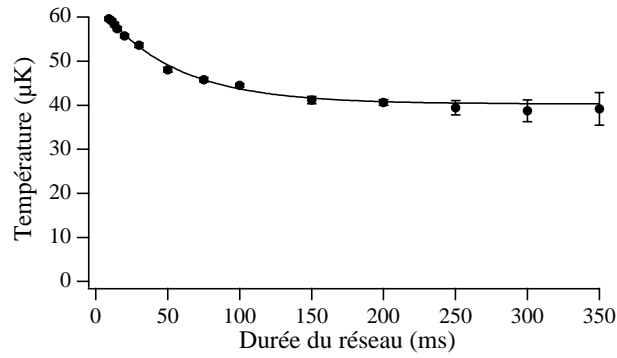


FIG. III.22 - *Evolution de la température transverse en fonction de la durée de la phase de réseau, pour $\Delta = -20\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$. La constante de temps de l'exponentielle qui s'ajuste aux points vaut environ 40 ms.*

III.C.2.3 Résultats de simulations numériques

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats de simulations numériques de type Monte-Carlo semi-classiques effectuées par Peter Horak. Comme dit précédemment, ces simulations ont été effectuées sur la transition modèle $1/2 \rightarrow 3/2$, et le réseau optique est engendré par un réseau de diffraction de phase unidimensionnel de motif sinusoïdal. Néanmoins les caractéristiques essentielles du potentiel lumineux sont analogues à celles de l'expérience, ce qui nous permet une comparaison qualitative des résultats.

La figure III.23 donne la variation des températures longitudinale et transverse en fonction de la distance Talbot z_T , paramètre que nous ne pouvons pas faire varier dans l'expérience en gardant un même réseau de diffraction. On retrouve bien sur cette figure l'anisotropie entre les deux directions, la température longitudinale étant plus faible que la température transverse, et ce d'autant plus que l'anisotropie entre la taille des puits de potentiel dans les deux directions est affirmée. On constate par ailleurs que la température longitudinale ne varie pas avec z_T , en accord avec l'intuition²⁶. En effet, la distance entre deux puits de potentiel successifs dans cette direction vaut $\lambda_L/4$, indépendamment de la distance Talbot.

Dans la direction transverse, au contraire, la température augmente linéairement avec la distance Talbot z_T . Or le modèle simple présenté dans le paragraphe précédent prédit

²⁶. Cette assertion reste vraie tant que la distance Talbot est grande devant la longueur d'onde optique, puisque le mécanisme de refroidissement Sisyphe, au moins sur la transition $1/2 \rightarrow 3/2$, n'est pas un phénomène local et implique un déplacement des atomes d'un puits de potentiel à l'autre.

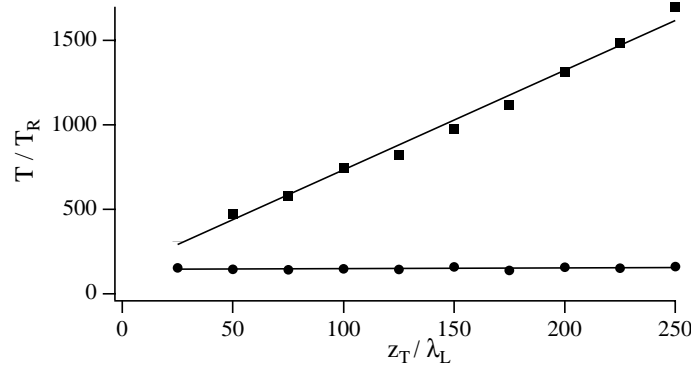


FIG. III.23 - Résultats de simulations numériques montrant l'évolution des températures longitudinale (cercles) et transverse (carrés) en fonction de la distance Talbot, pour $\hbar\Gamma'_0 = 20E_R$ et $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$. La température longitudinale est indépendante de la distance Talbot, tandis que la température transverse en dépend linéairement, conformément aux prédictions d'un modèle théorique simple.

une température qui évolue en $\left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2$ (éq. III.40 p. 174), c'est-à-dire linéairement en $\frac{z_T}{\lambda_L}$ puisque $z_T \propto \frac{d^2}{\lambda_L}$. Les résultats des simulations sont donc en excellent accord avec ce modèle.

Une comparaison quantitative entre les résultats de l'expérience et ceux de la simulation n'est pas raisonnable, pour plusieurs raisons. D'abord les mécanismes de refroidissement ne sont pas identiques sur les transitions $4 \rightarrow 5$ et $1/2 \rightarrow 3/2$. Ensuite, l'expérience concerne un réseau optique *tridimensionnel* alors que le réseau est *bidimensionnel* dans la simulation. Enfin, l'expérience agit comme un filtre favorisant les atomes lents puisque les atomes rapides sont éjectés préférentiellement du nuage alors qu'ils sont recyclés dans la simulation à cause des conditions aux limites périodiques.

III.C.3 Diffusion spatiale

Afin de caractériser la dynamique atomique dans ce réseau optique obtenu par effet Talbot, nous avons également procédé à quelques mesures de diffusion spatiale. Le principe de la mesure est relativement proche des mesures de température par imagerie : il s'agit de regarder le nuage se dilater au cours du temps, et d'en déduire un coefficient de diffusion spatiale. Cependant, le sens de l'expression "au cours du temps" doit être précisé puisqu'il s'agit ici de prendre des images à différents instants de la phase de piégeage et non au cours

de la chute libre des atomes. La variation de la largeur du nuage au cours du temps nous permet tout d'abord de déterminer si les atomes évoluent en régime diffusif ou balistique : en effet, une largeur qui évolue linéairement en temps correspond à un régime balistique, alors qu'une évolution proportionnelle à la racine carrée du temps est caractéristique du régime diffusif. Dans ce dernier cas, le coefficient de diffusion en position D_x selon la direction Ox se déduit de sa définition $\langle x^2 \rangle = 2D_x t$ (voir § I.C.2.3 p. 65) ; il est d'usage d'exprimer ce coefficient en unités de \hbar/M . De même que dans le cas de la température, on a accès avec une seule série d'images aux coefficients de diffusion dans deux directions. Pour ces expériences, la caméra était placée au même endroit que pour les mesures de températures. Afin d'avoir sur les images la totalité du nuage, nous avons utilisé le système optique de faible grandissement $g = 0.6$ décrit plus haut. Nous avons pris des images des atomes toutes les 10 ms (le temps d'exposition variait selon les conditions expérimentales de 0.2 ms à 1 ms), jusqu'à ce que le nombre d'atomes piégés soit trop faible pour obtenir, même en moyennant 10 images, un rapport signal sur bruit supérieur à 1. En général, nous avons pu prendre des données jusqu'à 80 à 100 ms après le début de la phase de réseau optique.

La figure III.24 montre le nuage atomique (a) au début de la phase de réseau optique, et (b) après 60 ms de réseau. Le nuage a entre temps pris une forme allongée, qui témoigne de l'anisotropie de la diffusion.

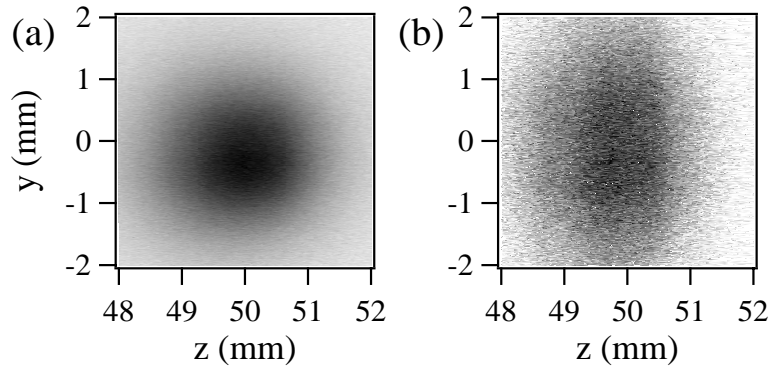


FIG. III.24 - Images du nuage atomique (a) au début de la phase de réseau et (b) après 60 ms. Les paramètres expérimentaux sont $\Delta = -15\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$. Le nuage prend une forme allongée du fait de l'anisotropie de la diffusion spatiale.

III.C.3.1 Diffusion spatiale longitudinale

Dans la direction longitudinale Oz , nous avons déjà vu en ce qui concerne la température que les atomes ont un comportement voisin de celui d'un réseau lin \perp lin habituel. Il en est sans doute de même pour la diffusion spatiale. Cependant, la durée de vie de notre réseau Talbot n'est pas suffisante pour pouvoir observer une expansion significative du nuage selon la direction longitudinale, comme le montre clairement la figure III.25 qui représente la largeur du nuage en fonction du temps : le nuage ne se dilate que de 5 % dans cette direction, ce qui est très insuffisant pour en déduire un coefficient de diffusion avec une précision correcte. Nous ne pouvons donc obtenir qu'un majorant du coefficient de diffusion spatiale longitudinal. Les différentes données accumulées nous permettent ainsi de conclure que dans la gamme de paramètres étudiés ($80\omega_R < |\Delta'_0| < 200\omega_R$ et $5\omega_R < \Gamma'_0 < 25\omega_R$)

$$D_z < 4000 \frac{\hbar}{M} \quad (\text{III.45})$$

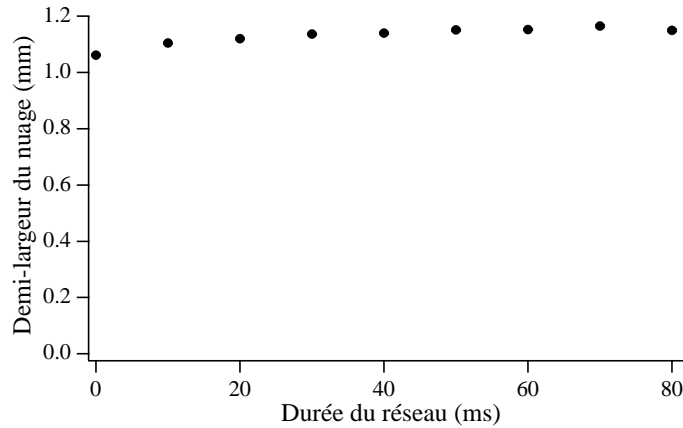


FIG. III.25 - Evolution de la taille longitudinale du nuage au cours du temps, pour $\Delta = -30\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$. Avec nos conditions expérimentales, la diffusion longitudinale est trop faible pour pouvoir être mesurée par imagerie.

Notons au passage que dans le cas d'un réseau optique 3D lin \perp lin, les coefficients de diffusion en position, mesurés par Luca Guidoni [48], sont de l'ordre de 100 à 300 \hbar/M .

III.C.3.2 Diffusion spatiale transverse

Les images enregistrées (fig. III.24) montrent clairement, en accord avec les observations mentionnées dans les paragraphes précédents, que la durée de piégeage relativement faible des atomes est due essentiellement à leur fuite dans les directions transverses, où le confinement et le refroidissement sont moins efficaces que le long de Oz .

La figure III.24 montre que l'on peut mesurer l'évolution au cours du temps de la largeur transverse du nuage atomique. On trouve sur la figure III.26 une courbe représentant cette largeur au carré en fonction du temps de piégeage. Il y a manifestement deux régimes : au début, typiquement pendant 30 ms, les atomes ne sont pas thermalisés et leur vitesse moyenne est plus grande que la vitesse asymptotique : le nuage se dilate alors très vite. Ensuite, on atteint un régime asymptotique où la largeur transverse du nuage évolue comme la racine carrée du temps. Le coefficient de diffusion spatiale transverse vaut $D_{\perp} = 20000 \frac{\hbar}{M}$. On peut contrôler en outre sur ces données — ainsi que sur la figure III.22 — qu'un régime stationnaire est atteint avant que tous les atomes n'aient quitté le réseau²⁷.

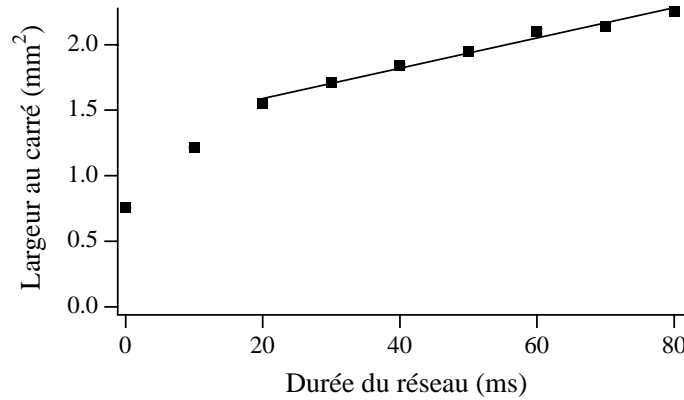


FIG. III.26 - Evolution du carré de la taille transverse du nuage au cours du temps, pour $\Delta = -30\Gamma$ et $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$. Après un temps de thermalisation, le nuage s'étale bien en racine carrée du temps, ce qui est caractéristique du régime diffusif.

La figure III.27 donne le coefficient de diffusion transverse en fonction de Γ'_0 pour $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$ constant. On peut y noter que ce coefficient a tendance à augmenter avec le taux de pompage optique, mais les marges d'incertitude sont trop grandes pour

²⁷. Il existe des valeurs des paramètres expérimentaux pour lesquelles un tel équilibre dynamique n'est pas atteint.

proposer une loi quantitative. Quant à l'évolution du coefficient de diffusion transverse en fonction de Δ'_0 , nous n'avons pas pu l'explorer car la puissance laser disponible dans le montage utilisé ne nous a pas permis d'étudier une plage suffisante de valeurs pour Δ'_0 tout en conservant une qualité correcte des images.

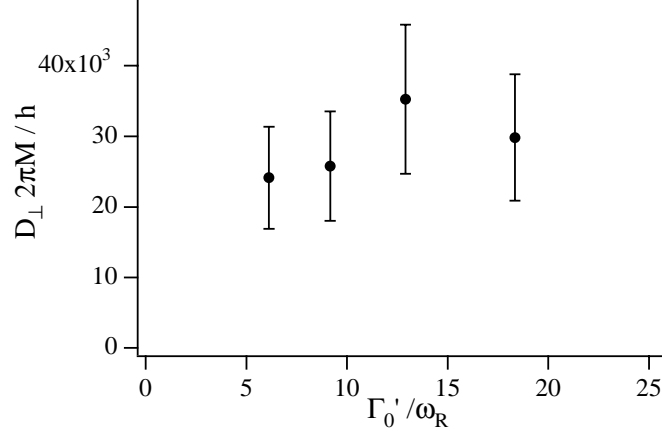


FIG. III.27 - Evolution du coefficient de diffusion transverse en fonction de Γ'_0 , à déplacement lumineux constant $\hbar\Delta'_0 \simeq -200E_R$.

Pour conclure ce paragraphe, notons une fois encore que les ordres de grandeur des diverses quantités mesurées s'interprètent simplement dans le cadre de modèles semi-classiques. Ainsi la théorie du mouvement brownien prédit la relation suivante entre le coefficient de diffusion spatiale D_{\perp} , la température T_{\perp} et le coefficient de friction transverse α_{\perp} :

$$D_{\perp} = \frac{k_B T_{\perp}}{\alpha_{\perp}} \quad (\text{III.46})$$

(Nous démontrerons cette relation dans le chapitre IV, au paragraphe IV.C.1.2). Utilisant l'équation III.39 p. 174, nous trouvons

$$\frac{E_R}{k_B T_{\perp}} D_{\perp} \frac{M}{\hbar} \sim \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left| \frac{\Gamma}{\Delta} \right| \quad (\text{III.47})$$

Pour des données comparables des figures III.21 et III.27 ($\hbar\Delta'_0 = -200E_R$ et $\hbar\Gamma'_0 = 10E_R$), nous avons d'une part $D_{\perp} \frac{M}{\hbar} \simeq 2.5 \cdot 10^4$ et d'autre part $\frac{k_B T_{\perp}}{E_R} \simeq 400$, c'est-à-dire

$$\frac{E_R}{k_B T_{\perp}} D_{\perp} \frac{M}{\hbar} \simeq 60$$

alors que l'estimation III.47 conduit à une valeur de 58 pour ce rapport. Une telle concordance est inespérée compte-tenu de la rusticité des modèles.

III.C.3.3 Résultats de simulations numériques

Les simulations Monte-Carlo semi-classiques évoquées plus haut ont également permis d'étudier la diffusion des atomes dans le réseau Talbot bidimensionnel décrit au paragraphe III.C.1.3.

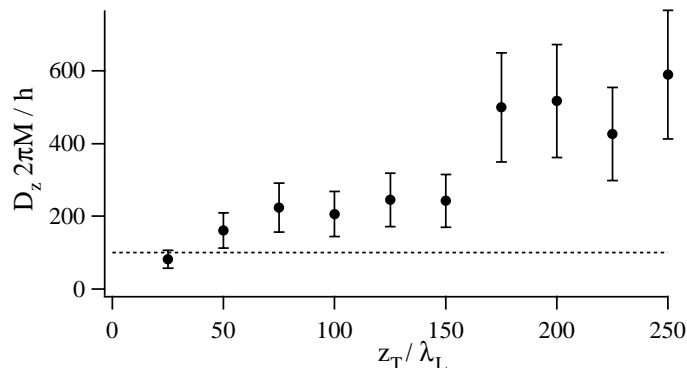


FIG. III.28 - Evolution du coefficient de diffusion longitudinal, calculé numériquement, en fonction de z_T , pour $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$ et $\hbar\Gamma'_0 = 20E_R$. La ligne pointillée représente l'ordre de grandeur de D_z pour le réseau lin \perp lin 1D dans des conditions très proches [9].

Dans la direction longitudinale, on trouve un coefficient de diffusion du même ordre de grandeur que dans un réseau lin \perp lin habituel, quoique légèrement supérieur (quelques centaines de \hbar/M), et qui augmente un peu avec la distance Talbot (voir la figure III.28). Cette augmentation peut se comprendre intuitivement en regardant des atomes évoluer dans le réseau optique Talbot : ils passent le plus clair de leur temps au voisinage d'un plan Talbot, et de temps en temps en sortent, puis sont repiégés dans un autre plan Talbot. Entre temps, ils ont donc parcouru très vite une distance proportionnelle à z_T . La dépendance de D_z en z_T montre donc que ce sont ces longs trajets, même rares, qui dominent la diffusion spatiale longitudinale, dès que z_T est grand devant λ_L .

Les simulations montrent également que dans la direction transverse les atomes sont susceptibles d'effectuer de longues trajectoires en suivant des lignes ondulées où le potentiel est minimum (voir figure III.9(a) 153). Une trajectoire typique est présentée figure III.29, sur laquelle on visualise bien cette fuite.

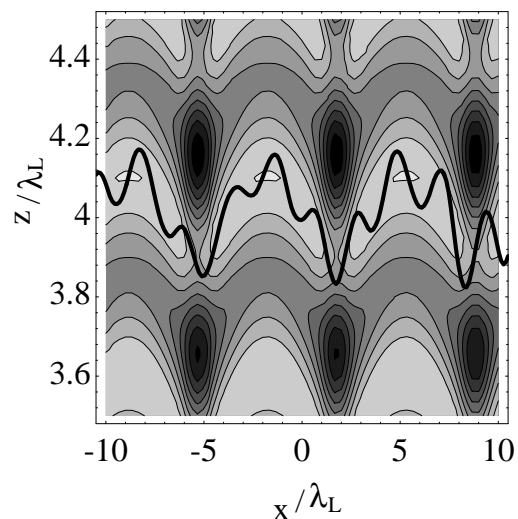


FIG. III.29 - Trajectoire typique d'un atome, simulée numériquement, au voisinage d'un plan de Talbot. Les paramètres sont $z_T = 100\lambda_L$, $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$ et $\hbar\Gamma'_0 = 20E_R$. Les zones claires correspondent aux puits de potentiel. L'atome, piégé longitudinalement, peut parcourir de grandes distances dans la direction transverse.

III.D Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de l'étude expérimentale d'un nouveau type de réseau optique. Ces résultats sont en accord qualitatif avec les estimations d'un modèle semi-classique et avec des simulations numériques menées sur un réseau optique analogue mais de dimensionalité inférieure.

En particulier, nous avons obtenu les résultats suivants :

1. Deux faisceaux laser suffisent pour piéger les atomes selon trois dimensions, à condition d'ajouter sur le trajet de l'un d'eux un dispositif permettant de moduler périodiquement la phase du champ lumineux dans le plan transverse.
2. Il est possible de localiser les atomes dans des plans privilégiés, qui se répètent longitudinalement avec la périodicité Talbot (ou un sous-multiple de cette période).
3. La loi de variation de la température transverse avec les paramètres laser change selon la période du réseau de diffraction.
4. On peut parvenir à une anisotropie très marquée des propriétés entre les directions

longitudinale et transverses, tant pour ce qui concerne la température que la diffusion spatiale des atomes.

Les perspectives qui naissent de cette étude semblent particulièrement riches : en utilisant un réseau de diffraction et un montage expérimental appropriés, on peut parvenir à créer des réseaux optiques de formes tout à fait inhabituelles jusqu'à présent. En effet, avec la technique employée précédemment la forme des puits était nécessairement quasi-sinusoidale et leur distance de l'ordre de la longueur d'onde optique. Ces caractéristiques étaient à peu près imposées par le petit nombre de faisceaux que nous pouvions faire interférer. Les difficultés expérimentales qui surgissent lorsque l'on augmente le nombre de faisceaux sont en effet de trois ordres au moins : tout d'abord il est de plus en plus difficile de les aligner tous avec une précision satisfaisante ; ensuite, l'accès optique n'est pas illimité autour d'une cellule, et l'acheminement d'un grand nombre de faisceaux jusqu'aux atomes demande une bonne dose d'imagination et d'habileté ; enfin, dans le cas des réseaux périodiques il est nécessaire de contrôler les phases relatives des faisceaux redondants, comme expliqué au paragraphe I.B.3.1 (p. 43).

Au contraire, l'utilisation d'un réseau holographique, ou plus généralement d'une structure diffractive périodique, permet d'engendrer avec un seul faisceau initial le nombre voulu de faisceaux, avec la géométrie souhaitée, la phase relative souhaitée. En outre ces différents faisceaux ne se désalignent pas, ce qui ne peut manquer de séduire l'expérimentateur !

D'un point de vue plus fondamental, on peut créer ainsi des puits de potentiel de formes et de tailles très variées, et piéger des atomes dans des puits carrés²⁸ plus ou moins petits et espacés. On peut aussi imaginer des atomes piégés dans des puits "en W" où ils pourraient passer d'un ventricule à l'autre par effet tunnel, etc . . . L'utilisation de réseaux de phase programmables permettrait également de changer brusquement la fonction de réseau, donc le potentiel lumineux subi par les atomes. La variété des potentiels que l'on peut en principe créer ne semble limitée que par l'imagination . . .

28. La difficulté expérimentale consiste ici à faire interférer suffisamment d'ordres de diffraction au niveau du nuage atomique initial pour obtenir une forme raisonnablement proche d'un puits carré.

CHAPITRE IV

PIÉGEAGE ET REFROIDISSEMENT DANS UN RÉSEAU TAVELÉ

Avançant d'un pas dans la complexité, nous nous intéressons maintenant à l'étude d'une "structure¹ optique aléatoire". Nous désignons par cette expression un potentiel lumineux spatialement aléatoire — c'est-à-dire ni périodique, ni même quasi-périodique — mais temporellement invariant engendré par la lumière, où les atomes sont piégés et refroidis. L'étude des milieux aléatoires rencontre actuellement un vif intérêt en physique (on peut citer par exemple l'étude des verres); dans ce cadre général, des structures optiques aléatoires pourraient se montrer particulièrement riches dans la mesure où, comme pour les réseaux périodiques, le potentiel dans lequel les atomes évoluent est déterminé par un élément extérieur, la lumière, et plus précisément ici un champ de tavelures² dont les propriétés statistiques sont bien connues théoriquement, et relativement simples à déterminer expérimentalement. Encore une fois, les réseaux optiques semblent donc bien placés pour être utilisés comme structures modèles.

Les propriétés statistiques d'un champ de tavelures utiles pour notre étude seront rappelées dans la première section. La réalisation expérimentale d'un tel milieu sera décrite dans la section suivante. Enfin, nous présentons dans la troisième section les résultats expérimentaux obtenus. Ces résultats permettent de prouver l'efficacité du piégeage et du refroidissement dans ce type de structure. Cependant, dans le temps très limité dont nous disposons pour mener à bien l'expérience, nous avons dû nous contenter d'étudier les performances de notre structure aléatoire en termes de température et de diffusion, laissant l'étude d'effets propres à son caractère aléatoire à des jours meilleurs . . .

Tout au long de ce chapitre, nous nous appuyerons sur les résultats d'une étude numérique réalisée dans notre équipe par Peter Horak [130].

1. Le terme de réseau est en général réservé à une structure périodique.

2. En Anglais, *speckle*.

IV.A Granularité laser : quelques idées utiles

L'une des toutes premières observations connues d'une figure de tavelures a été faite à la fin du XIX^{ème} siècle par Exner [131, 132], qui a étudié la figure lumineuse créée par la transmission de la lumière issue d'une chandelle au travers d'une plaque de verre embuée. La structure de cette figure, obtenue en lumière blanche, a été abondamment discutée dans la première moitié du XX^{ème} siècle, en particulier par Lord Rayleigh [133-135] et par Von Laue [136, 137] qui ont établi les bases mathématiques de l'étude statistique des champs de tavelures. Une revue de ces premiers travaux se trouve dans la réf. [138].

Bien entendu, l'utilisation du laser a beaucoup renouvelé ce domaine de recherche puisque l'on dispose de sources de lumière presque parfaitement monochromatique et surtout, cohérente.

Dans la suite, nous considérons une onde incidente parfaitement monochromatique, de longueur d'onde λ_L , parfaitement polarisée selon Ox (par exemple) et qui se propage selon $+Oz$. Cette onde est transmise à travers un diffuseur dont la rugosité est suffisamment grande devant la longueur d'onde³, pour que le déphasage subi par l'onde varie d'une quantité grande devant 2π d'un point du diffuseur à l'autre.

Nous n'envisageons ici que le cas de la propagation libre de l'onde diffusée (voir figure IV.1) puisque c'est dans cette géométrie exclusivement que nous avons travaillé expérimentalement. On pourra trouver l'étude de la figure de tavelures obtenue par imagerie (propagation dirigée) dans les réf. [139, 140].

Enfin, suivant le modèle dit *modèle de Goodman* [139], nous ne nous intéresserons ici qu'aux propriétés statistiques du champ lumineux diffusé, sans discuter les détails du processus de diffusion de l'onde par la surface rugueuse. On pourra trouver ce deuxième type d'approche (*modèle de Beckmann*) dans les réf. [141, 142].

IV.A.1 Statistique d'une figure de tavelures dans le plan transverse

Considérant que la transmission de l'onde polarisée selon Ox à travers le diffuseur n'affecte pas sa polarisation, nous ne considérerons dans la suite que son amplitude complexe $A(\mathbf{r})$. L'expression complète du champ s'écrit alors

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{1}{2} A(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} + c.c. \right] \mathbf{e}_x$$

3. Cette hypothèse concerne la "profondeur" des aspérités et non leur taille transverse.

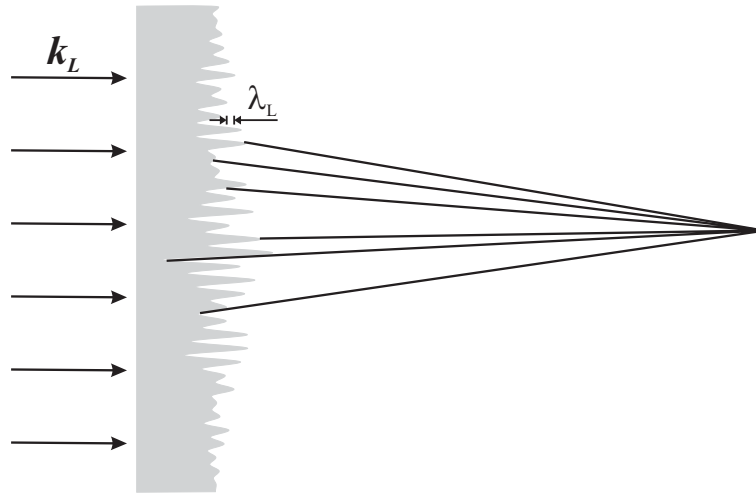


FIG. IV.1 - Diffusion d'une onde plane par un diffuseur, en propagation libre. Les aspérités du diffuseur induisent une différence de marche entre les contributions élémentaires grande devant la longueur d'onde λ_L .

La figure IV.1 indique que l'amplitude totale en un point \mathbf{r} quelconque résulte de l'interférence d'un grand nombre N de contributions élémentaires issues de différents points du diffuseur. D'un point de vue mathématique, $A(\mathbf{r})$ résulte d'une marche au hasard dans le plan complexe (voir figure IV.2) et peut alors s'écrire

$$\begin{aligned}
 A(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N a_k(\mathbf{r}) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| e^{i\Phi_k}
 \end{aligned} \tag{IV.1}$$

Les composantes élémentaires $|a_k|$ et Φ_k possèdent les propriétés statistiques suivantes :

- Les zones élémentaires du diffuseur sont indépendantes les unes des autres.
- L'amplitude $|a_k|/\sqrt{N}$ et la phase Φ_k de la $k^{\text{ème}}$ contribution sont statistiquement indépendantes.
- Les aspérités de la surface diffusante sont profondes par rapport à λ_L , donc les phases élémentaires Φ_k sont uniformément distribuées sur $]-\pi, \pi]$.

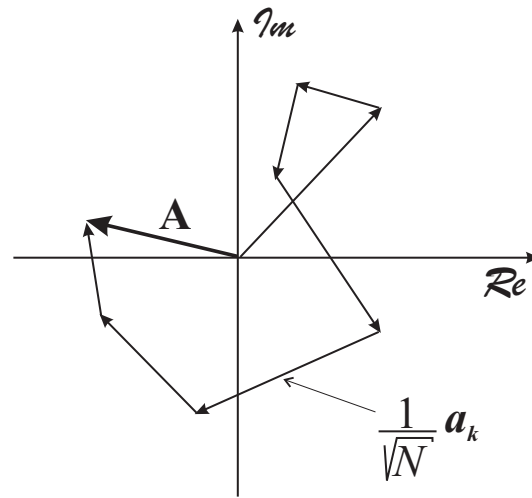


FIG. IV.2 - Représentation de la somme des différentes contributions élémentaires dans le plan complexe.

IV.A.1.1 Statistique au premier ordre

Dans ce paragraphe nous dérivons des hypothèses précédentes les propriétés statistiques au premier ordre (c'est-à-dire en un seul point) d'une figure de tavelures. Les valeurs moyennes sont prises sur un ensemble statistique de diffuseurs de propriétés macroscopiques identiques. Nous notons $A^{(r)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \cos \Phi_k$ et $A^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| \sin \Phi_k$ respectivement les parties réelle et imaginaire de l'amplitude complexe A . On obtient alors par un calcul évident

$$\langle A^{(r)} \rangle = \langle A^{(i)} \rangle = 0 \quad (\text{IV.2})$$

$$\langle [A^{(r)}]^2 \rangle = \langle [A^{(i)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (\text{IV.3})$$

$$\langle A^{(r)} A^{(i)} \rangle = 0 \quad (\text{IV.4})$$

Les parties réelle et imaginaire de l'amplitude sont donc de valeur moyenne nulle, de même variance et non corrélées entre elles. Si le nombre N des contributions élémentaires est très grand, le théorème de la limite centrale s'applique, c'est-à-dire que $A^{(r)}$ et $A^{(i)}$ sont asymptotiquement des variables aléatoires gaussiennes. Leur loi de probabilité conjointe

vaut alors

$$p_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{[A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{IV.5})$$

$$\text{où } \sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2}$$

A partir de là, un simple changement de variables nous conduit à la loi de probabilité en intensité⁴ I et phase θ du champ diffusé :

$$p_{I,\theta}(I, \theta) = p_{r,i}(\sqrt{I} \cos \theta, \sqrt{I} \sin \theta) \|J\| \quad (\text{IV.6})$$

$$\text{où } \|J\| = \left\| \begin{array}{cc} \frac{\partial A^{(r)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(r)}}{\partial \theta} \\ \frac{\partial A^{(i)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(i)}}{\partial \theta} \end{array} \right\|$$

Le jacobien $\|J\|$ de la transformation se calcule aisément, et on obtient finalement

$$p_{I,\theta}(I, \theta) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\sigma^2} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}} & \text{si } \begin{cases} I \geq 0 \\ \theta \in]-\pi, \pi] \end{cases} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

Les lois de probabilité marginales pour I et θ s'obtiennent alors en intégrant respectivement sur θ et I :

$$\begin{aligned} p_I(I) &= \int_{-\pi}^{+\pi} p_{I,\theta}(I, \theta) d\theta \\ &= \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}} & \text{si } I \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

$$\begin{aligned} p_\theta(\theta) &= \int_0^{+\infty} p_{I,\theta}(I, \theta) dI \\ &= \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & \text{si } \theta \in]-\pi, \pi] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

On trouve donc, conformément à l'intuition, une distribution de probabilité uniforme pour la phase du champ diffusé, et une loi gaussienne pour l'intensité lumineuse. On peut encore calculer la valeur moyenne et la variance de l'intensité :

$$\langle I \rangle = 2\sigma^2 \quad (\text{IV.10})$$

$$\langle I^2 \rangle = 2(2\sigma^2)^2 \quad (\text{IV.11})$$

4. Nous définissons l'intensité dans ce chapitre par la relation $I = |A|^2$.

On trouve donc $\sigma_I = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} = \langle I \rangle$. Le contraste, défini comme $C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$, vaut alors toujours 1. La figure IV.3 représente une figure de tavelures simulée numériquement selon la méthode décrite dans la réf. [143].

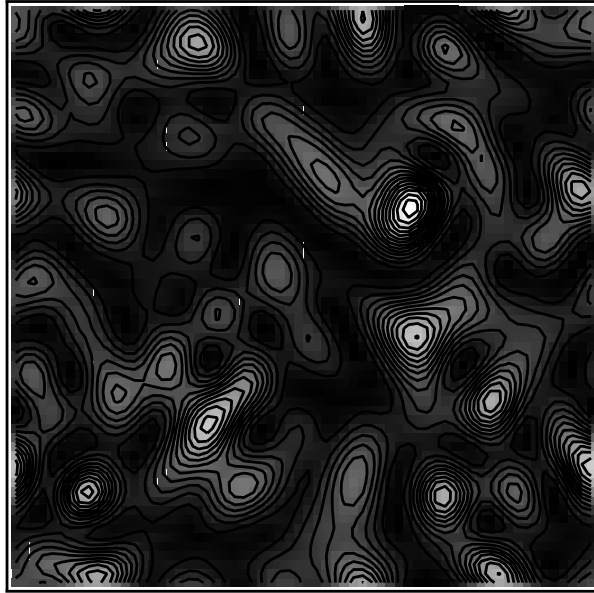


FIG. IV.3 - *Figure de tavelures créée numériquement selon la procédure exposée dans la réf. [143].*

Tous ces résultats théoriques ont été testés expérimentalement. La meilleure vérification est celle de McKechnie [144] qui a réalisé 23000 mesures d'intensité et obtient un excellent accord avec ces prédictions.

IV.A.1.2 Statistique au deuxième ordre

Le paragraphe précédent nous a permis de connaître la statistique d'un champ de tavelures mesuré en un point. Si ces données nous renseignent sur les fluctuations d'intensité du champ, il nous manque encore une information qui est pour nous majeure : la taille caractéristique de sa structure spatiale. Cette taille caractéristique est donnée par exemple par la largeur de la fonction d'auto-corrélation de l'intensité⁵. Nous nous contenterons ici de calculer cette fonction d'auto-corrélation de l'intensité et ne dériverons pas la loi de probabilité complète de I et θ au deuxième ordre.

5. On peut imaginer d'autres manières d'obtenir la même information : la distance moyenne entre deux maxima d'intensité voisins, par exemple, fournit une taille caractéristique du même ordre de grandeur.

La fonction d'auto-corrélation de I dans un plan transverse de cote z donnée s'écrit

$$C_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle \quad (\text{IV.12})$$

où la moyenne est prise sur un ensemble statistique de figures de mêmes caractéristiques macroscopiques. La figure IV.4 représente l'allure typique d'une fonction d'auto-corrélation de l'intensité.

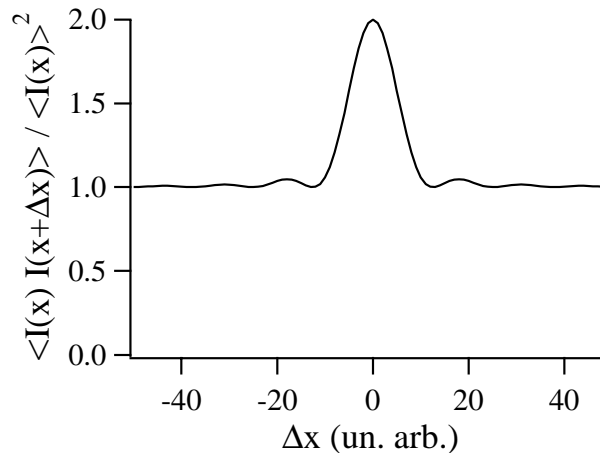


FIG. IV.4 - Allure d'une fonction d'auto-corrélation de l'intensité lumineuse. Nous définissons d comme la largeur de cette fonction à $1/e$ du pic.

On peut aussi définir la fonction d'auto-corrélation de l'amplitude complexe :

$$C_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle A(x_1, y_1) A^*(x_2, y_2) \rangle$$

Or, pour des variables aléatoires gaussiennes complexes Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 , on peut écrire [145]

$$\langle Z_1^* Z_2^* Z_3 Z_4 \rangle = \langle Z_1^* Z_3 \rangle \langle Z_2^* Z_4 \rangle + \langle Z_1^* Z_4 \rangle \langle Z_2^* Z_3 \rangle$$

ce qui, appliqué à l'amplitude complexe diffusée, conduit à

$$C_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle + |C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 \quad (\text{IV.13})$$

Notons $\alpha(\xi, \eta)$ l'amplitude complexe du champ lumineux en (ξ, η) , juste après la traversée du diffuseur, et $C_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2)$ la fonction d'auto-corrélation de ce champ⁶. Alors

6. La largeur de cette fonction d'autocorrélation n'est pas directement la taille caractéristique des aspérités sur le diffuseur, mais lui est liée. Le lien entre ces deux grandeurs est cependant complexe [141].

la formule de Kirchhoff écrite dans l'approximation de Fresnel (voir l'éq. III.3 p. 139) s'écrit

$$A(x, y) = \frac{e^{ik_L z}}{iz\lambda_L} \iint_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\xi, \eta) \exp\left(\frac{ik_L}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]\right) d\xi d\eta$$

On peut alors écrire la fonction d'auto-corrélation de l'amplitude $C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)$, ou plutôt son module $|C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|$ puisque nous n'avons pas besoin d'en connaître la phase :

$$\begin{aligned} |C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| &= \frac{1}{z^2 \lambda_L^2} \\ &\times \left| \iiint_{-\infty}^{+\infty} C_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \exp\left[\frac{ik_L}{2z} (\xi_1^2 - \xi_2^2 + \eta_1^2 - \eta_2^2)\right] \right. \\ &\times \exp\left[-\frac{ik_L}{z} (x_1 \xi_1 + y_1 \eta_1 - x_2 \xi_2 - y_2 \eta_2)\right] d\xi_1 d\eta_1 d\xi_2 d\eta_2 \left. \right| \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

Il est clair que cette équation ne peut se résoudre telle quelle. Nous commencerons donc par considérer le cas où la structure spatiale du diffuseur est infiniment fine⁷, puis nous prendrons en compte la taille finie des aspérités sur le diffuseur.

2.a Diffuseur de structure infiniment fine. Dans cette approximation, on peut écrire

$$C_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \simeq \kappa \alpha_0(\xi_1, \eta_1) \alpha_0^*(\xi_2, \eta_2) \delta(\xi_1 - \xi_2, \eta_1 - \eta_2)$$

où κ est un facteur de proportionnalité, δ est la fonction de Dirac à deux dimensions et α_0 est l'amplitude du champ lumineux incident sur le diffuseur. On peut alors simplifier l'équation IV.14 :

$$\begin{aligned} |C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| &= \frac{\kappa}{z^2 \lambda_L^2} \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} |\alpha_0(\xi, \eta)|^2 \right. \\ &\times \exp\left[-\frac{ik_L}{z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)\right] d\xi d\eta \left. \right| \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

On a noté $\Delta x = x_1 - x_2$ et $\Delta y = y_1 - y_2$. On remarque d'une part que la fonction d'auto-corrélation de l'amplitude ne dépend plus que de Δx et Δy , et d'autre part qu'elle est proportionnelle à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité incidente.

⁷ Ceci signifie en pratique que cette structure est si fine qu'une lentille de la taille de la région d'observation ne suffirait pas à la résoudre.

Dans le cas d'un faisceau incident gaussien de taille $w_0 = 2r_0$, on a $|\alpha_0(\xi, \eta)|^2 = I_0 \exp -\frac{\xi^2 + \eta^2}{2r_0^2}$. Un calcul sans difficulté conduit alors à

$$C_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \exp \left(-\frac{r_0^2 k_L^2}{z^2} [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2] \right) \right] \quad (\text{IV.16})$$

où l'on a utilisé le fait que $C_A(x, y; x, y) = \langle I(x, y) \rangle$.

Sur l'équation IV.16, la largeur d de la fonction d'auto-corrélation de l'intensité est évidente : à une distance z du diffuseur éclairé par une onde gaussienne de taille w_0 , on a

$$d = \frac{4z}{w_0 k_L} \quad (\text{IV.17})$$

Nous avons choisi de définir d comme la largeur à $1/e$ de la fonction d'auto-corrélation⁸. Les grains de tavelures sont donc d'autant plus petits que le faisceau incident est large et d'autant plus grands qu'on les observe loin du diffuseur.

2.b Effet de la structure du diffuseur. La validité de l'équation IV.17 est évidemment problématique à petite distance ; pour une analyse plus fine, on doit prendre en compte la taille finie des aspérités sur le diffuseur. Toujours sans nous intéresser à la structure précise du diffuseur lui-même, nous la prenons en compte dans la fonction d'auto-corrélation du champ juste après diffusion, en écrivant

$$C_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \simeq \kappa \alpha_0(\xi_1, \eta_1) \alpha_0^*(\xi_2, \eta_2) \mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta) \quad (\text{IV.18})$$

La fonction $\mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta)$ est appelée *facteur de cohérence complexe* et ne dépend que de $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_2$ et de $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$. On note sa largeur typique d_α . On peut simplifier l'équation IV.18 en remarquant que la structure transverse du faisceau incident est en général très grande par rapport à celle du diffuseur. Par conséquent, on utilisera dans la suite l'expression approchée

$$C_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \simeq \kappa |\alpha_0(\xi_1, \eta_1)|^2 \mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta)$$

En écrivant que

$$\begin{cases} x_1 \xi_1 + y_1 \eta_1 - x_2 \xi_2 - y_2 \eta_2 = \Delta x \xi_1 + \Delta y \eta_1 + x_2 \Delta\xi + y_2 \Delta\eta \\ \xi_1^2 + \eta_1^2 - \xi_2^2 - \eta_2^2 = -\Delta\xi^2 - \Delta\eta^2 + 2\xi_1 \Delta\xi + 2\eta_1 \Delta\eta \end{cases}$$

8. On pourrait définir d comme une demi-largeur, mais elle ne serait pas directement comparable à λ_L dans le cas des réseaux lin \perp lin tridimensionnels, où les puits de potentiels sont distants de $\lambda_L/2$ environ.

l'équation IV.14 p. 194 se réécrit

$$|C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| = \frac{\kappa}{z^2 \lambda_L^2} \times \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta) \exp \left[\frac{-ik_L}{z} \left(\frac{\Delta\xi^2 + \Delta\eta^2}{2} + (x_2 \Delta\xi + y_2 \Delta\eta) \right) \right] \right. \\ \left. \times \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} |\alpha_0(\xi_1, \eta_1)|^2 \exp \left[\frac{ik_L}{z} (\xi_1 (\Delta\xi - \Delta x) + \eta_1 (\Delta\eta - \Delta y)) \right] d\xi_1 d\eta_1 \right] d\Delta\xi d\Delta\eta \right|$$

Si nous supposons cette fois encore que l'onde incidente est de profil gaussien de taille $w_0 = 2r_0$, on peut intégrer sur ξ_1 et η_1 et on obtient une expression qu'il ne reste plus qu'à intégrer sur $\Delta\xi$ et $\Delta\eta$:

$$|C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| = \frac{\kappa I_0 2\pi r_0^2}{z^2 \lambda_L^2} \times \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta) \exp \left[\frac{-ik_L}{z} \left(\frac{\Delta\xi^2 + \Delta\eta^2}{2} + (x_2 \Delta\xi + y_2 \Delta\eta) \right) \right] \right. \\ \left. \times \exp \left[-\frac{k_L^2 r_0^2}{2z^2} ([\Delta\xi - \Delta x]^2 + [\Delta\eta - \Delta y]^2) \right] d\Delta\xi d\Delta\eta \right| \quad (\text{IV.19})$$

On peut d'ores et déjà déterminer la taille asymptotique des grains de tavelure dans les deux cas limites :

1. Si z est grand, et plus précisément si

$$\begin{cases} z \gg \frac{d_\alpha^2}{\lambda_L} \\ z \gg \frac{d_\alpha w_0}{\lambda_L} \end{cases}$$

alors les exponentielles de l'équation IV.19 se simplifient et on arrive à

$$|C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| = \frac{\kappa I_0 2\pi r_0^2}{z^2 \lambda_L^2} \overbrace{\exp \left[-\frac{k_L^2 r_0^2}{2z^2} (\Delta x^2 + \Delta y^2) \right]}^{\text{fonction étroite en } (\Delta x, \Delta y)} \\ \times \underbrace{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta) \exp \left[\frac{-ik_L}{z} (x_2 \Delta\xi + y_2 \Delta\eta) \right] d\Delta\xi d\Delta\eta \right|}_{\text{fonction large en } (x_2, y_2)}$$

On remarque donc qu'à grande distance, la taille de la structure spatiale au niveau du diffuseur intervient sur une "enveloppe" large et pas sur la taille des tavelures, qui

reste égale à $d = 4z / (w_0 k_L)$. Conformément à ce que l'on connaît des transformées de Fourier, une fonction large (le faisceau incident) a une T.F. étroite tandis qu'une fonction étroite (la structure des grains du diffuseur) a une T.F. large.

2. Si au contraire⁹ $z \rightarrow 0$, alors la dernière exponentielle de l'équation IV.19 se comporte pratiquement comme une fonction δ . On obtient alors, à des facteurs numériques près,

$$|C_A(x_1, y_1; x_2, y_2)| \simeq |\mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta)|$$

ce qui conduit à $d = 2d_\alpha$.

Pour avoir une idée plus précise du comportement de d entre ces deux limites, il faudrait connaître la forme de la fonction $\mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta)$, ce qui est difficile expérimentalement. Afin d'avoir tout de même une idée, même qualitative, de l'évolution de d avec z dans la zone intermédiaire, nous menons les calculs en supposant que $\mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta)$ est une gaussienne de demi-largeur d_α à $1/\sqrt{e}$:

$$\mu_\alpha(\Delta\xi, \Delta\eta) = \exp\left(-\frac{\Delta\xi^2 + \Delta\eta^2}{2d_\alpha^2}\right)$$

Après un calcul simple mais relativement fastidieux, on trouve que la taille d des grains de tavelure vaut

$$d(z) = 2\sqrt{d_\alpha^2 + \frac{4z^2}{w_0^2 k_L^2}} \quad (\text{IV.20})$$

Cette expression est satisfaisante car on retrouve bien les valeurs asymptotiques annoncées. On a représenté sur la figure IV.5 la fonction $d(z)$ en fonction de z . Bien sûr, avec une autre forme pour le facteur de cohérence μ_α la portion de courbe située entre les deux valeurs asymptotiques serait différente.

IV.A.2 Taille des tavelures dans la direction longitudinale

Pour caractériser le milieu dans lequel évoluent les atomes, il est également nécessaire d'étudier les caractéristiques d'une figure de tavelures dans la direction de propagation du faisceau incident. Bien sûr, la phase du faisceau varie à petite échelle avec la période λ_L . Mais elle a aussi, comme l'intensité, des variations sur une plus grande distance.

⁹ On se place cependant toujours dans le cas où z est grande devant la profondeur des aspérités, sans quoi on doit prendre en compte le détail du processus de diffusion [146].

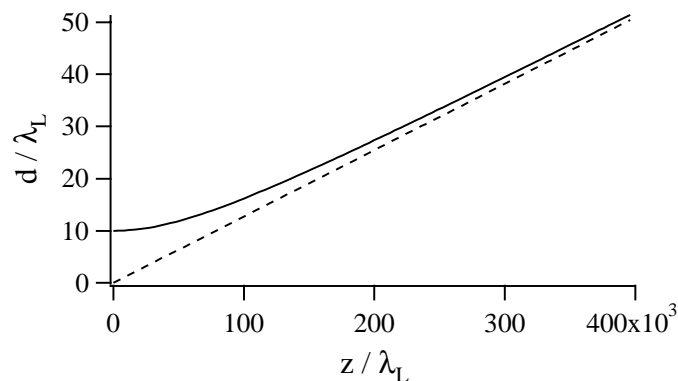


FIG. IV.5 - Variation de la taille caractéristique d des tavelures dans le plan transverse en fonction de la distance z du plan d'observation au diffuseur. On a supposé que l'éclairage incident et la fonction d'auto-corrélation du champ lumineux au niveau du diffuseur sont de forme gaussienne et de tailles respectives $5000\lambda_L$ et $10\lambda_L$.

Pour déterminer ce que vaut cette distance, on peut bien sûr calculer la fonction d'auto-corrélation de l'intensité dans cette direction, de même que nous venons de le faire dans le plan transverse. Mais l'on peut éviter ce calcul fort long en remarquant simplement sur l'équation III.3 p. 139 que si l'échelle caractéristique de variation du champ dans le plan transverse est d , alors la taille caractéristique d_z correspondante le long de l'axe z est de l'ordre de

$$d_z \sim \frac{d^2}{\lambda_L} \quad (\text{IV.21})$$

IV.B La configuration utilisée

La structure que nous étudions dans ce chapitre est engendrée d'une manière très similaire au réseau Talbot du chapitre III : le champ lumineux résulte de l'interférence entre deux faisceaux contrapropageants, de polarisations linéaires orthogonales, l'un d'eux traversant le diffuseur qui crée les tavelures. Nous nous intéressons dans un premier temps au diffuseur et à ses caractéristiques, puis nous étudierons qualitativement les caractéristiques du potentiel lumineux dans lequel évoluent les atomes.

IV.B.1 Caractéristiques de l'onde tavelée

Dans ce paragraphe, nous présentons le diffuseur utilisé dans l'expérience et essayons de déterminer avec une précision acceptable les caractéristiques du champ lumineux diffracté par cette structure. Le diffuseur utilisé¹⁰ est l'hologramme d'une figure de tavelures. L'intérêt de ce genre d'objets réside dans la faible ouverture de son cône de diffraction, ce qui limite les pertes énergétiques. Cette caractéristique est obtenue lors de l'enregistrement de l'hologramme, en diaphragmant le faisceau qui transporte l'information sur la figure de tavelures. Lorsque l'on reconstitue le front d'onde en éclairant l'hologramme, le champ lumineux possède alors le même cône de diffraction que le faisceau original. L'hologramme que nous avons utilisé avait un cône de diffraction d'ouverture 3° . Nous avons également vérifié que la polarisation du faisceau diffracté ne diffère pas notablement de celle du faisceau incident.

Nous rappelons simplement maintenant les propriétés du champ de tavelures discutées dans la section IV.A :

1. Le champ lumineux diffracté par un diffuseur se présente comme un ensemble de grains de lumière répartis aléatoirement dans l'espace. De plus, si leur taille moyenne dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation z des faisceaux est d , alors le long de z les grains s'étendent en moyenne sur une distance $d_z = d^2/\lambda_L$. Comme nos expériences sont toujours effectuées dans le régime où $d \gg \lambda_L$, on obtient des grains de forme allongée, et ce d'autant plus que leur taille transverse est grande.
2. La phase du champ lumineux dans un plan transverse est uniformément distribuée sur $]-\pi, \pi]$.
3. L'intensité et la phase ne sont pas corrélées entre elles, même si elles ont des échelles de variation spatiale analogues.

Avant d'étudier, au prochain paragraphe, le potentiel lumineux dans lequel évoluent les atomes, il nous reste à déterminer la taille d des grains de lumière en fonction des paramètres expérimentaux. Nous avons vu dans la section IV.A qu'en champ lointain le champ de tavelures engendré par un faisceau gaussien de diamètre w_0 , transmis à travers un diffuseur placé à une distance z du plan d'observation, est constitué de grains de taille caractéristique $d = 4z/(w_0 k_L)$. Mais cette expression n'est valide que dans le régime de champ lointain, c'est-à-dire pour $z \gg \frac{d_0}{\lambda_L} w_0$. Or dans notre expérience le diamètre du

10. Un diffuseur holographique du même type a été utilisé par Denis Boiron pour y piéger des atomes dans une figure de tavelures à grand désaccord [128].

faisceau incident est de 6 mm environ, et nous avons placé le diffuseur à une distance du piège magnéto-optique variant de 3 à 14 cm. La taille d_α des grains sur le diffuseur est estimée à $5 \lambda_L$, comme nous le montrons ci-dessous. Nous ne sommes donc pas toujours dans l'approximation du champ lointain. Bien entendu, l'expression de la taille typique des grains est plus complexe dans la zone de champ proche, et surtout, comme nous l'avons vu dans la section IV.A, elle dépend de la forme de la fonction d'auto-corrélation du champ au niveau du diffuseur. On connaît donc avec certitude la valeur asymptotique de d à grande distance, $d = 4z / (w_0 k_L)$, et éventuellement celle à petite distance, $2d_\alpha$. Or les paramètres utilisés dans notre expérience nous placent dans la zone intermédiaire.

L'alternative pour nous consiste donc à déterminer la taille des rugosités du diffuseur et la loi de variation de d en fonction de la distance en champ intermédiaire, ou bien à mesurer expérimentalement cette taille pour plusieurs distances z et à extrapoler la courbe obtenue aux valeurs de z utilisées pour nos mesures. La seconde méthode s'est finalement avérée à la fois plus fiable et plus simple à mettre en œuvre, même si nous avons dû essayer plusieurs techniques avant d'obtenir des résultats satisfaisants. Nous avons tout d'abord pris des clichés photographiques des figures de tavelures à différentes distances du diffuseur, en utilisant des pellicules peu sensibles et donc de "grain" le plus petit possible. Cette méthode s'est avérée peu convaincante à cause de la non-linéarité de la réponse de la pellicule photographique. Nous avons ensuite envisagé d'agrandir la figure de tavelures à l'aide d'un système optique de grandissement connu, et d'en prendre l'image avec une caméra CCD, qui a une réponse linéaire en intensité. L'inconvénient de cette méthode est qu'on doit être sûr d'une part que l'ouverture numérique de l'objectif est suffisante pour ne pas augmenter artificiellement la taille des grains, et d'autre part que l'on place le capteur CCD à l'image géométrique du plan voulu. Or il nous fallait utiliser un grandissement relativement important pour que la correction due à la taille du pixel soit négligeable. Finalement, la méthode de mesure retenue a consisté à prendre une image de la figure de tavelures telle quelle à l'aide d'une caméra CCD¹¹. L'image numérique de l'intensité est alors analysée : on calcule numériquement la fonction d'auto-corrélation de l'intensité et on mesure sa largeur en y ajustant une gaussienne.

La figure IV.6 montre les résultats obtenus pour le diffuseur utilisé dans l'expérience. On retrouve bien, comme sur la figure IV.5, la tangente horizontale en $z \rightarrow 0$ et l'asymptote $d = 4z / (w_0 k_L)$ en $z \rightarrow +\infty$. Il faut cependant prendre garde au fait que ces données ne sont pas corrigées de l'effet de la taille du pixel du capteur CCD ; pour cette raison nous notons $d^{(\text{NC})}$ la valeur brute obtenue avant correction. Pour corriger les données,

11. La taille des pixels étant de $8.3 \mu\text{m}$, donc pas négligeable devant les tailles mesurées, il faudra bien sûr corriger le résultat obtenu.

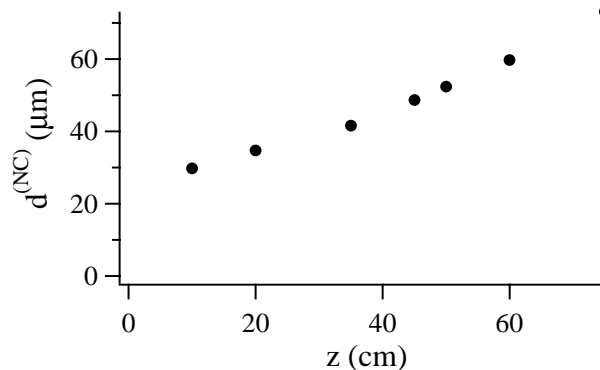


FIG. IV.6 - Variation de la taille caractéristique $d^{(\text{NC})}$ des tavelures dans le plan transverse en fonction de la distance z du plan d'observation au diffuseur, mesurée avec un laser He-Ne et une caméra CCD. La largeur obtenue n'est pas corrigée de l'effet de la taille finie du pixel du capteur, qui vaut $8.3 \mu\text{m}$, d'où la notation. On retrouve sur cette courbe la même variation que sur la courbe théorique de la figure IV.5.

il est plus commode de tracer $d(z)^2$ en fonction de z^2 , car alors le carré de la largeur totale — au moins dans le cas de gaussiennes — est la somme du carré des largeurs correspondant aux différentes contributions. On a représenté cette courbe sur la figure IV.7. La courbe théorique correspondant à l'éq. IV.20 p. 197 est représentée en pointillés (avec $w_0 = 5.5 \text{ mm}$ qui est la taille estimée du faisceau utilisé pour effectuer les mesures). Notons que nous avons effectué ces mesures avec un laser Hélium-Néon ; il nous faut donc utiliser dans les formules la longueur d'onde de ce laser, soit $\lambda \simeq 633 \text{ nm}$.

L'accord entre les deux courbes est satisfaisant (la différence des deux pentes, de l'ordre de 30 %, peut être due à une estimation légèrement incorrecte des paramètres du faisceau de mesure, mais il est également possible que la fonction d'auto-corrélation du champ au niveau du diffuseur ne soit pas gaussienne), et on trouve à l'aide de l'ordonnée à l'origine la valeur non corrigée de d_α , que l'on note $d_\alpha^{(\text{NC})}$: elle vaut $14.1 \mu\text{m}$. Il est donc clair que l'essentiel de cette taille provient de l'élargissement dû à la caméra : une correction précise est donc déterminante si l'on désire obtenir un résultat correct¹². En effet, selon la valeur de d_α , la taille des grains varie de façon assez différente dans la plage de distances explorées expérimentalement. On a représenté sur la figure IV.8 deux courbes théoriques de $d(z)$ en fonction de z , pour deux corrections proches sur d_α , de $(13 \mu\text{m})^2$ et $(10 \mu\text{m})^2$ respectivement : les deux courbes diffèrent assez sensiblement.

12. Par exemple, si l'on retire $(10 \mu\text{m})^2$ à $d_\alpha^{(\text{NC}) 2}$, on obtient $d_\alpha = 9.8 \mu\text{m}$. Mais si on lui retire $(13 \mu\text{m})^2$, alors on n'obtient plus que $d_\alpha = 5.2 \mu\text{m}$.

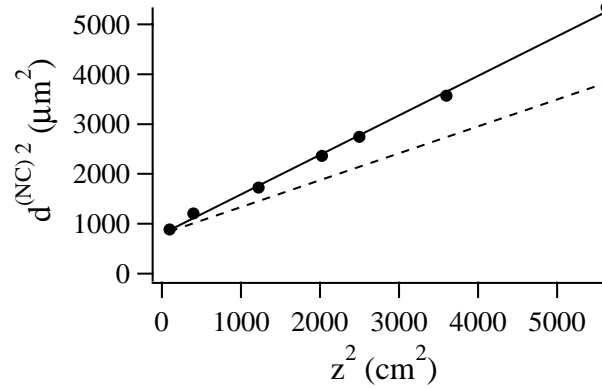


FIG. IV.7 - Variation de la taille caractéristique des tavelures au carré en fonction de la distance au carré z^2 du plan d'observation au diffuseur. Les cercles représentent les mesures expérimentales, ajustées par une droite (trait plein). Le trait pointillé représente la valeur théorique fournie par l'équation IV.20, avec les paramètres correspondant aux mesures effectuées. Les pentes des droites diffèrent de 30 %.

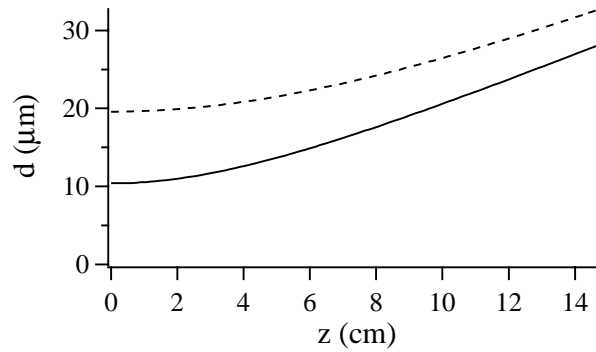


FIG. IV.8 - Variation de la taille caractéristique des tavelures en fonction de la distance z du plan d'observation au diffuseur. Le trait plein représente la taille obtenue à partir des paramètres w_0 et λ_L de la mesure pour une correction de la taille du pixel de 13 μm , tandis que la courbe pointillée correspond à une correction de 10 μm . On visualise bien l'importance d'une correction précise.

Afin de déterminer cette correction expérimentalement, nous avons enregistré et analysé des images de l'intensité lumineuse au niveau du diffuseur pour plusieurs grandissements allant de 1 à 5 : les résultats sont représentés sur la figure IV.9. Nous avons tracé la taille mesurée (c'est-à-dire non corrigée du grandissement ni de la taille du pixel) au carré, $d_\alpha^{(\text{mes})2}$, en fonction du grandissement au carré g^2 , puisque l'on attend une variation de la forme

$$d_\alpha^{(\text{mes})2} = d_\alpha^2 g^2 + \sigma_{\text{corr}}^2$$

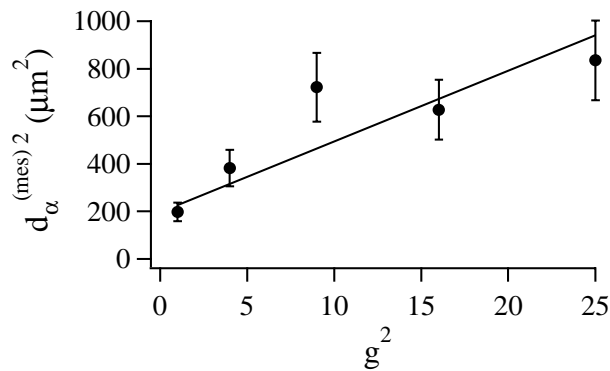


FIG. IV.9 - Taille caractéristique des tavelures au carré sur le diffuseur, $d_\alpha^{(\text{mes})2}$, mesurée avec la caméra CCD munie d'un système optique de grandissement g , en fonction de ce grandissement au carré, g^2 . On ajuste aux points expérimentaux une droite dont l'ordonnée à l'origine fournit la correction géométrique σ_{corr}^2 et la pente, la valeur corrigée de la taille des tavelures au niveau du diffuseur d_α^2 .

Les points se placent effectivement sur une droite dont les coefficients donnent accès à la valeur de la correction due à la discrétisation de l'image σ_{corr}^2 et surtout à la valeur réelle de d_α^2 . On trouve

$$\sigma_{\text{corr}} \simeq 14 \mu\text{m} \quad (\text{IV.22})$$

$$d_\alpha \simeq 5.5 \mu\text{m} \quad (\text{IV.23})$$

Nous ferons dans la suite l'approximation que la valeur de d_α est la même à $\lambda_L = 852 \text{ nm}$, bien qu'elle ait été obtenue avec une lumière issue d'un laser He-Ne, donc de longueur d'onde 633 nm .

IV.B.2 Le potentiel lumineux

Le champ lumineux qui résulte de l'interférence du champ de tavelures étudié précédemment avec l'onde plane contrapropageante est constitué de grains de forte intensité, mais où la polarisation est quelconque et varie d'un site à l'autre. La polarisation de la lumière au fond d'un puits de potentiel est donc en général elliptique quelconque. Nous étudions maintenant séparément les caractéristiques du potentiel lumineux dans les directions transverses et dans la direction longitudinale.

IV.B.2.1 Le potentiel lumineux dans le plan transverse

Dans le plan transverse, la modulation de l'intensité et de la phase de l'onde tavelée conduisent à une modulation de l'intensité et de la polarisation du champ lumineux total. La modulation du potentiel lumineux qui en résulte est donc liée autant à la variation de l'intensité lumineuse qu'à la modulation de polarisation. Ceci constitue une différence majeure avec la configuration modèle 1D lin \perp lin, où l'intensité lumineuse totale est uniforme. En particulier, un gradient d'intensité favorise un *refroidissement local*¹³ dans les puits où une polarisation circulaire est majoritaire : en effet, si les deux niveaux sont déplacés de façon maximale là où l'intensité est maximale, ils ne sont pas déplacés de manière équivalente à cause de coefficients de Clebsch-Gordan différents (voir leurs valeurs sur la fig. I.1 p. 16 pour la transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$). Notons cependant que la présence de l'autre composante de polarisation est indispensable pour avoir des transitions entre courbes de potentiel et donc un refroidissement Sisyphe. La figure IV.10 montre un exemple de puits où un tel refroidissement local est favorisé. Il semblerait donc que, toutes choses étant égales par ailleurs, les puits de polarisation circulaire soient favorisés par rapport aux puits de polarisation linéaire¹⁴ puisqu'un mécanisme de refroidissement supplémentaire y est possible¹⁵. L'indépendance statistique de l'intensité et de la phase du champ de tavelures a une autre conséquence : il existe des forces de *pression de radiation*

13. Pour une transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$, nous avons vu au chapitre I que la configuration 1D lin \perp lin ne permet pas de refroidissement local puisque les modulations de potentiel de chacun des niveaux sont en opposition de phase : un changement de niveau entraîne donc inévitablement un changement de puits. La configuration présente rend possible un mécanisme Sisyphe local (voir fig. I.5 p. 30) même sur cette transition.

14. Pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$ les sous-niveaux Zeeman $|m_g = 1/2\rangle$ et $|m_g = -1/2\rangle$ subissent le même déplacement lumineux dans un champ polarisé linéairement.

15. Il faut noter que dans le cas de la transition expérimentale $F = 4 \rightarrow F' = 5$, un refroidissement local existe aussi dans la configuration 1D lin \perp lin, comme indiqué dans le paragraphe I.B.2.2 page 29. Cependant, les arguments que nous venons de présenter s'appliquent encore, même de façon moins tranchée.

locales, même au fond des puits de potentiel, et qui ne sont pas corrélées d'un puits à l'autre, même à intensité lumineuse et polarisation données, puisque le gradient de la polarisation y intervient.

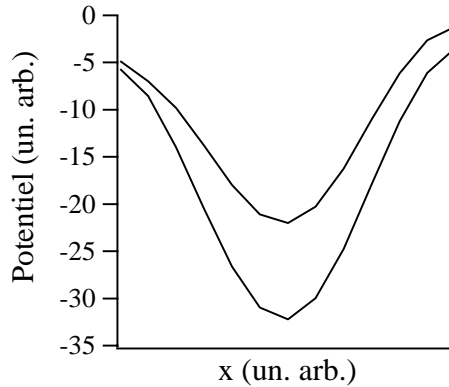


FIG. IV.10 - Coupe selon Ox du potentiel issu d'un réseau tavelé, dans un puits où un refroidissement local fonctionne. La modulation du potentiel provient essentiellement du gradient d'intensité, et la polarisation de la lumière y est assez proche d'une polarisation circulaire. Les deux courbes de potentiel correspondent aux deux sous-niveaux Zeeman $|g, m_g = \pm 1/2\rangle$ d'une transition atomique $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$.

Il apparaît donc clairement qu'à cause de cette absence de corrélation entre intensité et phase du champ de tavelures, il n'est pas du tout évident que les atomes se localisent systématiquement dans les puits les plus profonds. On peut visualiser ceci sur la figure IV.11 obtenue par Peter Horak [130] à partir d'un champ de tavelures créé numériquement, par simulation de type Monte-Carlo semi-classique dans le plan transverse, sur la transition $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$. La figure IV.11(a) montre l'intensité du champ lumineux résultant et le champ de forces de la pression de radiation, tandis qu'en (b) on voit la densité atomique, dans un plan parallèle à xOy et pour le même champ lumineux. La corrélation entre densité atomique et intensité lumineuse est très forte, cependant il existe des puits peu profonds et très peuplés, et *vice versa*.

Finalement, on déduit de ces considérations qu'un refroidissement de type Sisyphe doit être possible dans les directions transverses, même s'il est beaucoup plus difficile que pour un réseau périodique d'effectuer des prédictions quantitatives sur la dynamique atomique.

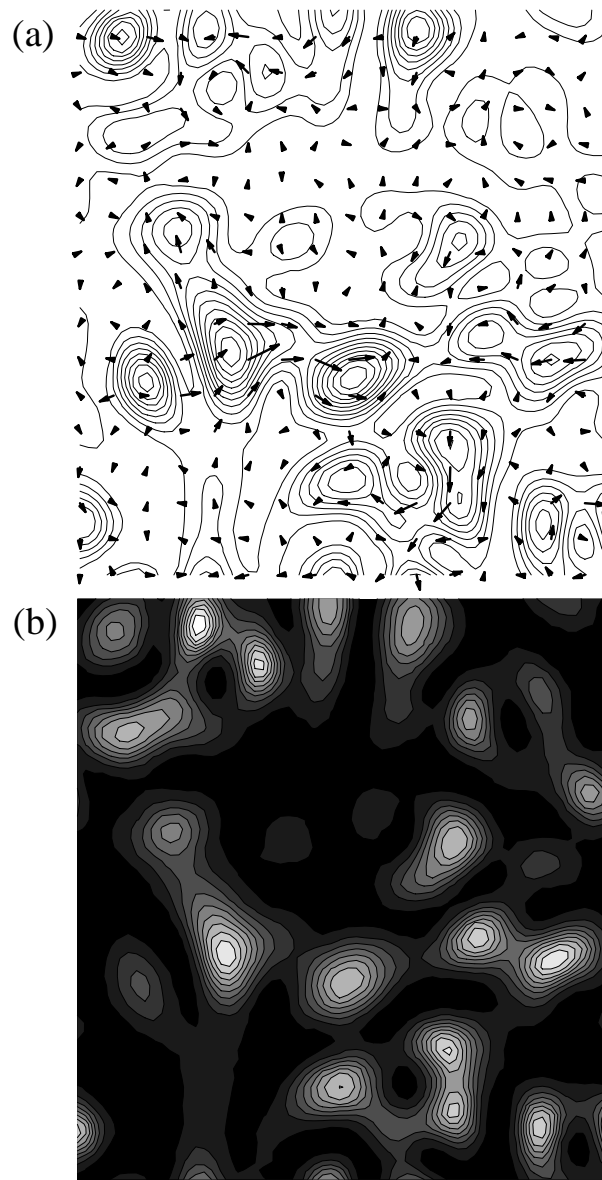


FIG. IV.11 - (a) Lignes d'iso-intensité d'une figure de tavelures dans le plan transverse et champ des forces de pression de radiation transverses associées. (b) Pour le même champ lumineux qu'en (a), densité atomique obtenue par simulation Monte-Carlo semi-classique pour un atome de transition $1/2 \rightarrow 3/2$. Les zones claires correspondent aux densités maximales.

IV.B.2.2 Le potentiel lumineux selon z

Dans la direction longitudinale, deux échelles de longueur sont à considérer : la longueur moyenne d'un grain d'intensité, qui vaut $d_z = d^2/\lambda_L$, et la longueur d'onde optique λ_L . En effet, si l'intensité et la phase de l'onde tavelée varient à grande échelle d_z , chacune des deux ondes voit en outre sa phase modulée de 2π sur une distance λ_L . Au sein d'un grain d'intensité, à une échelle petite devant d_z , on retrouve une modulation du potentiel lumineux et des taux de pompage optique assez voisins de ceux d'une configuration 1D lin \perp lin. La figure IV.12 montre une coupe unidimensionnelle selon Oz du potentiel lumineux sur une transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ à l'échelle de quelques λ_L (a) et à l'échelle de quelques d_z (b).

On s'attend donc à ce que la température dans cette direction soit similaire à celle habituellement mesurée. Cependant, il existe une différence majeure avec le cas du réseau périodique : de même que dans le plan transverse, le rôle de la pression de radiation n'est pas négligeable. En effet, les zones où l'intensité de l'onde tavelée équilibre bien celle de l'onde plane contrapropageante ne sont pas majoritaires. Il peut donc exister localement une pression de radiation importante, comme par exemple entre deux grains d'intensité, où l'atome n'est pratiquement soumis qu'à l'effet de l'onde plane. Au contraire, les grains d'intensité maximale correspondent à un excès d'intensité de l'onde tavelée ; par conséquent les atomes peuvent avoir tendance à fuir les puits de potentiel les plus profonds pour se localiser dans des zones de moindre pression de radiation.

Et tout comme dans le chapitre III, la situation est rendue plus complexe encore par l'influence de l'équilibrage expérimental entre les intensités des deux faisceaux sur ces phénomènes. La démarche que nous avons suivie en pratique est la suivante : connaissant l'ouverture du cône de diffraction du diffuseur, nous avons mesuré l'intensité des deux faisceaux avec un wattmètre afin que leur intensité moyenne soit équivalente au niveau du nuage atomique. Cela suppose bien sûr de recommencer cette opération chaque fois que nous déplaçons le diffuseur.

IV.C Etude de la dynamique atomique dans un réseau tavelé

Nous en venons maintenant à la partie centrale de ce chapitre : dans un premier temps nous dérivons d'un modèle semi-classique des lois simples pour la variation de la température et de la diffusion avec les paramètres : désaccord Δ , déplacement lumineux Δ' , taille

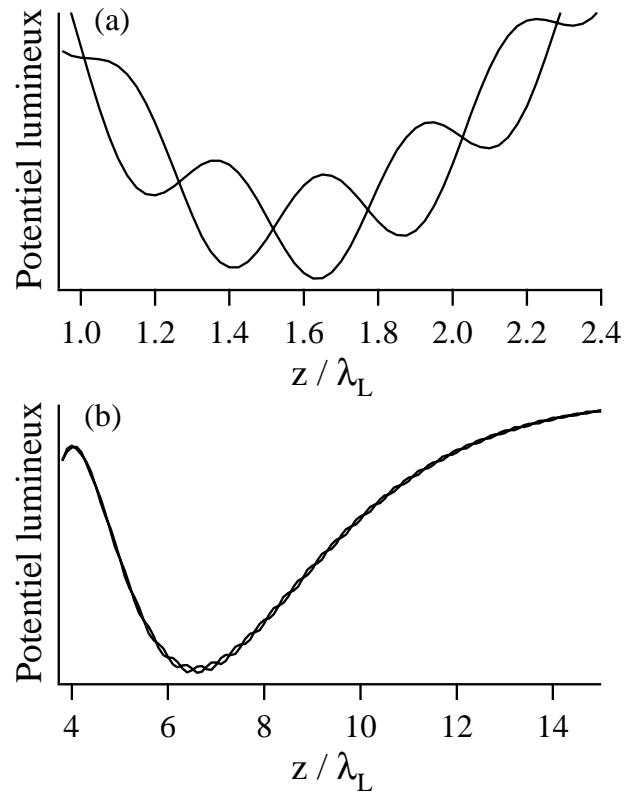


FIG. IV.12 - Coupe du potentiel lumineux dans un réseau tavelé selon Oz , pour un atome sur une transition $1/2 \rightarrow 3/2$, (a) à une échelle de l'ordre de λ_L (on retrouve bien une alternance de puits pour chacune des courbes, comme sur la figure I.2 p. 17), et (b) à une échelle de l'ordre de d_z , où on voit la modulation du potentiel à grande échelle. Pour mieux appréhender la nouvelle structure du potentiel la taille transverse des grains, $d = 2\lambda_L$, a été choisie sensiblement plus petite que dans l'expérience.

caractéristique transverse des tavelures d . Ensuite nous présentons les résultats de simulations numériques obtenus dans notre groupe par Peter Horak [130], et nous discutons leur accord avec les lois proposées. Enfin, dans un troisième paragraphe nous décrivons et commentons les résultats expérimentaux obtenus [147, 148].

IV.C.1 Modèle semi-classique

Dans ce paragraphe nous cherchons à obtenir des lois simples pour la variation de la température et de la diffusion dans un réseau optique de type lin \perp lin où la taille caractéristique des puits peut être différente de la longueur d'onde. Pour cela, nous généralisons le modèle développé pour un réseau 1D lin \perp lin par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji dans leur célèbre article de 1989 [2].

IV.C.1.1 Variation de la température

Nous avons vu dans la section IV.B.2 que les propriétés du réseau tavelé dans la direction longitudinale sont assez proches de celles du réseau périodique 1D lin \perp lin : le potentiel optique est modulé dans cette direction à une échelle λ_L , avec en outre une modulation à grande échelle $d_z = d^2/\lambda_L$. Par conséquent, on attend une température longitudinale de l'ordre de quelques μK à quelques dizaines de μK , et qui varie qualitativement selon la loi (voir le § I.14 p. 21)

$$k_B T_z \sim -\hbar \Delta' \quad (\text{IV.24})$$

Bien sûr, cette estimation reste assez simpliste puisqu'on n'y prend pas en compte les spécificités de cette structure, liées par exemple à la pression de radiation qui n'est généralement pas nulle au fond des puits de potentiel.

Dans le plan transverse, en revanche, la taille caractéristique en jeu est d et non plus λ_L . On doit donc considérer pour estimer la température transverse T_\perp la loi "complète" dérivée qualitativement au chapitre III (éq. III.40 p. 174) :

$$k_B T_\perp \sim -\hbar \left[\Delta' + \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \frac{\Gamma'^2}{\Delta'} \right] \quad (\text{IV.25})$$

$$\sim -\hbar \Delta' \left[1 + \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.26})$$

Selon les valeurs relatives des deux longueurs d et λ_L et selon la valeur de $\Gamma'/\Delta' = \Gamma/\Delta$, l'un ou l'autre des deux termes du crochet de cette équation est prépondérant.

Notons que ce modèle ne prend en compte ni le refroidissement local qui entre en jeu pour des transitions de type $J \rightarrow J+1$ avec $J \geq 1$, ni le rôle de la pression de radiation qui dans les réseaux tavelés n'est en général pas nulle au fond des puits. En outre, ce modèle est unidimensionnel, ce qui n'est pas forcément réaliste. Enfin, il suppose implicitement que l'atome évolue en régime sautant, c'est-à-dire qu'il subit plusieurs cycles de pompage optique pendant une période d'oscillation. Comme la fréquence d'oscillation est de l'ordre de $(\lambda_L/d) \left(\sqrt{E_R |\Delta'|/\hbar} \right)$, on en déduit la condition

$$\begin{aligned} \hbar\Gamma'^2 &\gg \left(\frac{\lambda_L}{d} \right)^2 E_R |\Delta'| \\ \text{soit } \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 &\gg \frac{E_R}{\hbar |\Delta'|} \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

IV.C.1.2 Variation de la diffusion spatiale

Dans certaines conditions, la diffusion spatiale des atomes refroidis et piégés dans un réseau optique est bien modélisée par la marche aléatoire d'une particule brownienne de masse M dans un bain de particules de taille beaucoup plus petite. Cette marche aléatoire est caractérisée par deux grandeurs : d'une part, une force de friction $\mathbf{F}(\mathbf{v})$, qui rend compte de l'amortissement de la vitesse moyenne de la particule dans le "bain" ; et d'autre part, un coefficient de diffusion en impulsion $D_p(\mathbf{v})$ qui rend compte de son chauffage dû aux collisions aléatoires avec les particules du bain. Par souci de simplicité, nous nous limiterons au cas où la force de friction est linéaire en vitesse et le coefficient de diffusion en impulsion constant. En outre nous considérons un problème unidimensionnel. La diffusion d'une mélasse optique tridimensionnelle hors du régime linéaire a été étudiée théoriquement et expérimentalement dans la référence [9].

Dans ces conditions, la force de friction, de coefficient α , s'écrit $F(v) = -\alpha v$. Par suite, l'évolution du carré de la quantité de mouvement $\langle p^2 \rangle$ s'écrit

$$\frac{d\langle p^2 \rangle}{dt} = -\frac{2\alpha}{M} \langle p^2 \rangle + 2D_p \quad (\text{IV.28})$$

La particule brownienne atteint par conséquent un équilibre thermique avec le bain au bout d'un temps de l'ordre de M/α . A ce moment-là $\frac{d\langle p^2 \rangle}{dt} = 0$ et

$$M \langle v^2 \rangle = \frac{D_p}{\alpha} = k_B T \quad (\text{IV.29})$$

Cette équation est appelée relation fluctuations-dissipation.

On peut montrer [149] que le mouvement brownien est régi par une équation de Fokker-Planck-Kramers, c'est-à-dire que la distribution de densité dans l'espace des phases $f(x, p, t)$ satisfait à

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{M} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial p} \left(-F \left(\frac{p}{M} \right) f + D_p \left(\frac{p}{M} \right) \frac{\partial f}{\partial p} \right) \quad (\text{IV.30})$$

Dans notre cas, cette équation se réécrit

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{p}{M} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\alpha}{M} \left(f + p \frac{\partial f}{\partial p} \right) + D_p \frac{\partial^2 f}{\partial p^2} \quad (\text{IV.31})$$

On peut alors calculer simplement l'évolution temporelle de $\langle x^2 \rangle$, ce qui va nous permettre de déterminer le coefficient de diffusion spatiale des atomes :

$$\frac{\partial \langle x^2 \rangle}{\partial t} = \iint x^2 \frac{\partial f}{\partial t} dx dp$$

soit, en utilisant l'équation IV.31,

$$\frac{\partial \langle x^2 \rangle}{\partial t} = \frac{2}{M} \langle px \rangle$$

On doit donc auparavant résoudre l'équation différentielle sur $\langle px \rangle$, qui s'obtient de la même manière que celle sur $\langle x^2 \rangle$ et s'écrit

$$\frac{\partial \langle px \rangle}{\partial t} = -\frac{\alpha}{M} \langle px \rangle + \frac{1}{M} \langle p^2 \rangle$$

Nous avons besoin afin de résoudre cette équation de la valeur de $\langle p^2 \rangle$, qui s'obtient également en intégrant

$$\frac{\partial \langle p^2 \rangle}{\partial t} = -\frac{2\alpha}{M} \langle p^2 \rangle + 2D_p$$

Toutes ces équations se résolvent sans difficulté, et en notant $\langle x^2 \rangle(t=0) = \langle x^2 \rangle_0$ et de même, *mutatis mutandis*, pour les autres grandeurs, on parvient à :

$$\frac{\partial \langle x^2 \rangle}{\partial t} = \frac{2}{M} \left[e^{-\alpha t/M} \left(\langle px \rangle_0 + \frac{\langle p^2 \rangle_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t/M}) \right) + \frac{MD_p}{\alpha^2} (1 - e^{-\alpha t/M})^2 \right] \quad (\text{IV.32})$$

Le membre de droite de l'équation IV.32 est donc constitué de termes dépendant du temps qui s'amortissent exponentiellement en un temps de l'ordre de M/α , et d'un terme constant qui vaut $2D_p/\alpha^2$. Après un temps t long devant le temps d'amortissement M/α , on a donc

$$\frac{\partial \langle x^2 \rangle}{\partial t} \simeq 2 \frac{D_p}{\alpha^2}$$

Finalement, dans le régime où la force de friction est linéaire en v et le coefficient de diffusion en impulsion constant, on a donc une relation très simple entre ces grandeurs et le coefficient de diffusion spatial D_x :

$$D_x = \frac{D_p}{\alpha^2} \quad (\text{IV.33})$$

A partir de cette relation, nous pouvons alors estimer ce que vaut le coefficient de diffusion spatiale D_x dans les directions longitudinale et transverses dans la structure tavelée.

La relation IV.33 peut encore être écrite en utilisant $k_B T = D_p/\alpha$:

$$D_x = \frac{k_B T}{\alpha} \quad (\text{IV.34})$$

La variation de la température transverse en fonction des paramètres Δ , Δ' et d a été étudiée dans le paragraphe précédent. Quant au coefficient de friction transverse α , sa valeur est estimée à (voir l'éq. III.39 p. 174)

$$\alpha = -\eta \hbar k_L^2 \left(\frac{\lambda_L}{d} \right)^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (\text{IV.35})$$

où η est un nombre de l'ordre de 1 (il vaut 0.75 dans le cas d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$).

A partir de l'équation IV.34 nous obtenons l'expression des coefficients de diffusion spatiale selon z , D_z , et dans le plan transverse, D_\perp :

$$D_z \sim \frac{\Gamma'}{k_L^2} \quad (\text{IV.36})$$

$$D_\perp \sim \frac{\Gamma'}{\eta k_L^2} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.37})$$

Il nous reste encore à écrire explicitement sous quelles conditions le régime linéaire dans lequel nous nous sommes placés décrit correctement la dynamique des atomes. En fait, l'approche que nous avons suivie est valable à faible vitesse atomique, c'est-à-dire tant que le déplacement moyen d'un atome pendant un temps de pompage optique reste petit devant l'échelle caractéristique de longueur [2], ce qui s'écrit dans la direction transverse sous la forme $\tau_p \bar{v} \ll \lambda_L$, où $\tau_p = \Gamma'^{-1}$ est le temps de pompage optique et $\bar{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ est la vitesse quadratique moyenne. En écrivant que $\tau_p \sim \Gamma'^{-1}$ et que $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{k_B T}{M}}$, et en utilisant l'expression de $k_B T$ écrite dans l'équation IV.26 p. 209, on parvient à la condition

$$\frac{E_R}{\hbar |\Delta'|} \left[1 + \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \right] \ll \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \quad (\text{IV.38})$$

très voisine de la condition¹⁶ IV.27.

Dans les conditions expérimentales, on a typiquement $\Delta \sim -10\Gamma$, $\hbar\Delta' \sim -100E_R$, $d \sim 10\lambda_L$. On constate que la condition IV.38 est alors assez bien satisfaite. Toutefois, dans les expériences faites à grand désaccord et petit déplacement lumineux, on approche la zone où le traitement ci-dessus n'est plus valide.

IV.C.2 Résultats numériques

Nous présentons ici des résultats obtenus par Peter Horak par simulations Monte-Carlo semi-classiques sur la transition modèle $1/2 \rightarrow 3/2$. Ces simulations sont effectuées dans le plan¹⁷ transverse xOy : elles ne prennent donc pas en compte la dynamique longitudinale qui peut être couplée au mouvement transverse des atomes. Pour compenser cela, des simulations complémentaires ont été effectuées dans le plan xOz . Elles permettent ainsi de comparer d'une part les grandeurs longitudinales et transverses, et d'autre part les grandeurs transverses obtenues en incluant ou non la direction longitudinale.

IV.C.2.1 Température

On constate tout d'abord que la température transverse calculée en prenant en compte la dynamique selon z est plus élevée que celle calculée dans le plan transverse seulement, et que le temps nécessaire aux atomes pour se thermaliser transversalement dans le potentiel lumineux est également beaucoup plus important. En revanche, la température longitudinale est faible (du même ordre de grandeur que dans un réseau lin \perp lin périodique) et se stabilise rapidement. Ceci indique d'abord que, comme nous l'avons observé expérimentalement, le refroidissement selon z est efficace grâce à la succession de puits de potentiels tous les $\lambda_L/4$. Cependant, il existe des zones où les intensités des faisceaux contrapropageants ne s'équilibrent pas¹⁸ ; les atomes sont donc accélérés lorsqu'ils passent dans ces zones, et en particulier dans les puits de plus forte intensité. Or c'est également là qu'ils auraient pu perdre le maximum d'énergie en un seul cycle de pompage optique. On comprend donc que lorsque l'on restreint le mouvement des atomes au plan transverse, on néglige une cause de chauffage supplémentaire et on surestime l'efficacité du refroidissement.

La figure IV.13 représente la température transverse en fonction de $(\Gamma/\Delta)^2$ à dépla-

16. Ces conditions sont en fait identiques dans les situations habituelles où $E_R \ll \hbar|\Delta'|$.

17. Une simulation tridimensionnelle serait beaucoup trop exigeante en mémoire et en temps de calcul.

18. C'est le cas à la fois dans les grains de très forte intensité et dans les zones "inter-grains".

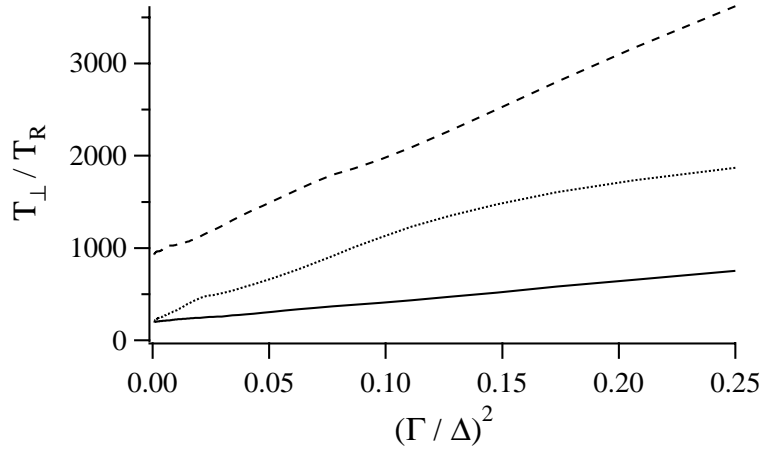


FIG. IV.13 - *Température transverse obtenue par simulation numérique 2D dans le plan transverse, en fonction de $(\Gamma/\Delta)^2$, pour $d = 1.9\lambda_L$ et deux valeurs du déplacement lumineux: $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait plein), et $\Delta'_0 = -1000\omega_R$ (trait tireté), et pour $d = 5.7\lambda_L$ et $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait pointillé). Les courbes sont assez proches de droites, en accord avec le modèle semi-classique.*

cement lumineux Δ'_0 fixe, pour deux valeurs de Δ'_0 correspondant à la même valeur de d (traits plein et tireté): la variation est linéaire pour les deux courbes, et les équations des droites s'écrivent

$$\frac{T_{\perp}}{T_R} = 200 + 2.2 \cdot 10^3 \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \quad \text{pour } \Delta'_0 = -200\omega_R \quad \text{et } d = 1.9\lambda_L \quad (\text{IV.39})$$

$$\frac{T_{\perp}}{T_R} = 930 + 1.1 \cdot 10^4 \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \quad \text{pour } \Delta'_0 = -1000\omega_R \quad \text{et } d = 1.9\lambda_L \quad (\text{IV.40})$$

Les paramètres de ces droites sont en bon accord avec la loi proposée dans l'équation IV.26: les ordonnées à l'origine sont très voisines de $\hbar\Delta'_0$, et le rapport des deux pentes vaut 4.9 alors qu'on attend 5.

On peut également comparer sur la figure IV.13 les deux courbes correspondant à deux tailles d différentes (trait plein pour $d = 1.9\lambda_L$ et trait pointillé pour $d = 5.7\lambda_L$) pour une même valeur du déplacement lumineux par onde $\Delta'_0 = -200\omega_R$. La valeur de la température pour $\Gamma/\Delta \rightarrow 0$ vaut environ $200 T_R$ dans les deux cas, en accord avec l'équation IV.26. En revanche, la courbe correspondant à $d = 5.7\lambda_L$ n'est pas tout à fait linéaire: la pente diminue vers les plus petites valeurs de Δ . Pour préciser l'analyse, on

peut déterminer la pente p de la courbe à chacune de ses extrémités :

$$p = 4.2 \cdot 10^3 \quad \text{pour } 2 \leq |\Delta/\Gamma| \leq 2.8 \quad (\text{IV.41})$$

$$p = 1.2 \cdot 10^4 \quad \text{pour } 7 \leq |\Delta/\Gamma| \leq 40 \quad (\text{IV.42})$$

Il semble donc que sur la plage de paramètres étudiée se succèdent plusieurs régimes. On peut cependant d'ores et déjà observer que le rapport des pentes des droites correspondant respectivement à $d = 5.7\lambda_L$ et à $d = 1.9\lambda_L$ est toujours inférieur à la valeur 9 attendue avec une loi du type IV.26. Donc le modèle simple utilisé pour établir cette loi doit être manié avec précaution, soit parce que sa zone de validité est plus restreinte que celle fixée par l'équation¹⁹ IV.27, soit parce qu'il omet un effet physique spécifique aux structures tavelées comme la pression de radiation.

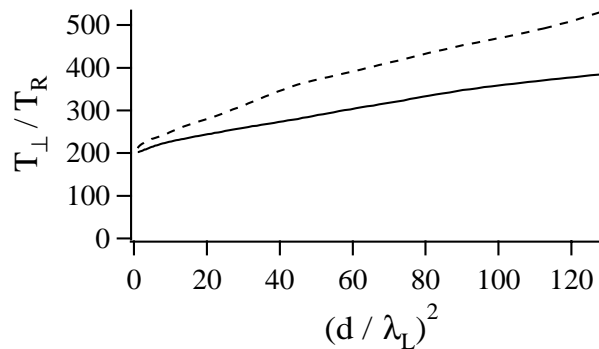


FIG. IV.14 - *Température transverse obtenue par simulation numérique 2D dans le plan transverse, en fonction de d^2 , pour $\Delta'_0 = -200\omega_R$ et pour deux valeurs du taux de diffusion par onde : $\Gamma'_0 = 13\omega_R$ (trait plein), et $\Gamma'_0 = 20\omega_R$ (trait pointillé). La température augmente grosso modo linéairement avec d^2 , et ce d'autant plus vite que le taux de pompage optique est grand. Ces caractéristiques correspondent qualitativement aux prévisions issues de l'équation IV.26.*

On peut également calculer la variation de la température transverse avec la taille des tavelures : la figure IV.14 représente cette variation, pour deux valeurs du taux de diffusion de photons par onde Γ'_0 . La température augmente presque linéairement avec d^2 ,

19. On peut vérifier que la condition IV.27 est satisfaite pour $\hbar\Delta'_0 = -200E_R$ dès que $(\frac{\Gamma}{\Delta})^2$ vaut quelques 10^{-3} . C'est dire que la condition IV.27 est vérifiée pour la plupart des points de la figure IV.13.

selon les équations

$$\frac{T_{\perp}}{T_R} = 210 + 1.5 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \quad \text{pour } \Gamma'_0 = 13\omega_R \quad \text{et } \Delta'_0 = -200\omega_R \quad (\text{IV.43})$$

$$\frac{T_{\perp}}{T_R} = 230 + 2.5 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \quad \text{pour } \Gamma'_0 = 20\omega_R \quad \text{et } \Delta'_0 = -200\omega_R \quad (\text{IV.44})$$

Les ordonnées à l'origine sont cohérentes avec la valeur du déplacement lumineux et les pentes augmentent avec le taux de diffusion de photons par onde, mais leur rapport vaut 1.8 alors qu'on attendrait 2.4 à partir de l'équation IV.26. Nous constatons donc à nouveau que le modèle donne de bonnes indications qualitatives mais ne rend pas compte quantitativement de la variation de la température avec les paramètres.

IV.C.2.2 Diffusion spatiale

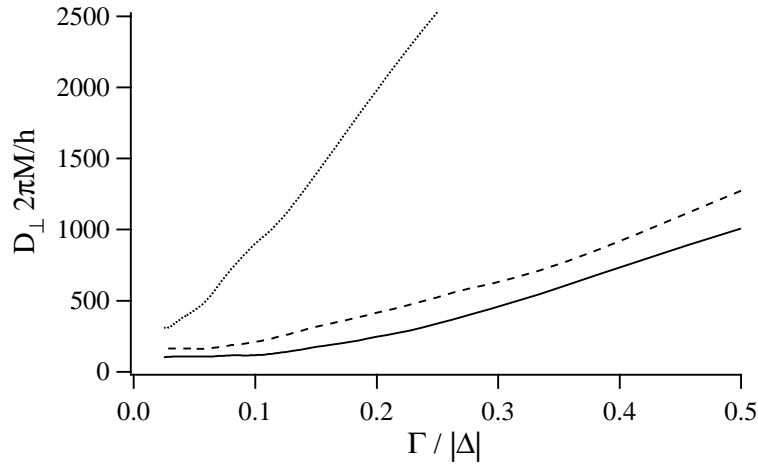


FIG. IV.15 - Coefficient de diffusion spatiale transverse D_{\perp} obtenu par simulation numérique 2D dans le plan transverse, en fonction de Γ/Δ , pour $d = 1.9\lambda_L$ et deux valeurs du déplacement lumineux : $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait plein), et $\Delta'_0 = -1000\omega_R$ (trait tireté), et pour $d = 5.7\lambda_L$ et $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait pointillé). Les coefficients varient en accord qualitatif avec la loi obtenue dans l'équation IV.37, sauf dans la région des petits $\frac{\Gamma}{\Delta}$, où les approximations qui conduisent à cette loi ne sont plus valides.

La diffusion spatiale a également été étudiée numériquement. En particulier, la figure IV.15 représente l'évolution du coefficient de diffusion transverse en fonction du taux de diffusion de photons à déplacement lumineux Δ'_0 fixe, pour deux valeurs de Δ'_0 correspondant à la même valeur de d (traits plein et tireté), et pour deux valeurs de d correspondant

à la même valeur de Δ'_0 (traits plein et pointillé). On constate que la forme des courbes est en bon accord avec la forme prédite par l'équation IV.37

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} \sim \frac{\Delta'_0}{\eta\omega_R} \left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2 \frac{\Gamma}{\Delta} \left[1 + \left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2 \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2\right] \quad (\text{IV.45})$$

pour les plus grandes valeurs de Γ/Δ mais qu'elle s'en écarte pour les faibles valeurs, pour lesquelles les approximations qui conduisent à cette loi ne sont plus valables (la frontière se situe au voisinage de $\Gamma/\Delta \sim 0.1$ pour $d = 1.9\lambda_L$ et $\Gamma/\Delta \sim 3 \cdot 10^{-2}$ pour $d = 5.7\lambda_L$). Dans le régime des petits désaccords exploré sur la figure IV.15, un ajustement des données par une droite est tout à fait satisfaisant, ce qui permet d'affirmer que le deuxième terme de l'équation IV.45 n'est pas prépondérant²⁰ dans cette gamme de paramètres²¹. Les équations de ces droites s'écrivent

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = -380 + 2.8 \cdot 10^3 \frac{\Gamma}{\Delta} \quad \text{pour } \Delta'_0 = -200\omega_R \quad \text{et } d = 1.9\lambda_L \quad (\text{IV.46})$$

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = -400 + 3.3 \cdot 10^3 \frac{\Gamma}{\Delta} \quad \text{pour } \Delta'_0 = -1000\omega_R \quad \text{et } d = 1.9\lambda_L \quad (\text{IV.47})$$

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = -300 + 1.1 \cdot 10^4 \frac{\Gamma}{\Delta} \quad \text{pour } \Delta'_0 = -200\omega_R \quad \text{et } d = 5.7\lambda_L \quad (\text{IV.48})$$

Si chacune des trois courbes prise individuellement présente un accord qualitatif satisfaisant avec le modèle de la diffusion brownienne, on éprouve des difficultés à rendre compte de façon correcte de l'ensemble des trois courbes de la figure IV.15. En particulier, la diffusion semble très peu dépendre du déplacement lumineux pour un désaccord donné (traits plein et tireté), alors que l'équation IV.45 prédit un coefficient proportionnel à Δ'_0 . De plus, en calculant le rapport des pentes des droites IV.46 et IV.48 correspondant aux deux tailles de tavelures différant d'un facteur 3, on trouve 4 pour une valeur attendue de 9. En revanche, si on calcule directement le rapport des coefficients de diffusion (voir fig. IV.16) on trouve une valeur voisine de 8 aux petits désaccords. Le modèle simple présenté ci-dessus ne rend donc pas compte de tous les effets physiques qui interviennent dans la dynamique atomique.

Pour mieux comprendre ces résultats numériques, on peut chercher à mettre en rapport la température et la diffusion spatiale obtenues pour les mêmes valeurs des paramètres. L'équation IV.34 (p. 212) nous dit que dans le régime où le modèle de la diffusion brownienne décrit bien la dynamique atomique, le rapport de la température au coefficient

²⁰. La quantité $\frac{d}{\lambda_L} \frac{\Gamma}{\Delta}$ vaut au plus 1 pour $d/\lambda_L = 1.9$ et au maximum 3 pour $d/\lambda_L = 5.7$. Il est donc probable que le coefficient numérique affectant le second terme de l'équation IV.45 est petit devant 1.

²¹. Remarquons que pour que la mémoire nécessaire au calcul ne devienne pas prohibitive, nous sommes contraints de nous limiter dans les simulations à des tavelures de petite taille.

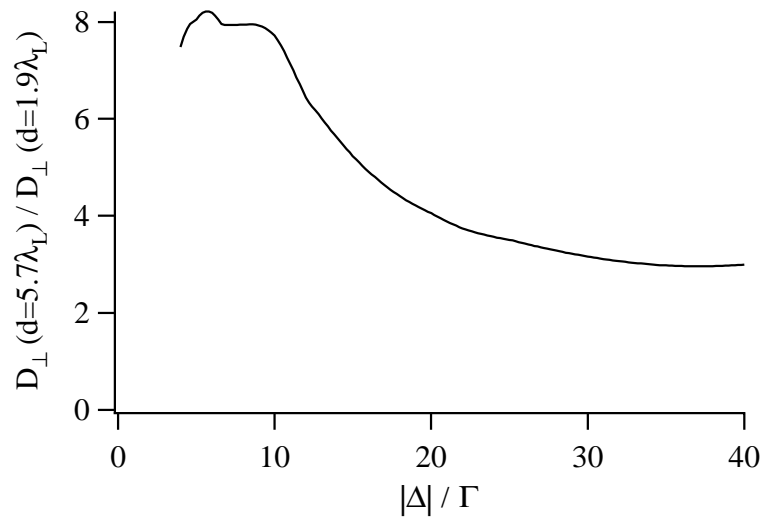


FIG. IV.16 - *Rapport des coefficients de diffusion D_{\perp} correspondant à $d = 5.7\lambda_L$ et $d = 1.9\lambda_L$ pour une même valeur du déplacement lumineux $\Delta'_0 = -200\omega_R$, en fonction du désaccord Δ . Aux petits désaccords, le rapport des deux coefficients vaut 8, en bon accord avec la valeur attendue de 9. Aux grands désaccords la valeur asymptotique de ce rapport vaut entre 2.5 et 3.*

de diffusion spatiale fournit le coefficient de friction. La figure IV.17 représente ce rapport T_{\perp}/D_{\perp} pour les trois courbes des figures IV.13 et IV.15, en fonction du désaccord. Force est d'avouer que la simplicité de ces courbes est inespérée. En effet, on distingue nettement sur chacune un régime sensiblement linéaire à faible désaccord, et un plateau à grand désaccord.

D'un point de vue très général, le coefficient de diffusion spatiale s'écrit $D_x \sim l\bar{v}$, où l est le libre parcours moyen de la particule considérée et \bar{v} sa vitesse quadratique moyenne.

- Dans le cas du **régime sautant**, le libre parcours moyen correspond à la distance parcourue en moyenne dans le temps caractéristique d'amortissement de la vitesse, soit $l \sim \frac{M}{\alpha}\bar{v}$. Il vient alors $D_x \sim M\bar{v}^2/\alpha$, ce qui peut se réécrire

$$\frac{k_B T}{D_x} \sim \alpha \quad (\text{IV.49})$$

On retrouve bien l'équation à laquelle nous sommes parvenus au paragraphe IV.C.1.2; en effet, le régime sautant correspond précisément au domaine de validité du modèle de la diffusion brownienne. Nous avons vu par ailleurs (éq. IV.35 p. 212) que le

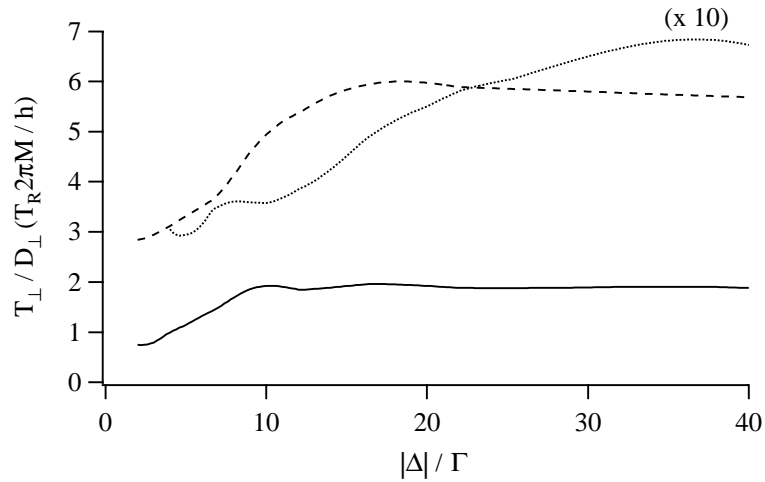


FIG. IV.17 - Rapport de la température T_{\perp} au coefficient de diffusion spatiale D_{\perp} obtenus par simulation numérique 2D dans le plan transverse, en fonction de Δ/Γ , pour $d = 1.9\lambda_L$ et deux valeurs du déplacement lumineux: $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait plein), et $\Delta'_0 = -1000\omega_R$ (trait tireté), et pour $d = 5.7\lambda_L$ et $\Delta'_0 = -200\omega_R$ (trait pointillé). Pour une meilleure lisibilité, cette dernière courbe a été multipliée par 10. On distingue sur chaque courbe deux régimes: aux faibles désaccords, le rapport T_{\perp}/D_{\perp} varie linéairement avec Δ , tandis que pour les grandes valeurs de Δ il n'en dépend plus.

coefficient de friction dépend linéairement de Δ : c'est bien ce que l'on observe aux faibles désaccords sur la figure IV.17.

On peut approfondir l'analyse en cherchant à comparer les trois courbes entre elles. Tout d'abord, lorsque l'on compare les pentes des deux courbes correspondant aux deux tailles de tavelures différentes (traits plein et pointillé), on trouve que si la taille est multipliée par trois, la pente est divisée par 8 environ, alors que la formule IV.35 prévoit 9. L'accord est ici excellent. En revanche, la formule IV.35 prédit que pour un désaccord donné, le coefficient de friction ne dépend pas du déplacement lumineux. Pourtant, la pente augmente clairement avec Δ' (traits plein et tireté) : si on multiplie Δ' par 5, la pente est multipliée par un facteur de l'ordre de 2. Le raisonnement développé au paragraphe III.C.2.2 (p. 173) pour estimer le coefficient de friction est probablement trop grossier pour rendre compte quantitativement de la dépendance des données avec les paramètres²².

- Dans le **régime oscillant**, au contraire, l'atome parcourt plusieurs fois un puits de potentiel avant d'être pompé optiquement. Ce n'est donc pas ce phénomène qui définit le libre parcours moyen, mais simplement la dynamique hamiltonienne qui fait que lorsque l'atome passe dans un puits, il a toutes les chances d'être dévié. Dans ce cas le libre parcours moyen est de l'ordre de la distance inter-puits, soit $l \sim d$. Comme par ailleurs dans ce régime la température est proportionnelle au déplacement lumineux²³, on a $\bar{v} \sim \sqrt{k_B T/M} \sim \sqrt{\hbar |\Delta'|/M}$, ce qui conduit finalement à

$$D_x \sim d \sqrt{\frac{\hbar |\Delta'|}{M}} \quad (\text{IV.50})$$

$$\text{et } \frac{k_B T}{D_x} \sim \sqrt{M} \frac{\sqrt{\hbar |\Delta'|}}{d} \quad (\text{IV.51})$$

A déplacement lumineux fixé, ce rapport ne dépend pas du désaccord, ce qui correspond aux plateaux observés sur la figure IV.17 aux grands désaccords.

On peut encore comparer les différents plateaux : lorsque l'on multiplie la taille des tavelures par 3, le rapport T_{\perp}/D_{\perp} est divisé par 2.8 sur la figure, alors que l'équation IV.51 prédit une valeur de 3. De même, lorsque l'on multiplie le déplacement

22. Des expériences faites au NIST sur la dynamique de la thermalisation des atomes dans les réseaux optiques ont montré que la friction dépendait aussi du déplacement lumineux (W. D. Phillips, communication privée).

23. On vérifie facilement que si $\hbar |\Delta'| \gg E_R$, la condition IV.27 implique qu'à la frontière entre régimes oscillant et sautant, la formule IV.26 donne $k_B T_{\perp} \sim -\hbar \Delta'$.

lumineux par 5, T_{\perp}/D_{\perp} est aussi multiplié par un facteur valant environ 2.5, alors que l'équation IV.51 prédit un rapport $\sqrt{5} \sim 2.2$. L'accord est donc très bon.

Quant à la hauteur absolue d'un plateau, elle est aussi bien décrite par l'équation IV.51 ; on déduit en effet de cette équation que

$$\frac{(T/T_R)}{(D_{\perp}M/\hbar)} \sim \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_L}{d} \sqrt{\frac{|\Delta'|}{\omega_R}} \quad (\text{IV.52})$$

Pour $\Delta'_0 = \Delta'/2 = -200\omega_R$ et $d = 1.9\lambda_L$, cette équation fournit une valeur estimée de 1.7 pour le plateau, en bon accord avec la valeur asymptotique de 1.9 obtenue sur la figure IV.17 (trait plein).

On peut encore affiner un peu l'analyse de la figure IV.17 en cherchant pour quelles valeurs des paramètres on passe d'un régime à l'autre : on peut par exemple écrire que la transition se fait lorsque les deux expressions du libre parcours moyen sont équivalentes. Cette expression s'écrit $M\bar{v} \sim d\alpha$, c'est-à-dire, en utilisant les expressions de \bar{v} et de α données précédemment,

$$\left| \frac{\Delta}{\Gamma} \right| \sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right) \sqrt{\frac{\hbar |\Delta'|}{E_R}} \quad (\text{IV.53})$$

Comme il se doit, cette équation est identique à l'équation IV.27 fixant la limite du régime sautant. On vérifie aisément que les valeurs fournies par les courbes numériques de la figure IV.17 sont en accord avec cette estimation, et que la position du changement de régime varie bien en $\sqrt{|\Delta'|}$ et en d .

Pour terminer, on peut, à la lumière de la distinction que nous venons d'établir entre régimes sautant et oscillant, revenir à la figure IV.16 qui représente le rapport des coefficients de diffusion obtenus pour deux valeurs de la taille d des tavelures dans un rapport 3 : lorsque les paramètres correspondent au régime oscillant pour les deux valeurs de d , c'est-à-dire pour les points de plus grand désaccord, les deux coefficients sont dans un rapport de l'ordre de 3, en accord avec une variation linéaire en d de D_x (voir éq. IV.50). A l'autre bout de la courbe, où on trouve les points pour lesquels c'est le régime sautant qui est établi pour les deux tailles de grains, on attend des coefficients théoriques proportionnels à d^2 , donc dans un rapport très proche de 9 tout à fait compatible avec la valeur 8 de la figure. Entre ces deux limites la situation est plus complexe puisque l'une des courbes correspond à un fonctionnement sautant et l'autre au régime oscillant. Ce passage d'un régime à l'autre est d'ailleurs une raison fondamentale pour laquelle l'ensemble des courbes numériques n'est pas correctement décrit par le modèle présenté plus haut, et qui n'est valable que dans le cadre du régime sautant.

IV.C.3 Réalisation expérimentale

L'étude expérimentale a été réalisée avec des atomes de césium sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Le montage est donc rigoureusement identique à celui que nous avons utilisé pour l'étude du réseau Talbot, présentée au chapitre III. La seule différence réside dans la nature de l'objet placé sur le trajet du faisceau polarisé selon Ox : dans le cas présent il s'agit non plus d'un réseau de phase mais d'un diffuseur holographique (hologramme de phase).

Les techniques expérimentales utilisées sont également identiques à celles que nous avons déjà décrites au chapitre I et utilisées au chapitre III (§ III.C) : temps de vol par absorption et par imagerie (§ I.C.2.1 p. 58), mesures de diffusion par imagerie (§ I.C.2.3 p. 65). En outre, la caméra CCD était placée de manière à observer une direction transverse et la direction longitudinale, comme dans l'étude du réseau Talbot.

Pour ce qui concerne la durée de vie des atomes dans la structure lumineuse induite, les mêmes considérations qualitatives que pour le réseau Talbot sont valables ici aussi : la durée de vie de ces structures, de l'ordre de 100 ms, augmente avec la profondeur des puits et diminue avec le taux de pompage optique.

IV.C.3.1 Etude de la température

Nous présentons tout d'abord les résultats que nous avons obtenus sur la température des atomes dans la structure tavelée réalisée ; précisons que, tout comme dans le réseau Talbot, nous avons mesuré les températures transverses par une méthode de temps de vol par absorption, et la température longitudinale par temps de vol par imagerie. Toutes les mesures ont été effectuées pour une même distance de 3 cm du diffuseur aux atomes, sauf bien sûr quand nous avons fait varier explicitement cette distance. Pour $z = 3$ cm, on obtient une taille des grains²⁴ $d \simeq 13.5\lambda_L$.

De même que dans le réseau induit par effet Talbot — étudié au chapitre III — nous avons trouvé une anisotropie importante dans le temps de thermalisation des atomes entre les directions longitudinale et transverses : si les atomes atteignent leur température stationnaire selon z dans un temps très court que notre montage expérimental ne permet pas de mesurer ($t_z < 1$ ms), ce temps est beaucoup plus long pour la température transverse ($t_\perp \sim 20 - 60$ ms). Tout comme dans le réseau Talbot, ce phénomène peut être lié à la

24. Nous avons déterminé la taille des grains en utilisant la valeur expérimentale de d_α donnée dans l'équation IV.23 et en corrigeant la pente mesurée sur la figure IV.7 de l'effet de la longueur d'onde et de la taille du faisceau incident.

différence entre les tailles d et d_z des puits de potentiel dans les directions transverses et longitudinale, différence qui se répercute sur le coefficient de friction. On peut également évoquer un argument supplémentaire : dans la direction longitudinale on a localement une succession de puits espacés de $\lambda_L/4$, de polarisations elliptiques d'hélicités opposées. Au contraire, dans le plan transverse le changement de polarisation de la lumière entre deux puits voisins est totalement aléatoire, ce qui peut être défavorable pour l'efficacité du refroidissement.

1.a Variation de la température avec Γ' . La figure IV.18 représente les températures transverse (cercles) et longitudinale (carrés) en fonction de $(\Gamma/\Delta)^2$, à déplacement lumineux²⁵ par onde²⁶ fixé ($\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$).

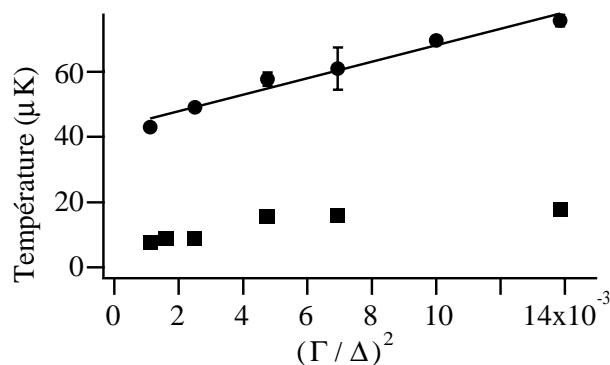


FIG. IV.18 - Températures expérimentales T_z selon z (carrés) et T_\perp dans le plan transverse (cercles), en fonction de $(\Gamma/\Delta)^2$, pour un déplacement lumineux par onde fixe $\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$. La température transverse varie linéairement avec $(\Gamma/\Delta)^2$, en bon accord avec un modèle simple (éq. IV.26 p. 209).

On constate tout d'abord que la température transverse est environ 4 fois plus élevée que la température longitudinale. En outre, la variation de la température transverse se fait linéairement avec $(\Gamma/\Delta)^2$, en accord qualitatif avec la loi énoncée dans l'équation

25. De même que pour le réseau Talbot, nous avons déterminé $\hbar\Delta'_0$ à partir de la fréquence de vibration dans un réseau lin \perp lin 1D. A intensité identique, le déplacement lumineux par onde dans la structure tavelée lui est identique.

26. Dans ce chapitre plus encore que dans les précédents, les grandeurs par onde sont les seules qui aient un sens puisque chaque puits est différent de tous les autres.

IV.26. La loi de variation de la température transverse déduite de la figure IV.18 est

$$\begin{aligned} \frac{T}{T_R} &= 220 + 0.32 \left(\frac{\Gamma'_0}{\omega_R} \right)^2 \\ \text{soit } \frac{T}{T_R} &= 220 + 1.3 \cdot 10^4 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \quad \text{pour } \hbar\Delta'_0 = -200E_R \end{aligned} \quad (\text{IV.54})$$

Cette loi peut être comparée à celle trouvée dans le réseau Talbot pour la même valeur de Δ'_0 (éq. III.41 p. 176). Les ordonnées à l'origine et les pentes sont pratiquement identiques dans les deux cas : elles diffèrent respectivement de 20 % pour les ordonnées à l'origine et de 6 % pour les pentes, les paramètres les plus grands correspondant à la structure tavelée. Il faut en outre tenir compte de la différence de la taille caractéristique des puits dans le plan transverse : elle vaut $11.5 \mu\text{m}$ dans la structure tavelée au lieu de $14.5 \mu\text{m}$ pour le réseau Talbot. Or, comme le montre la formule IV.26, la pente augmente proportionnellement au rapport $(d/\lambda_L)^2$. En faisant abstraction de la différence de structure, on attendrait donc une pente 1.6 fois plus élevée pour le réseau Talbot. Il semble donc que la structure désordonnée ait une efficacité de refroidissement moindre, à taille équivalente, qu'une structure périodique.

La température longitudinale, quant à elle, semble augmenter également avec le taux de pompage optique, même si l'augmentation de la température est comparable aux incertitudes expérimentales. Ce résultat ne correspond pas à la loi d'un refroidissement Sisyphe "traditionnel". On peut invoquer deux raisons pour une telle variation. D'abord la pression de radiation augmente avec Γ' . Ensuite, il n'est pas forcément réaliste de découpler le mouvement longitudinal du mouvement transverse : nous avons vu en particulier que les simulations numériques ont permis de mettre en évidence des effets de ces couplages entre la direction longitudinale et les directions transverses. Notons pour finir que des températures voisines sont trouvées dans le réseau Talbot et la structure tavelée pour des valeurs identiques de Γ'_0 et Δ'_0 .

1.b Variation de la température avec Δ' . La figure IV.19 représente l'évolution des températures transverse (cercles) et longitudinale (carrés) en fonction du déplacement lumineux par onde Δ'_0 , pour un taux de diffusion de photons par onde fixe $\Gamma'_0 \simeq 6\omega_R$. Puisque la loi de variation de la température transverse (éq. IV.54) est très voisine de celle trouvée dans le réseau Talbot, on peut reproduire sans grande modification la démonstration faite dans le chapitre III (voir § III.C.2.2) et trouver ainsi que le minimum de la température se situe au voisinage de $\Delta'_0 \sim -180\omega_R$, c'est-à-dire la gamme de valeurs de Δ'_0 que l'on étudie expérimentalement dans la figure IV.19. Pour la température longitudinale, nous savons que dans un réseau lin \perp lin 1D, le minimum de la température vaut

3 μK et est obtenu pour un déplacement lumineux $\Delta' = 2\Delta'_0 = -100\omega_R$ (calculs faits par la théorie des bandes pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ [47]). Comme le refroidissement est moins efficace dans la structure tavelée, on s'attend à une température minimum plus élevée (on trouve $T_{\min} = 7 \mu\text{K}$) apparaissant pour un déplacement lumineux plus grand (on trouve effectivement $\Delta'_{0 \min} \simeq 120E_R$). Les données de la figure IV.19 sont donc assez logiques.

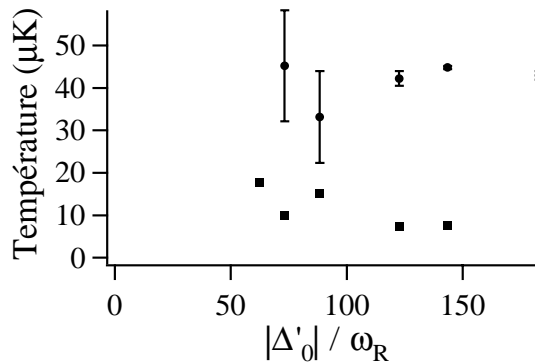


FIG. IV.19 - Températures expérimentales T_z selon z (carrés) et T_{\perp} dans le plan transverse (cercles), en fonction du déplacement lumineux par onde Δ'_0 , pour un taux de diffusion par onde fixe $\Gamma'_0 \simeq 6\omega_R$. Ces points se situent au voisinage du minimum de température.

On peut également évaluer l'effet du déplacement lumineux sur la température transverse T_{\perp} en comparant les courbes obtenues en fonction de Γ'^2 pour deux valeurs différentes de Δ' . La figure IV.20 représente T_{\perp} en fonction de Γ'^2 , pour $\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$ (cercles pleins) et $\Delta'_0 \simeq -100\omega_R$ (cercles vides). Les deux séries de points se placent bien sur des droites. L'équation de la droite correspondant à $\Delta'_0 = -200\omega_R$ a été donnée plus haut (éq. IV.54). Pour $\Delta'_0 = -100\omega_R$, nous trouvons

$$\frac{T}{T_R} = 180 + 1.2 \cdot 10^4 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \quad \text{pour } \hbar\Delta'_0 = -100E_R \quad (\text{IV.55})$$

Si on compare les équations de ces droites à la formule IV.26, on constate que la hiérarchie des ordonnées à l'origine ainsi que des pentes de ces droites sont en accord avec la hiérarchie des déplacements lumineux : pour un déplacement lumineux plus faible, l'ordonnée à l'origine et la pente sont plus faibles. En revanche, on n'obtient pas un accord quantitatif avec le modèle simple proposé : la température semble dépendre du déplacement lumineux de façon moins forte que ne le prédit l'équation IV.26. On pourrait

même penser, au vu des résultats expérimentaux, que la température ne dépend pas de Δ' .

Bien entendu, il aurait fallu explorer une gamme plus vaste de Δ'_0 afin de déterminer la loi de variation de la température expérimentale. Mais les difficultés de l'expérience jointes au fait que nous n'avons pas pu en disposer aussi longtemps que nous le souhaitions n'ont pas permis d'explorer d'autres valeurs de Δ'_0 . Il faut toutefois noter que la variation linéaire de la température avec $(\Gamma/\Delta)^2$, ou avec $\Gamma_0'^2$, qui semble incontestable au vu des mesures, est un résultat original, assez inattendu et qui montre la pertinence de notre interprétation. Nous verrons dans le paragraphe suivant que la variation de la température avec la taille des grains constitue une preuve supplémentaire de cette interprétation.

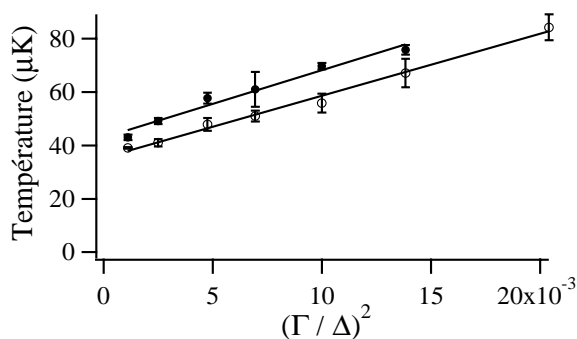


FIG. IV.20 - Températures expérimentales T_{\perp} dans le plan transverse en fonction du carré de l'inverse du désaccord, $(\Gamma/\Delta)^2$, pour un déplacement lumineux par onde fixe $\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$ (cercles pleins) et $\Delta'_0 \simeq -100\omega_R$ (cercles vides). Les deux séries sont bien ajustées par des droites dont les coefficients relatifs varient en accord qualitatif avec le modèle développé.

1.c Variation de la température avec d . Le troisième paramètre expérimental dont nous disposons est la taille moyenne d des grains de tavelure dans le plan transverse. Nous avons représenté sur la figure IV.21 la variation de T_z (carrés) et de T_{\perp} (cercles) en fonction de la taille des grains au carré d^2 .

La température longitudinale vaut $6 \mu\text{K}$ et ne dépend pas de la taille des grains, au moins sur cette plage de paramètres. Ce résultat indique que le mécanisme de refroidissement est tout à fait analogue à celui du réseau 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$ ²⁷, et en particulier que

²⁷. Pour une même valeur du déplacement lumineux, la température dans un réseau 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$ sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ vaut $4 \mu\text{K}$ [47].

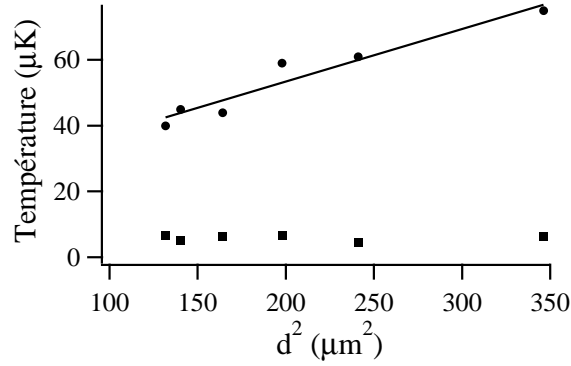


FIG. IV.21 - Températures expérimentales T_z selon z (carrés) et T_{\perp} dans le plan transverse (cercles) en fonction du carré de la taille des grains d^2 , pour $\Gamma'_0 \sim 3\omega_R$, et $\Delta'_0 \simeq -100\omega_R$. La température longitudinale ne présente pas de variation nette avec $d_z \propto d^2$, tandis que la température transverse augmente linéairement avec d^2 , conformément à l'équation IV.26.

le nombre de puits de potentiel au sein d'un grain est suffisant dans cette plage de paramètres pour assurer un refroidissement correct. Notons que le premier point se situe à $d \simeq 11.5\lambda_L$, ce qui donne $d_z \sim 130\lambda_L$. Il y a ainsi en moyenne 500 puits par tavelure dans la direction longitudinale.

La température transverse est beaucoup plus élevée et augmente linéairement avec d^2 . Cette variation est en accord avec la loi proposée dans l'équation IV.26. De façon plus quantitative, nous constatons que les points expérimentaux s'alignent sur une droite d'équation

$$\frac{T}{T_R} = 110 + 0.6 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \quad (\text{pour } \Delta'_0 = -100\omega_R \quad \text{et } \Gamma'_0 = 3\omega_R) \quad (\text{IV.56})$$

En principe cette équation doit être compatible avec celle obtenue pour la température en fonction de $(\Gamma/\Delta)^2$ à $\Delta'_0 = -100\omega_R$ (éq. IV.55) si nous croyons en une loi générale de la forme

$$\frac{T}{T_R} = c + f \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \quad (\text{pour } \Delta'_0 = -100\omega_R) \quad (\text{IV.57})$$

Or les ordonnées à l'origine ne coïncident pas bien puisqu'elles valent respectivement 110 et $180 T_R$. De même, l'accord n'est pas bon pour le second terme : pour $d = 13.5\lambda_L$, on trouve qu'il faudrait $f \simeq 70$ pour satisfaire l'équation IV.55 tandis que pour $\Gamma'_0 = 3\omega_R$

la compatibilité avec l'équation IV.56 nécessite $f \simeq 500$. Remarquons que la température varie quadratiquement avec la taille des grains. Or l'incertitude sur la détermination de d est assez importante (au moins de l'ordre de 20 %), ce qui rend les équations écrites elle-mêmes imprécises. Au niveau expérimental, on doit aussi remarquer que pour certains points des figures IV.20 et IV.21, les temps de thermalisation deviennent très longs et voisins de la durée de vie des atomes dans la structure lumineuse. Les températures mesurées peuvent donc différer des températures asymptotiques correspondant à l'équilibre. Il faut aussi noter que l'étude numérique a déjà permis de conclure que le modèle semi-classique développé plus haut ne décrit pas correctement tous les aspects de la dynamique atomique. En outre, la taille des grains est supérieure dans l'étude expérimentale, donc pour une profondeur de puits et un taux de pompage donnés, les forces réactives sont moins fortes. Les atomes sont éventuellement plus sensibles à la pression de radiation, qui n'est pas prise en compte dans notre modèle. Enfin, la transition étudiée diffère doublement de la transition modèle : (i) il ne s'agit pas d'une transition $1/2 \rightarrow 3/2$, (ii) ce n'est même pas une transition isolée puisque pour $\Delta = -30\Gamma$ les transitions $4 \rightarrow 5$ et $4 \rightarrow 4$ ont des importances similaires. Dans ces conditions, il aurait été étonnant de parvenir à un accord meilleur à partir des données expérimentales qu'avec les résultats numériques.

On remarque aussi que si l'on extrapole les deux températures T_{\perp} et T_z à $d \sim \lambda_L$, c'est-à-dire pour une même distance moyenne entre puits dans toutes les directions²⁸, la température transverse est de 30 μK , ce qui reste beaucoup plus élevé que la température longitudinale qui vaudrait environ 6 μK : le refroidissement est intrinsèquement moins efficace dans la direction transverse, un atome ne rencontrant pas systématiquement en sortant d'un puits de potentiel un autre puits où il puisse être refroidi efficacement.

IV.C.3.2 Etude de la diffusion spatiale

L'expansion spatiale d'un nuage d'atomes refroidis et piégés par la lumière est également une caractéristique importante. Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus par mesure directe de l'étalement du nuage atomique dans la structure tavelée. Remarquons d'abord qu'à la limite des temps longs, le carré de cette taille augmente linéairement avec le temps, ce qui est caractéristique d'un mouvement diffusif. On en déduit alors un coefficient de diffusion selon la loi $\langle x^2 \rangle \sim_{t \rightarrow \infty} 2D_x t$.

Comme dans le cas du réseau induit par effet Talbot (chapitre III), la diffusion longitudinale est difficile à mesurer par cette méthode car le nuage s'étale pour la plupart

²⁸. Cette opération est artificielle, car le refroidissement longitudinal deviendra probablement moins efficace si le nombre de puits de potentiel selon z au sein d'une tavelure n'est plus suffisant.

des paramètres expérimentaux de moins de 10 % selon z pendant le temps de vie des atomes dans la structure lumineuse²⁹. On peut déduire des différentes mesures effectuées qu'il vaut au plus de l'ordre de quelques $10^3 \hbar/M$. Le coefficient de diffusion transverse est, lui, beaucoup plus grand : il est de l'ordre de quelques $10^5 \hbar/M$ (tandis que dans un réseau lin \perp lin tridimensionnel il vaut quelques centaines de \hbar/M). On peut tout de suite comparer le rapport $D_{\perp}/D_z \geq 100$ obtenu expérimentalement au rapport attendu d'après les équations IV.36 et IV.37. Ce rapport vaut

$$\begin{aligned} \frac{D_{\perp}}{D_z} &\sim \frac{D_{p\perp} \alpha_z^2}{D_{pz} \alpha_{\perp}^2} \\ &\sim \frac{T_{\perp} \alpha_z}{T_z \alpha_{\perp}} = \frac{T_{\perp}}{T_z} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \\ &\sim 10^3 \end{aligned}$$

Cette estimation paraît légèrement plus grande que le rapport expérimental ; on peut cependant considérer qu'il y a une convergence acceptable, compte-tenu de la rusticité du modèle et de l'imprécision des mesures expérimentales des coefficients de diffusion, en particulier selon z .

Notons que dans notre situation, l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion transverse D_{\perp} est tout à fait en accord avec celui de la durée de vie τ_{vie} mesurée à partir du signal de temps de vol par absorption : on a en effet $D_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2/\text{ms}$, ce qui donne $\bar{x} = \sqrt{2D_{\perp}\tau_{\text{vie}}} \sim 3 \text{ mm}$ après un temps $\tau_{\text{vie}} \sim 100 \text{ ms}$. Dans les réseaux tridimensionnels lin \perp lin, au contraire, les coefficients de diffusion mesurés conduisent à des durées de vie beaucoup plus longues que celles mesurées expérimentalement [9, 48] ; les atomes semblent perdus essentiellement par collisions avec les atomes chauds du gaz résiduel.

Voyons maintenant comment ce coefficient évolue avec les paramètres expérimentaux.

2.a Variation de la diffusion avec Γ' . La figure IV.22 représente le coefficient de diffusion transverse en fonction de $\Gamma/|\Delta|$, à profondeur des puits fixe. Malgré les marges d'incertitude importantes, il est clair que ce coefficient augmente avec le taux de pompage optique. La variation escomptée d'après l'équation IV.34 (p. 212) est, en utilisant l'équation IV.54 donnant la variation de T_{\perp} en fonction de Δ/Γ et l'équation IV.35 pour la valeur de α ,

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left(-\frac{\Gamma}{\Delta} \right) \left[220 + 1.3 \cdot 10^4 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.58})$$

²⁹. Ceci revient à dire que les atomes s'échappent essentiellement par les directions transverses de la structure.

soit, pour $d = 13.5\lambda_L$:

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = \frac{180}{\eta} \left| \frac{\Gamma}{\Delta} \right| \left[220 + 1.3 \cdot 10^4 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.59})$$

Un ajustement des points expérimentaux avec une fonction de cette forme donne un résultat très satisfaisant (voir figure IV.22) et conduit à $\eta \simeq 0.07$, qui est une valeur plausible. En outre, l'ajustement correct des points expérimentaux requiert d'affecter le deuxième terme de l'équation IV.59 d'un coefficient numérique supplémentaire qui vaut 0.8.

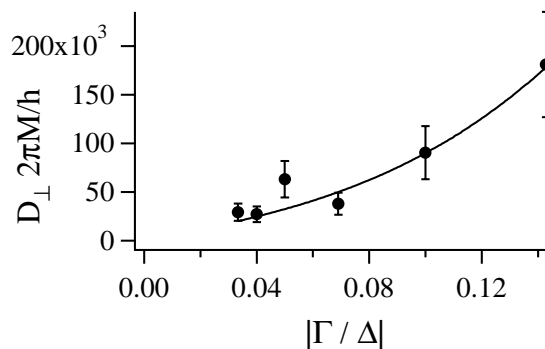


FIG. IV.22 - Coefficient de diffusion spatiale transverse D_{\perp} mesuré expérimentalement par imagerie directe du nuage atomique, en fonction de $|\Gamma/\Delta|$, pour $d \simeq 13.5\lambda_L$ et $\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$. La courbe correspond à un ajustement selon la loi théorique.

Remarque :

On peut avoir un contrôle indépendant de η *via* le temps d'amortissement de la température transverse. En effet, ce temps peut être estimé à

$$\tau \simeq \frac{M}{\alpha} \quad (\text{IV.60})$$

$$\simeq \frac{1}{2\eta\omega_R} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left| \frac{\Gamma}{\Delta} \right| \quad (\text{IV.61})$$

Pour $d = 13.5\lambda_L$, $\Delta = -10\Gamma$ et $\eta = 0.07$ on trouve $\tau \simeq 10$ ms, qui est bien l'ordre de grandeur du temps de thermalisation.

2.b Variation de la diffusion avec d . Sur la figure IV.23 on a représenté les coefficients de diffusion longitudinale (carrés) et transverse (cercles) en fonction de la taille d

des tavelures au carré, tous les autres paramètres restant constants³⁰.

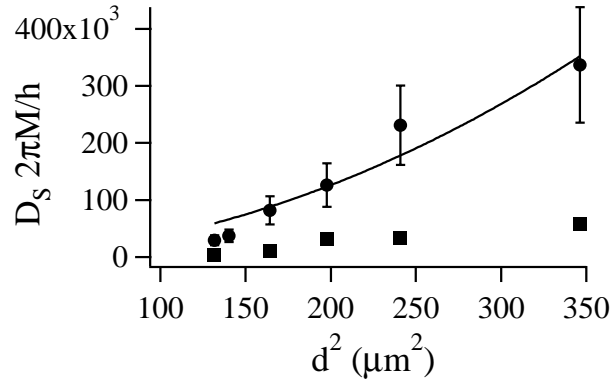


FIG. IV.23 - Coefficients de diffusion spatiale longitudinale, D_z (carrés), et transverse, D_{\perp} (cercles), mesurés expérimentalement par imagerie directe du nuage atomique, en fonction de d^2 , pour $\Gamma'_0 \simeq 12\omega_R$ et $\Delta'_0 \simeq -200\omega_R$. L'augmentation de D_z avec $d_z \propto d^2$ est probablement due aux zones de forte pression de radiation qui existent dans la structure tavelée. Les points expérimentaux obtenus pour D_{\perp} sont comparés avec une courbe semi-théorique déduite des paramètres des expériences correspondant à la figure IV.22.

Remarquons tout d'abord que D_z augmente avec d , ce qui nous permet pour les plus grandes valeurs de d d'obtenir un étalement du nuage selon z d'environ 50 % de sa taille initiale. Cette évolution peut s'expliquer par plusieurs arguments. D'abord l'équation définissant la zone du régime sautant adaptée au mouvement longitudinal n'est pas très bien satisfaite par les conditions de l'expérience. Ensuite le raisonnement unidimensionnel, qui découple totalement les dynamiques transverse et longitudinale, n'est pas une très bonne approximation, comme le montrent les simulations numériques. De surcroît, il est vraisemblable que la diffusion des atomes selon z est dominée par leur passage dans les zones de forte pression de radiation dans cette direction, où ils parcourent de grandes distances avant d'être refroidis et piégés de nouveau³¹. Ceci expliquerait à la fois pourquoi le coefficient de diffusion longitudinale est beaucoup plus grand que dans un réseau 1D lin \perp lin et pourquoi il augmente avec d , donc avec d_z .

Dans la direction transverse, le coefficient de diffusion augmente très nettement avec la taille des tavelures : une augmentation de d d'un facteur 2 fait augmenter D_{\perp} d'un

30. Ces mesures sont faites en déplaçant le diffuseur et en modifiant la puissance lumineuse incidente sur le diffuseur pour garder une intensité lumineuse constante au niveau des atomes malgré la divergence du faisceau diffusé.

31. Rappelons qu'un tel effet a été trouvé dans le réseau Talbot, voir fig. III.29 p. 184.

facteur 10. Dans le cadre du modèle du mouvement brownien, la variation de D_{\perp} avec les paramètres expérimentaux doit être, d'après l'équation IV.37 :

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) \frac{\Delta'}{\omega_R} \left[1 + q \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \right]$$

où q est un paramètre sans dimension. Comme cette expérience et celle portant sur la variation de D_{\perp} avec Γ/Δ sont faites pour la même valeur de $\Delta'_0 = -200\omega_R$, il est naturel d'attendre pour q et η les mêmes valeurs que celles correspondant à la figure IV.22. La courbe représentée sur la figure IV.23 a pour équation

$$\frac{D_{\perp}M}{\hbar} = 100 \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \left[1 + 3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{d}{\lambda_L} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.62})$$

ce qui correspond à $\eta = 0.06$, valeur en excellent accord avec la valeur 0.07 de la figure IV.22, mais à $q \simeq 6$, qui est supérieur de presque un ordre de grandeur à la valeur 0.8 trouvée précédemment.

Un tel accord peut être considéré comme satisfaisant si l'on a à l'esprit la rusticité du modèle et les multiples hypothèses et mesures qui conduisent aux équations IV.59 et IV.62. En particulier, l'hypothèse du régime sautant n'est probablement pas valide sur toute la plage de paramètres, comme nous le montrons maintenant.

IV.C.3.3 Rapport température sur diffusion. Les limites du régime sautant

Par analogie avec la démarche suivie pour les résultats numériques, nous avons représenté sur la figure IV.24 le rapport de la température et du coefficient de diffusion transverses mesurés pour les mêmes valeurs des paramètres expérimentaux, en fonction de Δ/Γ , à déplacement lumineux fixé. On obtient une courbe de la même forme que celle obtenue à partir des résultats de simulations : pour les faibles valeurs du désaccord, les atomes évoluent en régime sautant et on trouve, conformément à l'équation IV.49, une droite passant par 0. Pour les grandes valeurs de Δ , le rapport de la température sur le coefficient de diffusion est constant, en accord avec l'équation IV.51 qui correspond au régime oscillant. Plus précisément, la hauteur absolue du plateau prédite par l'équation IV.51 (p. 220) vaut 0.2, tandis que la hauteur obtenue expérimentalement est environ 20 fois plus petite (rappelons que l'accord est excellent dans les simulations numériques). Ceci signifie que le libre parcours moyen l dans la direction transverse est plus long que la distance moyenne d entre puits. On peut évoquer deux éléments susceptibles d'allonger l qui ne sont pas pris en compte dans les simulations. Tout d'abord, les simulations sont

effectuées dans le plan transverse, et ne tiennent donc pas compte du couplage entre les directions transverses et longitudinale. Or on peut penser que dans beaucoup de puits il existe une forte pression de radiation longitudinale qui “empêche” les atomes d’y passer, réduisant ainsi le nombre de puits accessibles aux atomes dans le plan transverse. Il faut également garder à l’esprit que les expériences sont menées sur une transition atomique $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Sur une transition de ce type, les puits pour certains niveaux adiabatiques sont très peu profonds. On a vu que dans un réseau périodique de type lin \perp lin ces niveaux sont très peu peuplés car la polarisation circulaire de la lumière au fond des puits accumule presque tous les atomes dans les niveaux $|m_g = \pm 4\rangle$. Ici, en revanche, tous les niveaux sont notablement peuplés à cause de la polarisation aléatoire de la lumière dans les puits de potentiel : lorsqu’un atome se trouve dans l’un de ces niveaux, il peut parcourir de nombreux puits avant d’être défléchi.

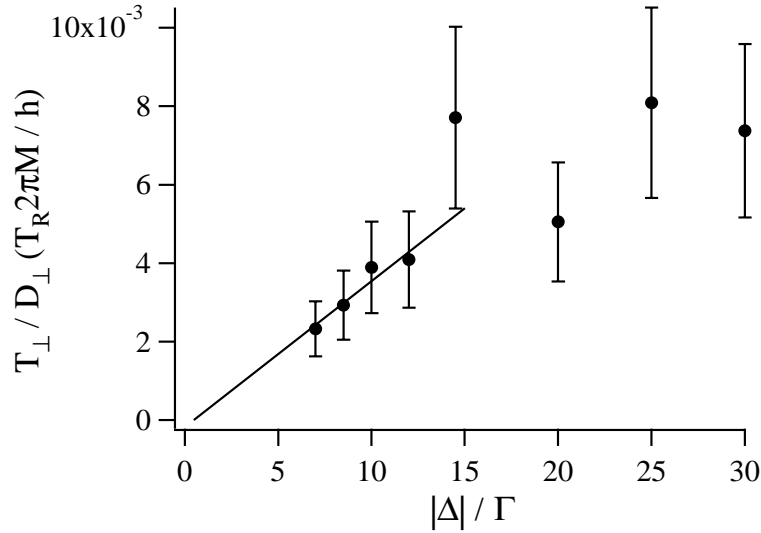


FIG. IV.24 - Rapport de la température T_{\perp} au coefficient de diffusion spatiale D_{\perp} en fonction de Δ/Γ , pour $d = 13.5\lambda_L$ et $\Delta'_0 = -200\omega_R$. On distingue sur chaque courbe deux régimes : aux faibles désaccords, le rapport T_{\perp}/D_{\perp} varie linéairement avec Δ , tandis que pour les grandes valeurs de Δ il n’en dépend plus. La position du changement de régime est en accord satisfaisant avec le modèle.

On peut encore déterminer, à partir de l’équation IV.53 (p. 221) et des valeurs de d et Δ'_0 , la position théorique du changement de régime : on trouve $\Delta \sim -30\Gamma$, ce qui correspond bien à la gamme où se fait la transition dans l’expérience.

On constate que les données expérimentales, tout comme les données numériques, se

situent de part et d'autre de la frontière entre les deux régimes oscillant et sautant, ce qui explique nos difficultés à trouver un accord quantitatif avec un modèle qui n'est valide qu'en régime sautant.

IV.C.4 Et la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$?

Pour terminer, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus dans un champ lumineux tavelé avec une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette configuration a été rapidement décrite au paragraphe I.A.2.2, page 22. Dans le cas de deux ondes planes, elle conduit comme la configuration lin \perp lin à des températures sub-Doppler, mais ne permet pas de localisation des atomes puisque la polarisation de la lumière est linéaire partout : c'est une mélasse optique et non un réseau.

Bien entendu, ces considérations doivent être adaptées au cas où l'une des deux ondes est tavelée. Dans ce cas, en effet, l'intensité et la phase sont modulées dans le plan transverse à une échelle d , et dans la direction longitudinale à une échelle $d_z \gg \lambda_L$. On devrait donc avoir dans le plan transverse un mécanisme de refroidissement de type Sisyphé, et donc des caractéristiques proches de celles que l'on obtient dans un réseau tavelé lin \perp lin. Selon z , au contraire, on n'a pas de modulation du potentiel à l'échelle de la longueur d'onde. Les atomes sont donc sans doute localisés dans les grains de tavelure au voisinage de l'endroit où les forces de pression de radiation des deux ondes s'équilibrent ; à l'intérieur de ces tavelures le mécanisme de refroidissement doit être très analogue à celui qui existe dans un réseau 1D $\sigma^+ - \sigma^-$.

Une étude numérique de la dynamique des atomes dans cette structure *dans le plan transverse* a effectivement montré que la température et la diffusion spatiale des atomes sont assez semblables à celles que l'on obtient dans une structure tavelée lin \perp lin, quoique légèrement plus élevées.

Expérimentalement, nous n'avons pas effectué pour cette configuration de faisceaux une étude extensive comme pour la configuration lin \perp lin. Les résultats concernant la température et le coefficient de diffusion transverses montrent qu'ils sont du même ordre de grandeur dans les deux configurations, même si la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ semble moins efficace que la configuration lin \perp lin : la température d'équilibre est environ deux fois plus élevée, et la durée de vie est environ 3 fois plus faible, ce qui est compatible avec la mesure d'un coefficient de diffusion spatiale environ 3 fois plus grand.

IV.D Conclusion

Nous avons présenté les résultats de l'étude expérimentale d'un nouveau type de milieu pour les atomes : une structure optique aléatoire. Ce milieu, réalisé à partir d'un champ lumineux tavelé, possède des propriétés statistiques connues. On peut en outre en modifier aisément les paramètres, comme nous l'avons fait tout au long de l'étude. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

- Il est possible de créer avec de la lumière un milieu aléatoire où les atomes sont efficacement refroidis et piégés dans les trois directions.
- Dans une vaste gamme de paramètres la température et la diffusion spatiale des atomes varient avec les paramètres expérimentaux selon des lois que l'on obtient en généralisant simplement les modèles du refroidissement Sisyphe et du mouvement brownien.
- Les résultats expérimentaux sont en accord satisfaisant avec les résultats de simulations numériques bidimensionnelles réalisées sur une transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$.

La réalisation et la caractérisation de ce nouveau milieu pour les atomes ouvrent la voie à d'autres expériences qui permettraient d'observer des manifestations du caractère aléatoire de la localisation atomique. Parmi les problèmes potentiels, il serait sans doute particulièrement intéressant d'étudier une telle structure aléatoire dans un régime faiblement dissipatif, où la fonction d'onde des atomes pourrait recouvrir plusieurs grains de tavelures. On peut aussi penser aux effets associés à la diffusion multiple et au cône de rétro-diffusion cohérente.

CHAPITRE V

TRANSPORT ATOMIQUE DANS UN RÉSEAU OPTIQUE ASYMÉTRIQUE

Le dernier chapitre de ce travail est consacré à l'étude expérimentale du transport atomique dans un réseau gris asymétrique, dans le but de modéliser une situation physique d'intérêt biologique. En effet, on sait maintenant que les tâches de transport de matière dans les cellules vivantes, ainsi que la contraction musculaire, sont le fait de protéines qui se déplacent le long de fibres elles-mêmes protéiniques. Les modèles statistiques développés actuellement pour expliquer ce déplacement considèrent les protéines motrices comme des particules browniennes soumises à un potentiel périodique mais asymétrique dans une situation hors d'équilibre, situation que nous réalisons et étudions expérimentalement avec des atomes froids.

Nous exposons dans la première section quelques rudiments sur les phénomènes biologiques que nous avons cherché à modéliser, et surtout sur les modèles développés en biophysique pour rendre compte du flux net de particules observé.

Dans la deuxième section nous présentons la réalisation expérimentale d'un réseau optique asymétrique et nous étudions les caractéristiques de ce réseau, ainsi que les simulations numériques réalisées. La troisième section est dévolue aux résultats expérimentaux obtenus et à leur interprétation.

V.A Introduction

La compréhension du mécanisme par lequel les enzymes moteurs se déplacent et assurent le transport de différents matériaux dans les organismes vivants constitue un enjeu de taille en biologie cellulaire, puisque les tâches de transport sont innombrables et sont, comme on peut l'imaginer, à la base de bien des fonctions vitales. Nous pensons utile de commencer ce chapitre par une présentation très simple — et sans doute quelque peu simpliste! — des connaissances acquises dans ce domaine.

Nous nous intéresserons ensuite un peu plus en détail aux modèles proposés par les

physiciens pour modéliser les phénomènes de transport biologique.

V.A.1 Quelques rudiments sur le transport dans les organismes vivants

Il y a maintenant plusieurs dizaines d'années que les molécules qui assurent les tâches de transport dans les organismes vivants ont été identifiées : il s'agit de protéines, et plus exactement d'enzymes, qui convertissent en énergie mécanique l'énergie chimique provenant de l'hydrolyse de l'ATP (adénosine tri-phosphate) en ADP et phosphate. Il existe des moteurs translationnels et rotationnels ; nous ne considérons ici que les moteurs translationnels.

La centaine d'espèces différentes de moteurs moléculaires actuellement répertoriées se répartit en trois familles : les kinésines et les dynéines, qui se déplacent le long de filaments de tubuline appelés microtubules, et les myosines, qui se déplacent sur des filaments d'actine. Les deux types de filaments sont des polymères protéiniques, qui possèdent donc une structure périodique, avec une période de l'ordre de 10 nm. Ces filaments sont assez rigides et sont en outre polaires, de telle sorte que l'on peut définir une extrémité "plus" et une extrémité "moins", par rapport auxquelles un type de moteur donné se déplace toujours dans le même sens. Au niveau microscopique, cette polarité des protéines se traduit par le fait que les filaments créent pour les moteurs qui se déplacent dessus un potentiel périodique, mais asymétrique.

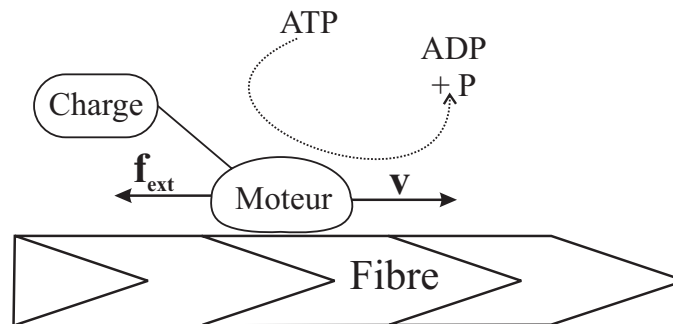


FIG. V.1 - Protéine motrice se déplaçant à une vitesse \mathbf{v} le long d'une fibre polaire. La protéine transporte une charge ; elle est donc soumise à une force extérieure (de friction) \mathbf{f}_{ext} . L'énergie nécessaire au mouvement provient de l'hydrolyse de molécules d'ATP en ADP + P.

Les moteurs moléculaires eux-mêmes sont constitués le plus souvent de deux têtes¹ de dimensions comparables à la période de la fibre sur laquelle ils se déplacent, ainsi que d'une queue longue de plusieurs dizaines de nanomètres, susceptible d'“arrimer” des charges de diverses natures (voir le schéma de principe sur la figure V.1). Les kinésines assurent le transport intracellulaire d'organelles², et leurs deux têtes semblent fonctionner plutôt comme une paire de jambes, qui s'accrocheraient à tour de rôle au filament de tubuline, duquel elles ne se détachent que rarement. Les myosines, elles, agissent plutôt collectivement, essentiellement dans le cadre de la contraction musculaire : leurs queues sont assemblées en faisceaux appelés *filaments épais* et leurs têtes se déplacent relativement à des filaments composés en particulier d'actine, les *filaments fins*, de manière à rapprocher les deux extrémités de la fibre musculaire (voir figure V.2). Au contraire des kinésines, les molécules de myosine s'accrochent brièvement au filament d'actine, sur lequel elles “tirent” avant de s'en détacher.

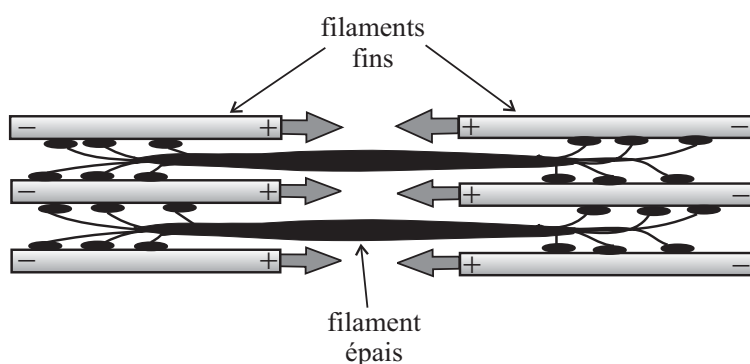


FIG. V.2 - Schéma de principe de la contraction musculaire. Les queues des molécules de myosine sont assemblées en filaments épais. Les filaments fins sont constitués en particulier de fibres d'actine sur lesquelles les molécules de myosine s'accrochent pour provoquer la contraction du muscle.

Si la structure de ces protéines est maintenant assez bien connue, en particulier grâce à des études cristallographiques [150] ou biochimiques (on peut à ce propos consulter le numéro spécial du *Biophysical Journal* d'avril 1995, consacré aux moteurs moléculaires [151]), les détails de la conversion de l'énergie chimique en mouvement rectifié restent en grande partie inconnus. Il faut dire que jusqu'à récemment, les techniques expérimentales disponibles ne permettaient que d'étudier l'effet macroscopique de l'action d'une grande

1. On trouve également des moteurs à une seule tête, et les dynéines en ont parfois trois.

2. Il faut entendre ce mot dans un sens très général, puisque ces molécules participent également à la mitose, assurent le transport des neurotransmetteurs le long des axones des cellules nerveuses, etc ...

quantité de ces moteurs. L'interprétation des premières expériences réalisées à partir des années 70 [152] pour élucider les mécanismes moléculaires sous-jacents à la contraction musculaire nécessitait des hypothèses assez incertaines, en particulier en ce qui concernait le nombre de moteurs individuels en jeu. Les résultats des différentes expériences étaient donc souvent incompatibles entre eux, certains tendant à confirmer la théorie du "swinging-crossbridge" élaborée dans les années 60 [153, 154], et d'autres au contraire la mettant en cause.

Dans ce contexte, il devenait nécessaire de raffiner les techniques expérimentales pour espérer des progrès significatifs. Les efforts ont porté tout d'abord sur la purification des solutions de moteurs d'une part, et de filaments d'autre part, jusqu'à savoir réaliser des expériences *in vitro* [155] où, par exemple, on dépose sur une plaque de quartz une couche de kinésine qu'on met ensuite en présence d'une solution de microtubules. C'est en 1989 que l'on est parvenu pour la première fois à des concentrations suffisamment faibles pour discerner le mouvement de molécules isolées [156].

Le deuxième axe de progrès a consisté dans l'utilisation de moyens de détection plus précis : c'est principalement l'usage de pièges optiques [157] qui a permis des mesures quantitatives de déplacements à l'échelle de quelques nanomètres. Dans le cas le plus simple, celui de l'interaction kinésine-tubuline, le montage consiste à fixer sur une microsphère diélectrique d'environ un micromètre de diamètre une molécule de kinésine et à la déposer sur un substrat couvert de microtubules. En présence d'ATP, on détecte alors le déplacement de la microsphère — donc de la kinésine le long de la fibre — par une technique d'interférométrie différentielle [158]. Comme les forces du piège lumineux sont proportionnelles à la distance de la microsphère au centre de ce piège, on peut en outre mesurer la force exercée par un moteur individuel. On mesure ainsi des déplacements de l'ordre de la dizaine de nanomètres et des forces de l'ordre de quelques piconewton, avec une résolution temporelle de l'ordre de quelques millisecondes. On peut en outre faire varier la charge du moteur, ainsi que la concentration en ATP de la solution.

Le cas du couple actine-myosine est plus complexe à cause des périodes relativement longues pendant lesquelles la myosine est détachée de son filament. Elle peut alors diffuser loin du filament et ne pas s'y raccrocher. Une solution [159] consiste à fixer à chaque extrémité du filament d'actine une microsphère de polystyrène piégée dans un piège optique de manière à ce que la fibre soit tendue. On approche alors une lame de microscope sur laquelle on a collé une bille de silice fixée à une molécule de myosine. On observe le mouvement de l'une des billes de polystyrène en projetant son image sur une photodiode à quadrant. A partir de ce montage, en synthétisant des molécules de myosine dont les têtes sont de longueur variable, on peut étudier par exemple la relation entre le déplacement

élémentaire et la dimension du moteur [160].

Ces progrès expérimentaux peuvent faire espérer des avancées rapides dans la compréhension des mécanismes précis qui permettent de transformer l'énergie chimique issue de l'hydrolyse de l'ATP en mouvement rectifié, sans qu'aucune force macroscopique soit appliquée.

V.A.2 Les modèles développés en physique statistique

Plusieurs modèles physiques ont été développés dans le but de rendre compte de l'activité des moteurs moléculaires, et d'une manière plus générale des moteurs browniens. Il s'agit là de particules browniennes qui possèdent une vitesse moyenne non nulle bien que n'étant soumises à aucune force macroscopique. L'intérêt de ce phénomène dépasse donc le domaine de la biologie.

Bien entendu, l'approche suivie dans chaque modèle diffère par les détails, mais il existe un certain nombre de caractéristiques communes à tous les modèles, qui sont d'ailleurs nécessaires à l'obtention d'un flux net de particules. L'idée de base a été énoncée en 1894 par Pierre Curie [161] : *lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se retrouver dans les causes qui lui ont donné naissance*. Pour obtenir une vitesse moyenne des particules, il est donc nécessaire de briser deux symétries : la symétrie spatiale et la symétrie temporelle. L'existence d'une dissipation d'énergie suffit à briser la symétrie temporelle. Quant à la symétrie spatiale, on peut la briser en soumettant les particules à un potentiel périodique mais asymétrique, par exemple en “dents de scie” (voir figure V.3).

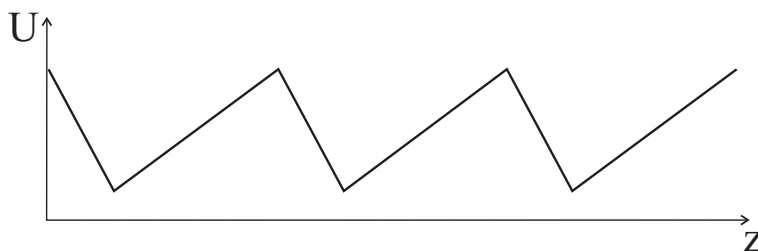


FIG. V.3 - Potentiel en “dents de scie”. Ce type de potentiel peut donner lieu à un flux de particules malgré l'absence de force moyenne à longue distance.

V.A.2.1 Le rochet de Feynman

Le premier modèle de ce type est connu sous le nom de “rochet de Feynman” [162] : après avoir montré qu’à l’équilibre thermodynamique une particule brownienne ne peut acquérir une vitesse moyenne, même en présence d’une asymétrie spatiale, Feynman imagine un système où un gradient thermique associé au mouvement brownien permet d’obtenir un déplacement, et donc un travail mécanique. Dans ce cas, la source de l’énergie dissipée est thermique.

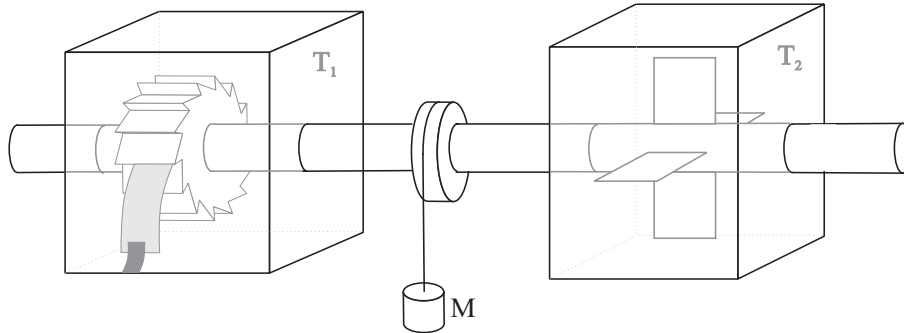


FIG. V.4 - Schéma du dispositif du “rochet de Feynman”. Pour $T_2 > T_1$, les fluctuations thermiques engendrent une rotation de l’axe vers l’avant. Le système peut donc faire monter un petit poids et constitue un moteur.

Le système consiste en une roue à rochet, en équilibre thermique avec un gaz à température T_1 , montée sur un axe à l’autre bout duquel sont fixées des palettes (voir figure V.4) qui se trouvent également en équilibre avec un gaz, à la température T_2 . On peut alors montrer que si $T_1 = T_2$, l’axe subit des fluctuations mais ne tourne pas en moyenne. En revanche, si $T_2 > T_1$, les fluctuations thermiques des deux bains font tourner la roue à rochet vers l’avant. On peut alors accrocher sur l’axe une poulie qui soulève un poids de masse M . Bien sûr, il existe une valeur maximale de ce poids pour laquelle la vitesse de rotation de l’axe est nulle. Le moteur fonctionne alors de manière quasistatique. Si le calcul de l’efficacité de ce moteur effectué par Feynman est quelque peu contesté [163], le principe de son fonctionnement est, de manière plus ou moins directe, à la base des modèles développés ultérieurement.

En particulier, une généralisation du “rochet de Feynman” à une distribution de températures périodique mais asymétrique [164, 165] suffit à engendrer une rectification des forces browniennes et donc un mouvement net des particules³. Malheureusement, à

3. Une température uniforme mais qui oscille dans le temps peut aussi mettre en mouvement net des

l'échelle nanométrique des moteurs moléculaires, les gradients thermiques nécessaires pour obtenir un déplacement relaxent vers l'équilibre en quelques microsecondes, soit environ 1000 fois plus vite que le temps caractéristique observé dans le mouvement de ces moteurs. Un modèle basé sur des gradients thermiques ne peut donc être retenu pour décrire leur fonctionnement.

V.A.2.2 Les modèles isothermes

Récemment, plusieurs mécanismes de rectification isothermes ont été proposés. Ils partagent l'asymétrie du potentiel auquel sont soumis les atomes, et diffèrent par la façon dont on prend en compte la dissipation d'énergie.

Généralement, le mouvement d'une particule brownienne est décrit par une équation de Langevin, du type

$$\alpha \frac{dz}{dt} = -\partial_z U(z) + f(t) \quad (\text{V.1})$$

où α est un coefficient de friction constant, $U(z)$ le potentiel auquel est soumise la particule, et $f(t)$ une force fluctuante, habituellement aléatoire. Lorsqu'il s'agit des fluctuations thermiques d'un système à l'équilibre à une température T , $f(t)$ est un bruit blanc gaussien, de valeur moyenne nulle $\langle f(t) \rangle = 0$ et de fonction de corrélation $\langle f(t) f(t') \rangle = 2\alpha k_B T \delta(t - t')$.⁴

On peut classer les différents modèles en trois grandes catégories selon les caractéristiques de U et f :

- Les modèles à **forces fluctuantes** [167-171]: dans ce cas la force $f(t)$ est de valeur moyenne nulle, mais elle possède des corrélations temporelles, à la différence d'un bruit blanc⁵. Ces corrélations rendent compte de la structure de la source d'énergie — par exemple une réaction chimique telle que l'hydrolyse de l'ATP. L'équilibre thermodynamique étant rompu, on peut obtenir une rectification du mouvement des particules. Il est important de noter que la direction du mouvement dépend de manière complexe de la statistique de la force f et pas uniquement de l'asymétrie du potentiel. On a représenté sur la figure V.5 l'énergie potentielle totale $U(z) + zf(t)$ à deux instants t et t' correspondant à des signes opposés de la force f .

particules soumises à un potentiel asymétrique [166].

4. Cette relation satisfait au théorème de fluctuations-dissipation.

5. On peut obtenir des résultats similaires avec une force externe qui fluctue de manière déterministe [172, 173].

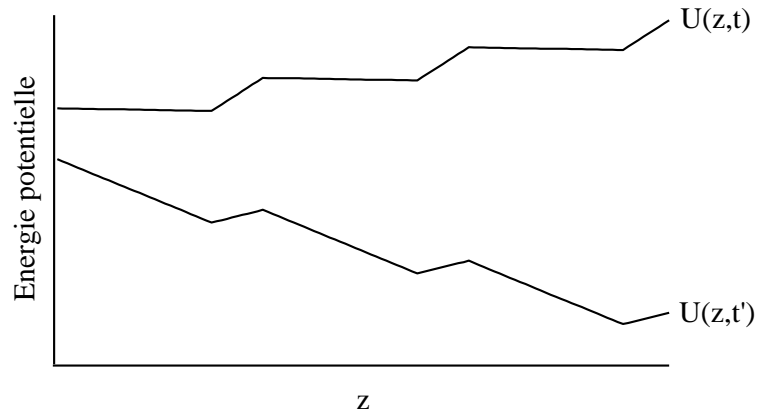


FIG. V.5 - *Energie potentielle totale de la particule brownienne dans le modèle des forces fluctuantes. Cette énergie est la somme du potentiel périodique asymétrique et du potentiel issu d'une force externe, uniforme mais fluctuant au cours du temps et de moyenne temporelle nulle. Les deux courbes représentent le potentiel à deux instants t et t' correspondant à des signes opposés de la force fluctuante.*

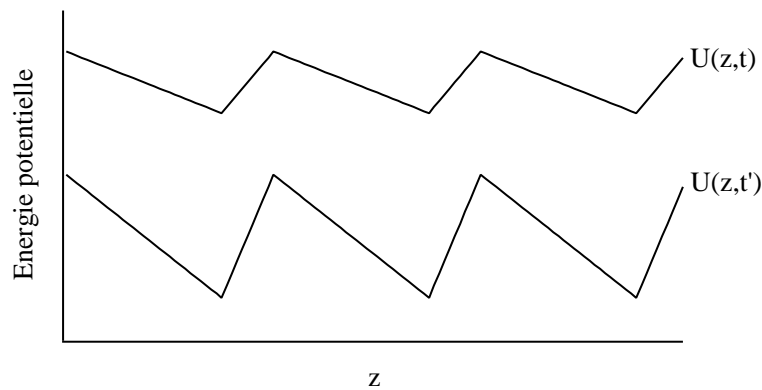


FIG. V.6 - *Energie potentielle de la particule brownienne dans le modèle des potentiels fluctuants, avec $U(z,t) = A(t)V(z)$. Les deux courbes représentent le potentiel $U(z,t)$ et $U(z,t')$ à deux instants t et t' correspondant à des valeurs différentes de $A(t)$.*

- Les modèles à **potentiel fluctuant** [174-176] correspondent pour leur part à une force $f(t)$ qui est simplement un bruit blanc et à un potentiel $U(z, t)$ qui dépend du temps et qui contient de manière implicite la source d'énergie. La plupart des modèles développés traitent le cas où $U(z, t) = A(t) V(z)$.

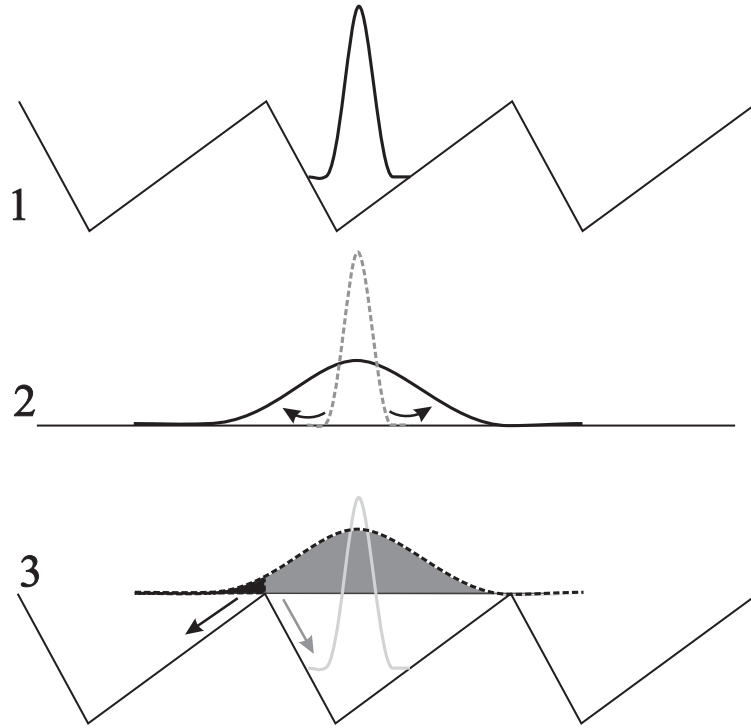


FIG. V.7 - *Principe de fonctionnement d'un moteur brownien: dans ce modèle on éteint et on allume périodiquement le potentiel, alternant ainsi les phases de localisation et de diffusion libre de la particule brownienne. Dans l'exemple de la figure, les phases 1 et 3 correspondent à des périodes d'allumage ($A(t) = 1$) et la phase 2 à une période d'extinction ($A(t) = 0$).*

La figure V.6 représente le potentiel $U(z, t)$ obtenu à deux instants t et t' avec ce type de modèle. Un cas particulier très étudié théoriquement et expérimentalement [174, 177, 178] consiste à faire clignoter le potentiel asymétrique au cours du temps ($A(t)$ est donc une fonction créneau prenant les valeurs 0 et 1). Le mouvement naît alors d'une alternance de phases de localisation dans les puits du potentiel, lorsque $A(t)$ vaut 1, et de diffusion isotrope lorsque les particules sont libres, c'est-à-dire lorsque $A(t)$ vaut 0 (voir figure V.7). A cause de l'asymétrie du potentiel, la diffusion donne davantage de chances à la particule de tomber dans le puits situé à gauche

du puits initial (pour l'asymétrie de la figure) que dans le puits situé à droite quand le potentiel est "rallumé".

Notons que l'on peut aussi faire clignoter chaque segment indépendamment [179]. Ce type de modèle conduit dans certains cas à une vitesse bien supérieure à la vitesse obtenue pour un comportement identique de tous les segments.

- Les modèles de **particules fluctuant entre plusieurs états** [180-182] reprennent une notion qui a été très tôt introduite dans la description des muscles [183] : les moteurs moléculaires peuvent exister dans plusieurs états et passent de l'un à l'autre au cours de leur mouvement⁶ avec un taux de passage lent par rapport au temps de thermalisation dans chaque état. On considère donc une particule brownienne soumise dans chaque état i à un potentiel asymétrique U_i et à un bruit brownien blanc f_i :

$$\alpha_i \frac{dz}{dt} = -\partial_z U_i(z) + f_i(t) \quad (\text{V.2})$$

On ajoute alors indépendamment des transitions entre les différents états. Le formalisme de Fokker-Planck permet de décrire commodément ce système.

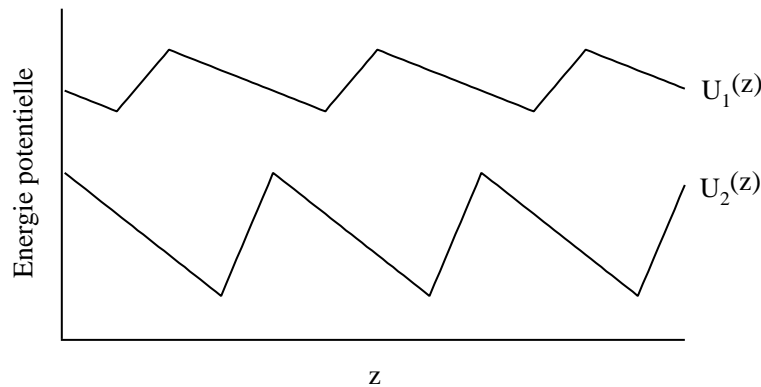


FIG. V.8 - Courbes d'énergie potentielle $U_1(z)$ et $U_2(z)$ de la particule brownienne dans chacun des deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ entre lesquels elle fluctue.

Nous considérons dans ce chapitre le cas le plus simple de deux états dont le potentiel est effectivement modulé [181, 180, 184], ce qui correspond d'ailleurs à notre situation expérimentale. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure V.8. Contrairement au modèle que nous venons de discuter, le mécanisme de

6. On peut évoquer par exemple un changement conformationnel au cours de l'hydrolyse de l'ATP.

rectification ne contient pas ici de phase de diffusion libre de la particule (voir la figure V.9).

La dynamique des particules browniennes dans ce système est régie par deux équations de Fokker-Planck couplées :

$$\partial_t P_1 + \partial_z J_1 = -\omega_1(z) P_1 + \omega_2(z) P_2 \quad (\text{V.3})$$

$$\partial_t P_2 + \partial_z J_2 = -\omega_2(z) P_2 + \omega_1(z) P_1 \quad (\text{V.4})$$

Dans ces équations, $P_i(z, t)$ représente la densité de probabilité du moteur dans l'état i en z à l'instant t , $\omega_i(z)$ le taux de départ⁷ de l'état i et J_i le courant de particules dans l'état i . Ces courants résultent de la diffusion, de l'interaction avec le potentiel et d'une force externe éventuelle f_{ext} ; ils s'écrivent donc

$$J_i = \frac{1}{\alpha_i} [-k_B T \partial_z P_i - P_i \partial_z U_i + P_i f_{\text{ext}}] \quad (\text{V.5})$$

Dans ces conditions, un mouvement est possible dès lors que le bilan détaillé n'est plus satisfait, c'est-à-dire que les taux de passage d'un état à l'autre ω_1 et ω_2 ne vérifient plus

$$\omega_1(z) = \omega_2(z) \exp \left[\frac{U_1(z) - U_2(z)}{k_B T} \right] \quad (\text{V.6})$$

On peut, à partir des équations V.3 à V.5, obtenir une équation effective qui décrit le mouvement de la particule. On note pour cela $J(z) = J_1(z) + J_2(z)$ le courant stationnaire global pour des distributions de densité stationnaires $P_i(z)$ périodiques, de même période l que les potentiels $U_i(z)$. La densité de probabilité globale en z est notée $P(z) = P_1(z) + P_2(z)$ et les taux d'occupation de chacun des niveaux s'écrivent $\pi_i(z) = P_i(z)/P(z)$.

On obtient alors un courant global qui vaut

$$J = \frac{1}{\alpha_{\text{eff}}} [-k_B T \partial_z P - P \partial_z U_{\text{eff}} + P f_{\text{ext}}] \quad (\text{V.7})$$

où le coefficient de friction effectif α_{eff} et le potentiel effectif U_{eff} s'écrivent

$$\frac{1}{\alpha_{\text{eff}}} = \frac{\pi_1}{\alpha_1} + \frac{\pi_2}{\alpha_2} \quad (\text{V.8})$$

$$U_{\text{eff}}(z) - U_{\text{eff}}(0) = \int_0^z \alpha_{\text{eff}} \left(\frac{\pi_1}{\alpha_1} \partial_z U_1 + \frac{\pi_2}{\alpha_2} \partial_z U_2 \right) dz - k_B T [\ln \alpha_{\text{eff}}]_0^z \quad (\text{V.9})$$

7. Les taux de passage d'un état à l'autre ω_i possèdent les propriétés de symétrie des filaments sur lesquels se déplacent les moteurs, donc également des potentiels U_i .

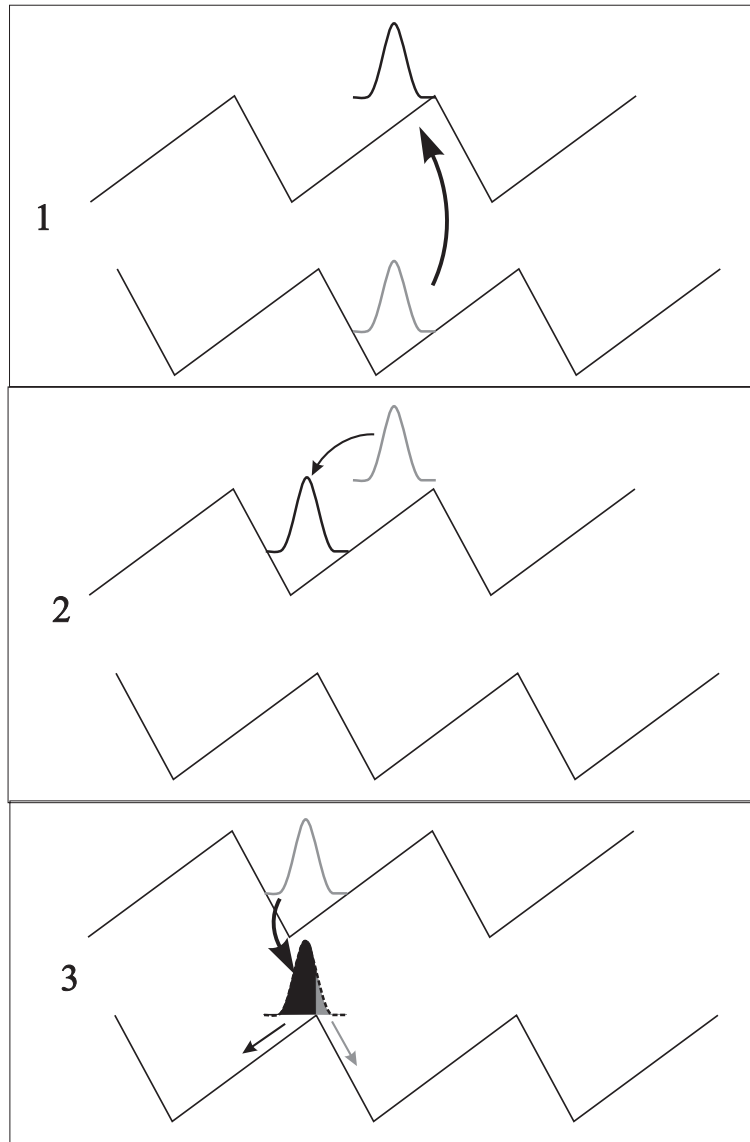


FIG. V.9 - Principe de fonctionnement d'un moteur brownien : dans ce modèle la particule peut se trouver dans deux états différents, auxquels correspondent les deux courbes de potentiel représentées. Le mouvement naît du passage entre ces deux états, qui viole les relations de bilan détaillé.

Dans ces expressions, les taux d'occupation π_i dépendent de z et doivent être calculés en résolvant les équations V.3 à V.5 en régime stationnaire.

Deux situations sont alors possibles : soit U_{eff} est périodique de période l , auquel cas on ne peut pas obtenir de flux net de particules, soit il existe une force moyenne $-[U_{\text{eff}}(l) - U_{\text{eff}}(0)]/l$ qui permet aux particules d'accomplir un travail, éventuellement contre une force extérieure.

Dans le cas où le potentiel est symétrique, les taux d'occupation des niveaux le sont aussi, donc l'expression située sous l'intégrale de l'équation V.9 est impaire : l'intégration sur une période est nulle, donc le potentiel effectif est périodique. Il apparaît donc bien que la brisure de la symétrie spatiale est une condition nécessaire au mouvement.

De même, si aucune énergie n'est fournie au système, il se trouve à l'équilibre thermodynamique et les taux de passage d'un niveau à l'autre vérifient l'équation V.6. Un calcul simple permet alors de conclure que le potentiel effectif est là encore périodique. En effet, les populations s'écrivent

$$\pi_i(z) = \frac{\exp\left[-\frac{U_i(z)}{k_B T}\right]}{\exp\left[-\frac{U_1(z)}{k_B T}\right] + \exp\left[-\frac{U_2(z)}{k_B T}\right]} \quad (\text{V.10})$$

En insérant cette expression dans l'équation V.9 on obtient

$$U_{\text{eff}}(z) - U_{\text{eff}}(0) = \int_0^z \frac{\frac{1}{\alpha_1} \exp\left[-\frac{U_1}{k_B T}\right] \partial_z U_1 + \frac{1}{\alpha_2} \exp\left[-\frac{U_2}{k_B T}\right] \partial_z U_2}{\frac{1}{\alpha_1} \exp\left[-\frac{U_1}{k_B T}\right] + \frac{1}{\alpha_2} \exp\left[-\frac{U_2}{k_B T}\right]} dz - k_B T [\ln \alpha_{\text{eff}}]_0^z$$

c'est-à-dire

$$U_{\text{eff}}(z) - U_{\text{eff}}(0) = -k_B T \left[\ln \left(\frac{\exp\left[-\frac{U_1}{k_B T}\right]}{\alpha_1} + \frac{\exp\left[-\frac{U_2}{k_B T}\right]}{\alpha_2} \right) \right]_0^z - k_B T [\ln \alpha_{\text{eff}}]_0^z \quad (\text{V.11})$$

Les potentiels U_1 et U_2 étant périodiques de période l ainsi que α_{eff} , on a évidemment $U_{\text{eff}}(l) - U_{\text{eff}}(0) = 0$. On retrouve ainsi le fait que l'existence d'une dissipation d'énergie est également un ingrédient nécessaire au fonctionnement des moteurs browniens.

On peut bien sûr raffiner tous ces modèles afin d'obtenir une meilleure description des détails des moteurs biologiques : en particulier, plusieurs auteurs [185-188] ont ajouté des

variables internes pour quantifier les corrélations entre les deux têtes de ces moteurs et rendre compte ainsi de la “marche” de la kinésine ou du changement conformationnel de la myosine.

Nous nous sommes limités volontairement ici à une description assez sommaire des modèles statistiques existants. Pour une revue plus détaillée du fonctionnement des moteurs browniens, on peut consulter les références [184] et [189]. On peut aussi considérer le mouvement de particules browniennes quantiques dans un milieu assymétrique en présence de dissipation. L’effet tunnel peut alors jouer un rôle essentiel, en particulier aux très faibles températures [190].

V.B Une expérience sur les potentiels asymétriques avec des atomes froids

Dans cette section, nous décrivons la réalisation expérimentale d’un réseau optique dans lequel les atomes sont piégés et refroidis dans un potentiel périodique asymétrique. Après avoir décrit dans un premier paragraphe la configuration utilisée et le montage expérimental, nous étudierons le potentiel obtenu en fonction des paramètres expérimentaux. Enfin nous décrirons les simulations numériques effectuées et les résultats qu’elles ont fournis.

V.B.1 La configuration utilisée

V.B.1.1 Les faisceaux lumineux

Afin de nous placer dans la situation la plus simple possible théoriquement, nous avons choisi de travailler sur la transition $5S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 1)$ d’atomes de rubidium 87. En effet, en utilisant une configuration de faisceaux qui ne possède que des composantes σ^+ et σ^- , on obtient à la limite des faibles saturations un système à deux niveaux⁸ $\{|F = 1, m = -1\rangle, |F = 1, m = +1\rangle\}$.

On a vu au paragraphe I.B.2.5 (pages 36 à 42) que les transitions du type $J \rightarrow J$ peuvent donner lieu à un refroidissement Sisyphé efficace pour des faisceaux lumineux désaccordés sur le bleu de la transition atomique, c’est-à-dire pour un désaccord $\Delta > 0$.

8. En effet, le coefficient de Clebsch-Gordan couplant $|F = 1, m = 0\rangle$ et $|F' = 1, m' = 0\rangle$ est nul (voir fig. I.12 p. 40). L’état $|F = 1, m = 0\rangle$ n’est donc pas couplé aux deux autres états $|F = 1, m = \pm 1\rangle$ par la lumière.

C'est donc dans ces conditions que nous avons travaillé. A cause de la structure hyperfine relativement étroite du rubidium (voir fig. I.23 p. 70), nous avons dû nous limiter à des désaccords de l'ordre de quelques Γ seulement afin de ne pas exciter trop d'atomes sur les raies voisines, en particulier sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

Nous avons vu également qu'un atome en présence d'un champ lumineux quasi-résonnant sur sa transition $1 \rightarrow 1$ possède toujours un état non couplé à la lumière, dont l'équation I.36 (p. 40) donne l'expression en fonction des composantes de polarisations circulaires du champ lumineux.

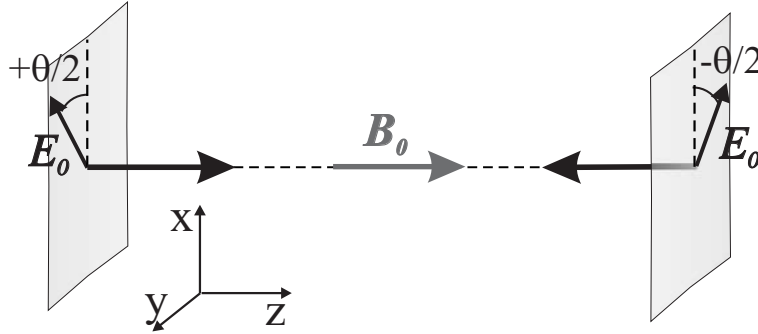


FIG. V.10 - Configuration expérimentale utilisée : aux deux faisceaux contra-propageants dont les polarisations linéaires font entre elles un angle θ on a ajouté un champ magnétique statique \mathbf{B}_0 parallèle à Oz .

Dans notre expérience, le champ lumineux résulte de l'interférence de deux faisceaux contrapropageants, de polarisations linéaires faisant un angle θ entre elles : on l'appelle la configuration $\text{lin } \theta \text{ lin}$ ⁹ (voir la figure V.10, où l'on a représenté aussi le champ magnétique B_0 qui est introduit plus loin). Cette configuration conduit bien à un champ qui ne possède pas de composante π . Le champ lumineux de chacun des faisceaux s'écrit

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(z, t) &= \frac{E_0}{2} (e^{i(k_L z - \omega_L t)} + c.c.) \left(\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_y + \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_x \right) \\ \mathbf{E}_2(z, t) &= \frac{E_0}{2} (e^{i(-k_L z - \omega_L t + \phi)} + c.c.) \left(\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_y - \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_x \right) \end{aligned}$$

Les composantes de fréquence positive et de polarisations circulaires droite et gauche (voir

9. Il faut noter que l'on n'atteint pas dans notre réseau le régime de refroidissement par piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT), à cause de l'étroitesse de la structure hyperfine dans l'état excité et également parce que la transition $1 \rightarrow 1$ utilisée n'est pas fermée.

l'éq. I.10 p. 18) du champ résultant valent alors :

$$E_{\pm}(z) = \frac{E_0}{2} \sqrt{2} \cos\left(k_L z \pm \frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{V.12})$$

L'équation V.12 permet alors d'écrire explicitement les vecteurs propres non couplé $|NC\rangle$ et couplé $|C\rangle$ de l'opérateur déplacement lumineux :

$$|NC\rangle = \frac{\cos\left(k_L z + \frac{\theta}{2}\right) |+\rangle + \cos\left(k_L z - \frac{\theta}{2}\right) |-\rangle}{\sqrt{1 + \cos 2k_L z \cos \theta}} \quad (\text{V.13})$$

$$|C\rangle = \frac{\cos\left(k_L z - \frac{\theta}{2}\right) |+\rangle - \cos\left(k_L z + \frac{\theta}{2}\right) |-\rangle}{\sqrt{1 + \cos 2k_L z \cos \theta}} \quad (\text{V.14})$$

où on a noté $|\pm\rangle = |F = 1, m = \pm 1\rangle$. Le potentiel lumineux vaut alors pour chacun des états propres :

$$V_{NC} = 0 \quad (\text{V.15})$$

$$V_C = \hbar \Delta'_0 (1 + \cos 2k_L z \cos \theta) \quad (\text{V.16})$$

Rappelons que Δ'_0 représente comme tout au long de ce travail le déplacement lumineux par onde pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1.

Afin d'obtenir un potentiel modulé pour l'état non couplé à la lumière, on ajoute un faible champ magnétique statique \mathbf{B}_0 selon Oz . A l'ordre 1 de la théorie des perturbations¹⁰, on obtient

$$V_{NC}^1 = -\hbar \Omega_0 \frac{\sin 2k_L z \sin \theta}{1 + \cos 2k_L z \cos \theta} \quad (\text{V.17})$$

$$V_C^1 = \hbar \Delta'_0 (1 + \cos 2k_L z \cos \theta) + \hbar \Omega_0 \frac{\sin 2k_L z \sin \theta}{1 + \cos 2k_L z \cos \theta} \quad (\text{V.18})$$

où $\Omega_0 = g\mu_B B_0$, g représentant le facteur de Landé de l'état fondamental et μ_B le magnéton de Bohr. La figure V.11 représente le potentiel lumineux obtenu dans des conditions expérimentales typiques.

V.B.1.2 Lien avec d'autres configurations

D'autres configurations apparentées ont déjà été utilisées avec des atomes froids et ont également conduit à un mouvement des atomes dans une direction privilégiée. Il nous

10. Pour un champ magnétique qui n'est pas faible par rapport au déplacement lumineux, il faut diagonaliser le hamiltonien total, somme de l'opérateur déplacement lumineux et du hamiltonien Zeeman.

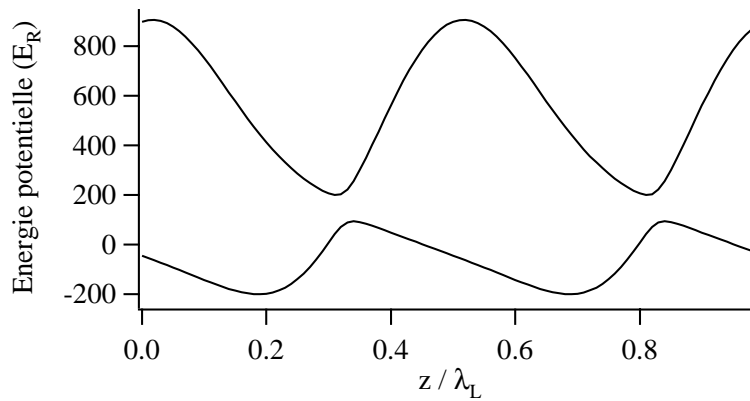


FIG. V.11 - *Bi-potential obtenu pour une transition atomique $1 \rightarrow 1$ en diagonalisant le hamiltonien total (somme de l'opérateur de déplacement lumineux et du hamiltonien Zeeman). Les paramètres sont des paramètres expérimentaux typiques : $\Delta'_0 = 500\omega_R$, $\Omega_0 = 200\omega_R$ et $\theta = 45^\circ$.*

semble intéressant de discuter ici les points communs et les différences entre ces expériences et la situation que nous décrivons dans ce travail.

Le cas le plus simple consiste en une mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un champ magnétique longitudinal [33]. Les atomes sont alors refroidis et se localisent autour d'une classe de vitesses qui dépend linéairement du champ magnétique. De même, le mécanisme de piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT en Anglais), avec la même configuration de faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$ additionnée d'un champ magnétique, conduit à un état noir correspondant à une vitesse moyenne non nulle (*moving dark state*) [38]. Cependant, il convient de garder à l'esprit que cette configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ conduit à des potentiels *plats*, et ceci quels que soient les moments cinétiques des états fondamental et excité. Dans ces conditions, la description microscopique de la dynamique ne peut se faire de la même manière que dans notre cas.

Enfin, la configuration que nous avons utilisée est géométriquement identique à l'une de celles qui donnent naissance à la force magnéto-optique [191, 192], également décrite en termes de force dipolaire rectifiée [193]. La configuration lin θ lin avec un champ magnétique statique B_0 a été étudiée théoriquement [192] et expérimentalement [191, 194] sur des transitions du type $J \rightarrow J + 1$ et dans le régime des fortes saturations. Le formalisme de l'atome habillé est alors pertinent pour décrire simplement la dynamique atomique. En particulier, comme les atomes évoluent en régime sautant, on peut simplifier considérablement le problème en considérant un potentiel dipolaire moyen plutôt que

chaque niveau d'énergie séparément. La figure V.12 représente l'allure de ce potentiel dipolaire moyen pour des faisceaux laser à résonance sur la transition atomique modèle $J = 0 \rightarrow J' = 1$ et pour $\theta = 45^\circ$, $\Omega_L = 0.25\Omega_R$, où $\Omega_L = \mu_{BgJ'}B_0/\hbar$ et Ω_R sont respectivement la fréquence de Larmor de l'état excité et la fréquence de Rabi d'une onde plane progressive. Ce potentiel diffère peu d'un potentiel à pente constante, et le souvenir d'éventuels puits de potentiel n'apparaît que de façon marginale. L'existence d'une force moyenne $F = \frac{U_{\text{dip}}(0) - U_{\text{dip}}(\lambda_L/2)}{\lambda_L/2}$ entraînant les atomes est très claire sur cette courbe.

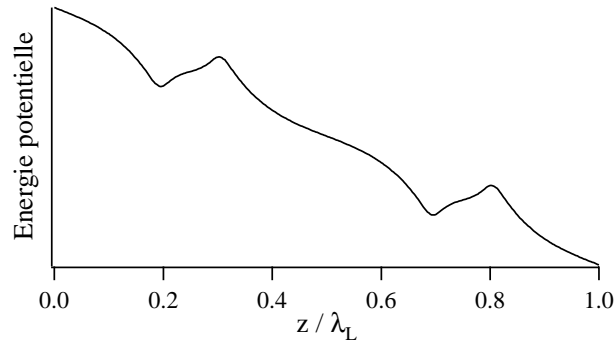


FIG. V.12 - *Potentiel dipolaire moyen obtenu pour une transition atomique $0 \rightarrow 1$ dans le formalisme de l'atome habillé. Les paramètres sont $\Omega_L = 0.25\Omega_R$ et $\theta = 45^\circ$, où $\Omega_L = \mu_{BgJ'}B_0/\hbar$ et Ω_R sont respectivement la fréquence de Larmor de l'état excité et la fréquence de Rabi d'une onde plane progressive.*

La situation physique que nous avons réalisée dans ce travail est nettement différente : en effet, nous utilisons la transition $1 \rightarrow 1$ d'atomes de rubidium (^{87}Rb) et nous nous plaçons dans le régime de faible saturation. Les atomes se trouvent donc presque tous dans l'état faiblement couplé du niveau fondamental. De plus, ils évoluent en régime oscillant dans le potentiel non-couplé (voir § V.B.3.2 p. 264) et sont donc localisés dans les puits de potentiel. Dans cette situation nous ne pouvons faire appel au potentiel dipolaire moyen : afin de décrire correctement la dynamique atomique nous devons conserver les deux courbes du potentiel.

Notons pour terminer que si la situation réalisée dans notre travail est bien la seule qui se décrive à l'aide d'un bi-potentiel *périodique et asymétrique*, toutes les configurations évoquées ici satisfont à la loi de symétrie énoncée par Curie [161] (voir § V.A.2 p. 241) et peuvent donc donner lieu à un mouvement des atomes.

V.B.1.3 Le montage expérimental

La réalisation expérimentale d'un tel réseau optique nécessite quelques précautions : la transition choisie, si elle est simple théoriquement, n'est pas une transition fermée (voir fig. I.23 p. 70). En effet, un atome excité dans $|F' = 1\rangle$ peut bien sûr retomber dans l'état $|F = 1\rangle$ avec une probabilité $\frac{5}{6}$, mais également dans $|F = 2\rangle$, avec une probabilité $\frac{1}{6}$. Dans ce cas il n'est plus sensible aux faisceaux du réseau puisque la structure hyperfine dans l'état fondamental fait presque 7 GHz de large. Au contraire, la structure hyperfine de l'état excité est relativement étroite : l'écart entre deux niveaux consécutifs est de l'ordre de 100 MHz. Par conséquent, les atomes dans $|F = 1\rangle$ ont une probabilité non nulle d'être excités sur l'une des transitions voisines de $1 \rightarrow 1$, c'est-à-dire vers $|F' = 0\rangle$ ou $|F' = 2\rangle$. Il faut donc un faisceau laser supplémentaire pour repomper vers $|F = 1\rangle$ les atomes qui retombent sur $|F = 2\rangle$ après l'un de ces processus. Ce faisceau est choisi résonnant sur la transition $2 \rightarrow 2$, ou plus exactement très légèrement désaccordé (de 1 à 2 Γ) sur le bleu de cette transition. La géométrie que nous avons utilisée pour ce repompeur consiste en deux faisceaux perpendiculaires réfléchis sur eux-mêmes et placés dans un plan xOy perpendiculaire aux deux faisceaux du réseau qui se propagent selon Oz . Cette géométrie présente deux avantages : tout d'abord, à cause du petit désaccord à résonance des faisceaux du repompeur, les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont soumis à un potentiel modulé dans le plan transverse, et sont refroidis par effet Sisyphé. On augmente donc un peu la durée de confinement des atomes, même s'ils passent la plus grande partie de leur temps dans $|F = 1\rangle$. En revanche, le repompeur n'a aucun effet sur la dynamique des atomes selon Oz puisque dans cette direction le potentiel qu'il crée n'est pas modulé. Il n'existe donc aucune ambiguïté sur l'origine d'un éventuel courant atomique : il provient forcément des faisceaux qui se propagent selon Oz .

Il reste à préciser que pour augmenter la durée de piégeage des atomes dans notre réseau nous avons pris la direction Oz verticale pour que le piégeage dans les puits compense partiellement la gravité.

La géométrie des faisceaux utilisés lors des deux phases principales de la séquence expérimentale — piégeage et pré-refroidissement dans un piège magnéto-optique puis réseau optique — est indiquée sur la figure V.13(a) pour le piège magnéto-optique et sur la figure V.13(b) pour le réseau asymétrique.

Le champ magnétique B_0 est créé par une paire de bobines rectangulaires de dimensions 68×118 mm montées en Helmholtz, placées chacune à $d = 68$ mm du nuage atomique. Chacune de ces bobines contient $N = 100$ spires parcourues par un courant I_0 qui peut

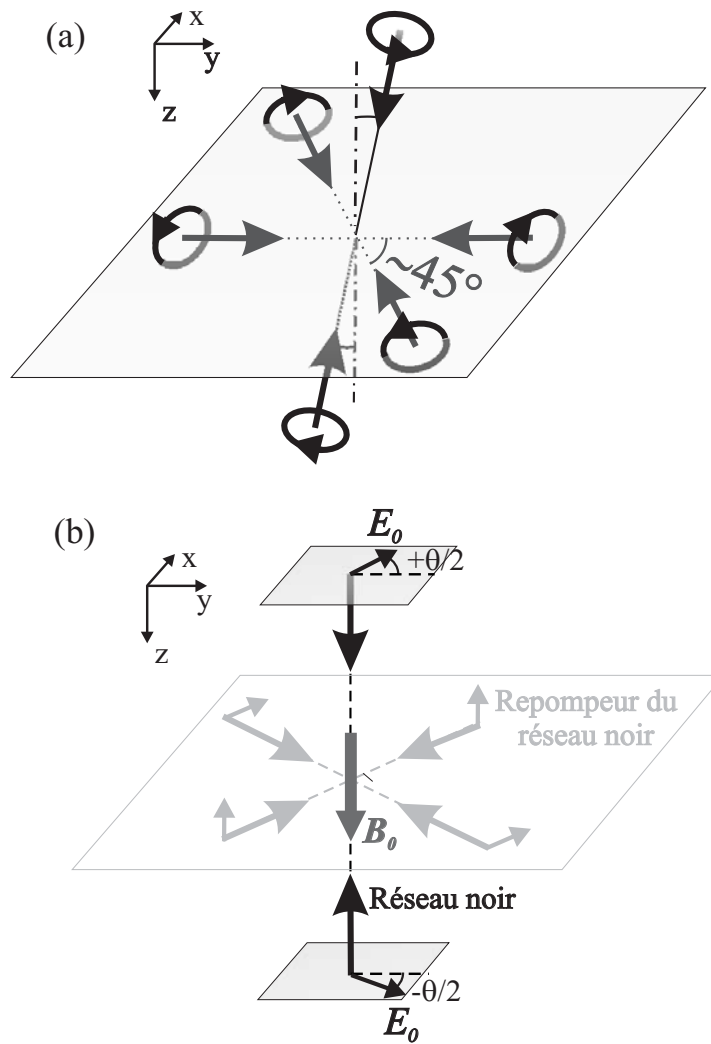


FIG. V.13 - Agencement des faisceaux (a) du piège magnéto-optique et (b) du réseau noir. Les faisceaux du piège sont bichromatiques (le faisceau repompeur est superposé au faisceau piège en amont). Les intersections des faisceaux en (a) et (b) sont bien sûr situées au même endroit dans la cellule; elles sont séparées ici pour des raisons de clarté du dessin.

atteindre 400 mA. Le champ magnétique créé au niveau des atomes par ces bobines vaut

$$B_0 = \frac{\mu_0 N I_0}{2\pi} \frac{4ab}{\sqrt{a^2 + b^2 + d^2}} \left[\frac{1}{d^2 + a^2} + \frac{1}{d^2 + b^2} \right]$$

où $2a = 68$ mm et $2b = 118$ mm sont les dimensions des bobines. Ce champ vaut donc jusqu'à environ 2 G. Il s'établit en 1 ms et est coupé en 100 μ s environ.

Le montage expérimental a déjà été décrit de manière assez détaillée au chapitre I. Nous présentons donc simplement sur la figure V.14 l'organigramme de ce montage, en indiquant en gris les différents paramètres expérimentaux que nous avons modifiés : intensité lumineuse I , désaccord Δ , champ magnétique B_0 , angle θ entre les polarisations des deux faisceaux contrapropageants.

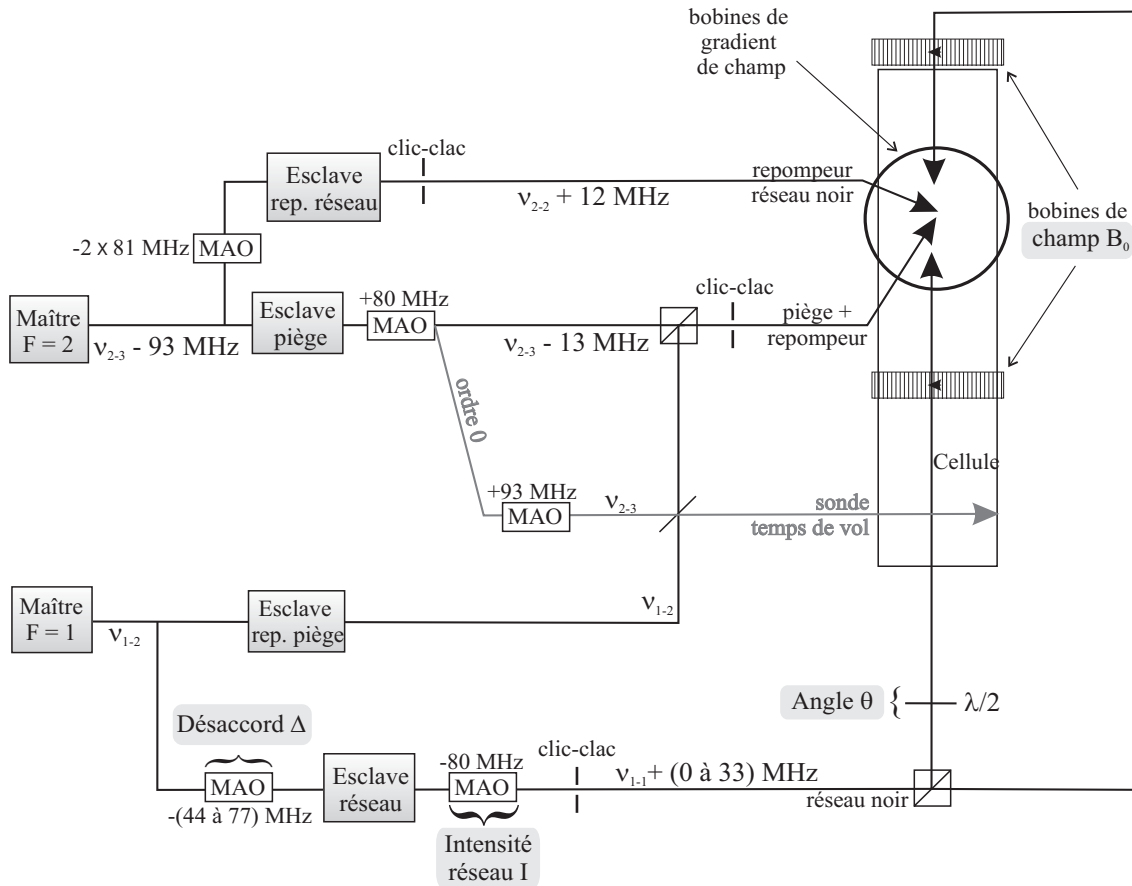


FIG. V.14 - Organigramme du montage expérimental utilisé. On a indiqué les éléments qui permettent de faire varier les différents paramètres expérimentaux.

V.B.1.4 Les techniques de mesure utilisées

Dans cette expérience, nous cherchons à mettre en évidence un flux net d'atomes. La technique la plus directe pour cela consiste à prendre des images du nuage atomique au cours du temps afin de mesurer son déplacement. Nous avons donc utilisé la même caméra déclenchable que pour les mesures de température et de diffusion dans le réseau induit par effet Talbot (voir § III.C.1.2 p. 164). Pour chaque ensemble de paramètres, nous avons moyenné plusieurs images afin d'obtenir un rapport signal sur bruit convenable. Deux techniques sont possibles : la plus intuitive consiste à prendre l'image de la fluorescence des atomes directement dans le réseau. Cette méthode est cependant difficile à mettre en œuvre car les atomes se trouvent essentiellement dans l'état non couplé où ils fluorescent peu¹¹. Pour surmonter cette difficulté nous avons dû moyenné une centaine d'images. La deuxième méthode permet de ne moyenné que 10 images, mais présente l'inconvénient d'être destructive : elle consiste à rallumer, juste au moment du déclenchement de la caméra, les faisceaux du piège magnéto-optique et de son repompeur, afin que les atomes fluorescent de manière plus importante. Bien entendu, nous avons vérifié que les deux techniques donnent des résultats analogues.

L'imagerie est une technique de mesure très intuitive, mais elle ne donne pas tous les renseignements que l'on souhaite. En particulier, elle ne nous renseigne pas sur la distribution de vitesses des atomes mais seulement sur leur vitesse moyenne. Nous avons donc utilisé un deuxième type de mesure pour obtenir cette information. Puisque nous avons choisi de réaliser le réseau asymétrique selon l'axe vertical, un simple signal de temps de vol nous fournit la distribution de vitesses que nous cherchons. La sonde de temps de vol est résonnante sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ et traverse la cellule environ 10 cm en dessous du nuage.

V.B.2 Le potentiel lumineux

Dans ce paragraphe, nous étudions les caractéristiques du potentiel lumineux en fonction des paramètres expérimentaux dont nous disposons. Ces paramètres sont au nombre de quatre : l'intensité lumineuse I , le désaccord des faisceaux à la résonance atomique Δ , le champ magnétique B_0 et l'angle entre les polarisations θ .

Dans le cas général, la diagonalisation du hamiltonien global (déplacement lumineux + déplacement Zeeman) donne les expressions des deux courbes de potentiel correspondant

11. On note d'ailleurs que la fluorescence augmente quand on ajoute un champ magnétique, puisqu'alors apparaissent des couplages magnétiques entre les deux niveaux.

aux états que nous appelons par continuité “non couplé” et “couplé” :

$$V_{NC} = \frac{\hbar\Delta'_0}{2} (1 + \cos\theta \cos 2k_L z) \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4\Omega_0}{\Delta'_0} \frac{\Omega_0}{\Delta'_0} + \sin\theta \sin 2k_L z} \right] \quad (\text{V.19})$$

$$V_C = \frac{\hbar\Delta'_0}{2} (1 + \cos\theta \cos 2k_L z) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4\Omega_0}{\Delta'_0} \frac{\Omega_0}{\Delta'_0} + \sin\theta \sin 2k_L z} \right] \quad (\text{V.20})$$

Ces expressions correspondent bien, en général, à des courbes qui ne sont pas symétriques en z . En outre on retrouve, pour les faibles champs magnétiques, les équations V.17 et V.18 obtenues en appliquant la théorie des perturbations au premier ordre.

Nous analysons maintenant les équations V.19 et V.20 pour différentes valeurs limites des paramètres :

- Pour $B_0 = 0$, nous avons déjà vu que les potentiels sont symétriques (fig. V.15(a)). Au contraire, en régime de champ magnétique fort, c'est-à-dire pour $\Omega_0 \gg \Delta'_0$, on obtient des expressions symétriques :

$$V_{NC} \simeq -\hbar\Omega_0 + \hbar\Delta'_0 \cos^2 \left(k_L z + \frac{\theta}{2} \right)$$

$$V_C \simeq \hbar\Omega_0 + \hbar\Delta'_0 \cos^2 \left(k_L z - \frac{\theta}{2} \right)$$

Les potentiels V_{NC} et V_C redeviennent donc symétriques à fort champ magnétique (fig. V.15(b)).

- Dans le cas d'un champ magnétique faible ou intermédiaire, on a

$$V_{NC}(B_0, z) = V_{NC}(-B_0, -z)$$

$$V_C(B_0, z) = V_C(-B_0, -z)$$

Un changement de signe du champ magnétique entraîne donc un renversement de l'asymétrie du potentiel (fig. V.16).

- Pour $\theta = 0$, il est immédiat que les deux expressions V.19 et V.20 sont symétriques (fig. V.17(a)). Pour $\theta = \pi/2$, on obtient

$$V_{NC} = \frac{\hbar\Delta'_0}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4\Omega_0}{\Delta'_0} \left(\frac{\Omega_0}{\Delta'_0} + \sin 2k_L z \right)} \right]$$

$$V_C = \frac{\hbar\Delta'_0}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4\Omega_0}{\Delta'_0} \left(\frac{\Omega_0}{\Delta'_0} + \sin 2k_L z \right)} \right]$$

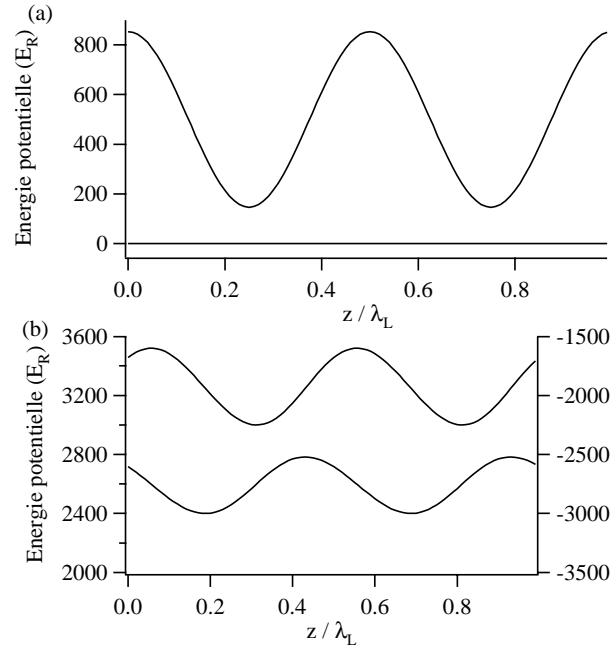


FIG. V.15 - *Bi-potential obtenu à partir de la configuration lin θ lin pour $\Delta'_0 = 500\omega_R$, $\theta = 45^\circ$ et pour $\Omega_0 = 0$ (a) ou $\Omega_0 = 3000\omega_R \gg \Delta'_0$ (b). Dans ce dernier cas on a représenté chaque courbe sur une échelle différente pour une meilleure visibilité.*

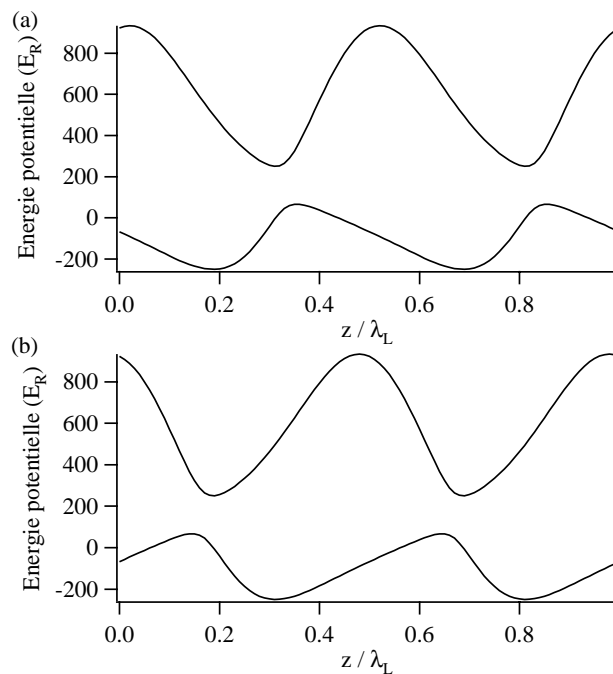


FIG. V.16 - *Bi-potential obtenu à partir de la configuration lin θ lin pour Δ₀' = 500ω_R, θ = 45° et pour Ω₀ = 250ω_R (a) ou Ω₀ = -250ω_R (b). L'asymétrie change de signe avec le champ magnétique.*

Ces équations sont symétriques par rapport à $z = \lambda_L/8$; on obtient donc de nouveau des courbes de potentiel symétriques (fig. V.17(b)).

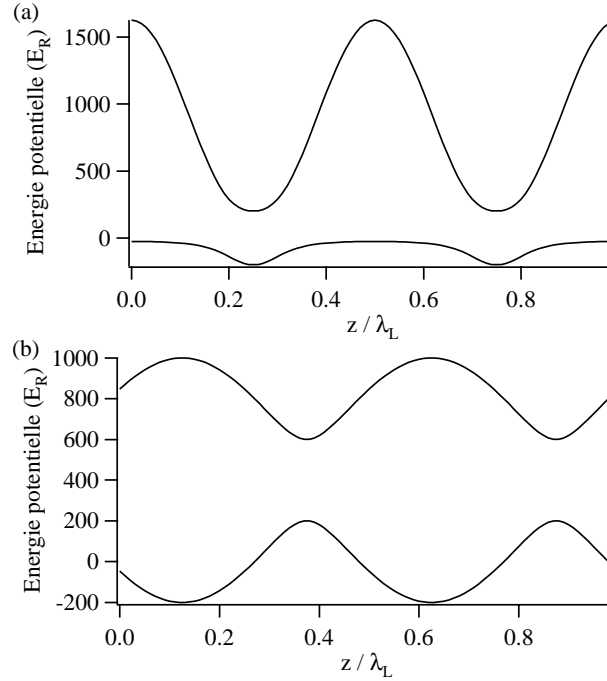


FIG. V.17 - *Bi-potentiel obtenu à partir de la configuration lin θ lin pour $\Delta'_0 = 800\omega_R$, $\Omega_0 = 200\omega_R$ et pour $\theta = 0^\circ$ (a) ou $\theta = 90^\circ$ (b). Dans les deux cas le potentiel est symétrique.*

- De même que pour le champ magnétique, un changement de signe de l'angle θ entre polarisations conduit à un renversement de l'asymétrie du potentiel (fig. V.18) :

$$V_{NC}(\theta, z) = V_{NC}(-\theta, -z)$$

$$V_C(\theta, z) = V_C(-\theta, -z)$$

V.B.3 Traitement théorique

Bien sûr, il ne suffit pas d'étudier l'asymétrie spatiale du potentiel pour être à même de prédire un flux d'atomes dans l'une ou l'autre direction. En effet, nous avons vu au paragraphe V.A.2.2 que le mécanisme de transport est beaucoup plus complexe. En particulier, les taux de passage d'un niveau à l'autre interviennent dans le processus de rectification ; il est donc difficile d'obtenir à moindres frais des prédictions correctes.

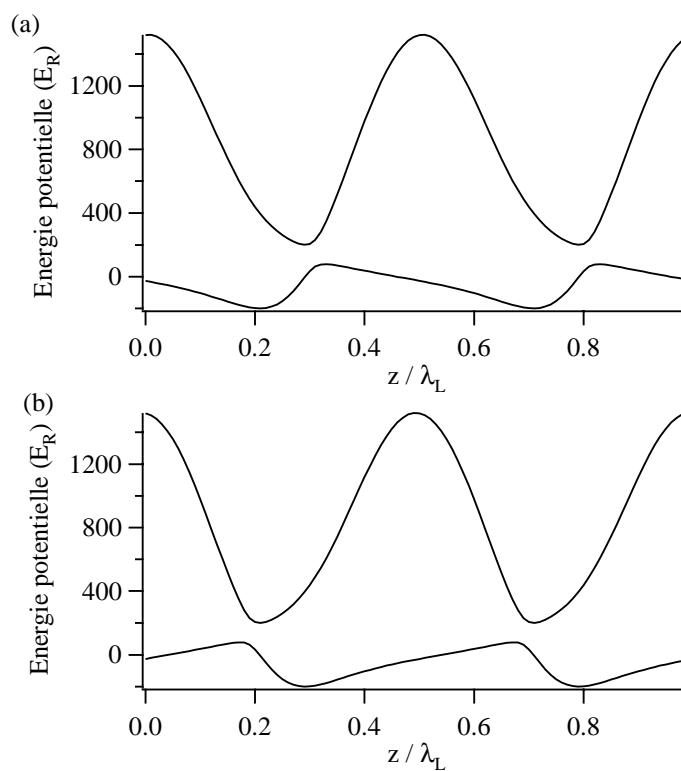


FIG. V.18 - *Bi-potential obtenu à partir de la configuration lin θ lin pour Δ₀' = 800ω_R, Ω₀ = 200ω_R et pour θ = 30° (a) ou θ = -30° (b). L'asymétrie change de signe avec l'angle.*

V.B.3.1 Les brisures de symétrie

Nous avons vu dans la section précédente qu'en vertu d'arguments de symétrie très généraux, exposés en 1894 par Pierre Curie, l'existence d'un flux de particules suppose qu'on brise la symétrie spatiale et la symétrie temporelle. La question de ce qui brise chacune de ces symétries dans notre système mérite d'être évoquée ici.

Il est connu que le réseau optique que nous réalisons est un système dissipatif: les atomes absorbent des photons et les réémettent par émission spontanée; la source de l'énergie dissipée est donc le champ lumineux. En outre, comme on ne peuple pas notablement l'état noir et qu'il existe de toutes façons des couplages magnétiques entre les deux niveaux, les atomes continuent d'être pompés optiquement d'un niveau à l'autre, même après un certain temps de refroidissement.

L'origine de la brisure de symétrie spatiale est plus complexe puisque les effets des faisceaux lumineux et du champ magnétique se combinent pour engendrer un potentiel asymétrique pour les atomes. En analysant de plus près la transformation de chacun des éléments dans une symétrie $z \mapsto -z$ et dans une rotation de π autour d'un axe perpendiculaire à Oz , on constate que :

- le champ magnétique B_0 est conservé dans l'opération de symétrie mais pas dans la rotation, ce qui est un résultat connu [161];
- l'angle θ de la configuration lin θ lin est changé par la symétrie en son opposé $-\theta$, ce qui revient à échanger les composantes circulaires E_+ et E_- du champ lumineux, ou encore les niveaux $|m = -1\rangle$ et $|m = +1\rangle$. En revanche, il est conservé dans la rotation de π .

Il apparaît donc que le champ lumineux et le champ magnétique ne sont simultanément conservés ni par la symétrie par rapport au plan xOy , ni par la rotation de π par rapport à un axe du plan xOy . On comprend ainsi pourquoi la configuration lin θ lin conduit à un potentiel symétrique en champ magnétique nul: en effet, dans ce cas le système se conserve dans l'opération de rotation. En revanche, lorsque l'on ajoute aux faisceaux lumineux un champ magnétique selon Oz , aucune des deux opérations de symétrie ne conserve le système global, d'où l'asymétrie du potentiel.

V.B.3.2 Description qualitative du processus de rectification

Dans ce paragraphe nous décrivons de façon schématique le processus qui conduit à un flux net d'atomes.

Notons tout d'abord que les atomes évoluent en régime oscillant dans le réseau asymétrique réalisé. En effet, la condition du régime oscillant s'écrit $\Gamma_{NC} \frac{\omega_R}{\Omega_{NC}} \ll \Omega_{NC}$, où Γ_{NC} est le taux de départ du niveau non-couplé $|NC\rangle$ et Ω_{NC} est la fréquence d'oscillation des atomes dans le potentiel V_{NC} . Le terme $\frac{\omega_R}{\Omega_{NC}}$ est le facteur de Lamb-Dicke (voir § I.B.1 p. 26) dû à la bonne localisation atomique et à la nullité du couplage magnétique au fond des puits de potentiel (puisqu'en ces points, les états $|NC\rangle$ et $|C\rangle$ coïncident avec les états Zeeman). Dans le régime de faible champ magnétique, l'expression perturbative V.18 du potentiel non-couplé fournit $\Omega_{NC} \sim \sqrt{\omega_R \Omega_0}$ et la formule de Bethe V.27 donne l'expression de Γ_{NC} . On obtient alors la condition du régime oscillant :

$$\Omega_0 \ll \Delta'_0 \frac{\Delta}{\Gamma} \tag{V.21}$$

Cette condition est assez bien vérifiée dans toute la zone de paramètres de nos expériences.

Le processus par lequel on obtient une rectification du mouvement est illustré sur la figure V.19.

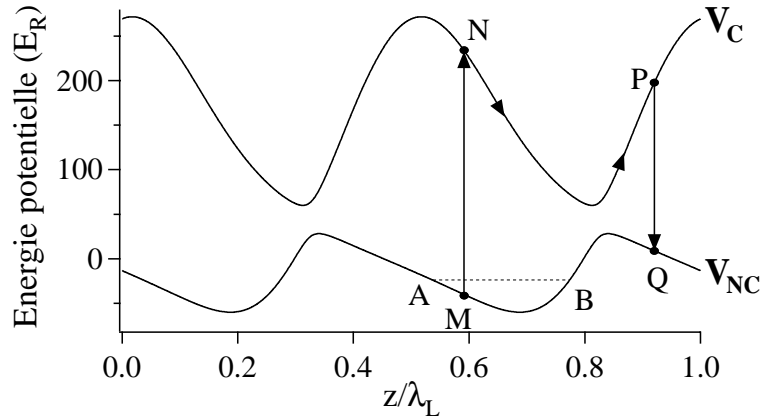


FIG. V.19 - Principe du processus de rectification dans le cas du potentiel de la figure V.11. Un atome qui oscille dans un puits de l'état non-couplé est susceptible de passer dans le puits situé à sa droite après un court séjour dans l'état couplé.

Considérons un atome qui oscille dans un puits du potentiel non-couplé V_{NC} (entre A et B sur la figure V.19). Une transition magnétique peut alors l'amener dans l'état couplé $|C\rangle$ (transition $M \rightarrow N$ sur la figure V.19). L'atome commence alors à osciller dans le puits de la courbe V_C ($N \rightarrow P$), puis retombe de nouveau dans l'état non-couplé à cause d'un cycle de pompage optique ($P \rightarrow Q$). En moyenne, l'atome se déplace donc vers la droite sur la figure V.19, en accord avec les résultats fournis par les simulations numériques décrites plus loin.

Notons que le type d'événement décrit ici est rare puisque le réseau que nous réalisons dans ce travail fonctionne en régime oscillant : l'atome passe donc la majorité de son temps à osciller dans les puits de potentiel de l'état non-couplé.

Remarquons aussi l'importance des transitions de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$ partant d'un point situé à gauche du minimum du potentiel V_{NC} . Si toutes les transitions partaient d'un point voisin de B, il n'y aurait pas de mouvement (c'est ce qui se produit si on impose le bilan détaillé). C'est parce que les probabilités de transition de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$ ont des valeurs voisines de part et d'autre du minimum de V_{NC} que le mouvement dirigé vers la droite est possible.

V.B.3.3 Un modèle simple inspiré de la physique statistique – Son incompatibilité avec les atomes froids

Dans ce paragraphe, nous cherchons à décrire les propriétés de transport atomique dans le réseau asymétrique à partir d'un modèle du type de celui exposé au paragraphe V.A.2.2, en choisissant une forme de potentiel très proche du potentiel obtenu expérimentalement. Bien sûr, nous ne prétendons pas prendre en compte le détail de ses caractéristiques, mais en extraire les aspects essentiels pour les propriétés que nous cherchons à mettre en évidence et obtenir, par un calcul analytique, le potentiel effectif. Nous verrons toutefois que ce modèle issu de la physique statistique est inapplicable aux atomes froids, et cela pour des raisons fondamentales.

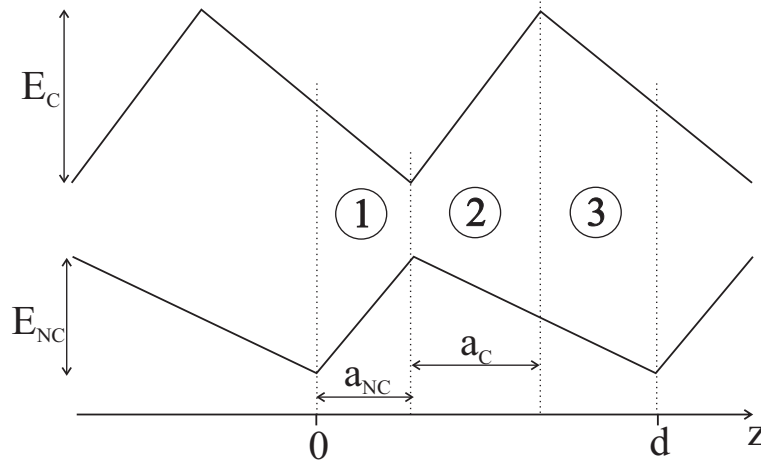


FIG. V.20 - Potentiel modèle qui reprend en les simplifiant les caractéristiques principales du bi-potentiel issu de la configuration $\text{lin } \theta \text{ lin}$ sur la transition $1 \rightarrow 1$.

1. **Le potentiel.** Nous considérons un bipotentiel linéaire par morceaux, c'est-à-dire que nous transformons le potentiel réel (fig. V.11 p. 253) en un potentiel idéal en dents de scie (voir figure V.20), dont les deux nappes ont des asymétries de même signe. Ce potentiel est périodique de période $d = \lambda_L/2$, et le minimum de la nappe de potentiel correspondant à l'état couplé se situe à la même abscisse que le maximum de l'autre nappe¹². Il existe sur chaque période trois domaines différents, que l'on a représentés sur la figure V.20 ; dans chaque domaine i , les forces conservatives $F_C^{(i)} = -\frac{dV_C}{dz}$ et $F_{NC}^{(i)} = -\frac{dV_{NC}}{dz}$ sont constantes :

$$\text{Domaine 1 : } z \in [0, a_{NC}[\quad \left\{ \begin{array}{l} F_C^{(1)} = \frac{E_C}{b_C} \\ F_{NC}^{(1)} = -\frac{E_{NC}}{a_{NC}} \end{array} \right. \quad (\text{V.22})$$

$$\text{Domaine 2 : } z \in [a_{NC}, a_{NC} + a_C[\quad \left\{ \begin{array}{l} F_C^{(2)} = -\frac{E_C}{a_C} \\ F_{NC}^{(2)} = \frac{E_{NC}}{b_{NC}} \end{array} \right. \quad (\text{V.23})$$

$$\text{Domaine 3 : } z \in [a_{NC} + a_C, d[\quad \left\{ \begin{array}{l} F_C^{(3)} = \frac{E_C}{b_C} \\ F_{NC}^{(3)} = \frac{E_{NC}}{b_{NC}} \end{array} \right. \quad (\text{V.24})$$

où on a utilisé les notations indiquées sur la figure V.20.

2. **Le taux de passage Γ_C de $|C\rangle$ à $|NC\rangle$.** Comme dans le paragraphe précédent, nous nous limitons aux champs magnétiques faibles. Nous ne prendrons en compte dans notre calcul que la contribution principale, qui vient pour Γ_C du pompage optique. Le taux de pompage Γ_C s'écrit [47]

$$\Gamma_C = \Gamma'_0 \left[\left| \langle C | \hat{B}_x | NC \rangle \right|^2 + \left| \langle C | \hat{B}_y | NC \rangle \right|^2 \right] \quad (\text{V.25})$$

Rappelons que $\Gamma'_0 = \Gamma_{s_0}/2$ est le taux de diffusion de photons par onde et que \hat{B}_q représente la matrice d'émission spontanée d'un photon de polarisation q , dont l'expression est donnée par l'équation I.54 page 56.

Un calcul sans difficulté, mené pour $B_0 = 0$, conduit alors à

$$\Gamma_C(z) = \Gamma'_0 \left[1 + 2 \cos^2 k_L z \cos^2 \frac{\theta}{2} - \cos^2 k_L z - \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (\text{V.26})$$

Afin de simplifier encore les calculs ultérieurs, nous prendrons dans la suite un taux uniforme¹³, égal à la valeur moyenne de $\Gamma_C(z)$: $\Gamma_C \sim \frac{\Gamma'_0}{2}$.

12. Cette caractéristique est due au fait que l'on a à cet endroit un anti-croisement entre les deux niveaux $|m = -1\rangle$ et $|m = +1\rangle$.

13. Bien sûr cette approximation est assez grossière si notre ambition est de rendre compte précisément de la dynamique atomique dans le champ lumineux, mais la dépendance spatiale des taux de pompage optique n'est pas un élément indispensable à l'existence d'un flux d'atomes.

3. **Le taux de passage Γ_{NC} de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$.** Les contributions au passage de l'état non-couplé à l'état couplé sont les transitions non-adiabatiques et magnétiques. Nous négligeons dans la suite les couplages non-adiabatiques, qui jouent un rôle mineur dans le mouvement. De plus, dans une large plage de paramètres expérimentaux (pour $0.1 \leq \Omega_0/\Delta'_0 \leq 0.7$) la température mesurée correspond à une énergie cinétique beaucoup plus faible que la hauteur du potentiel de l'état non-couplé, donc les atomes n'atteignent presque jamais les points d'anti-croisement où ils seraient susceptibles de subir une transition non-adiabatique¹⁴.

Dès lors que seuls les couplages magnétiques contribuent notablement à l'instabilité du niveau $|NC\rangle$, le taux de passage de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$ est donné dans le cas des champs magnétiques faibles par la formule de Bethe (voir [64] p. 197) :

$$\Gamma_{NC} = \Gamma_C \frac{|\langle NC | \hat{H}_z | C \rangle|^2}{V_C^2 + \frac{\Gamma_C^2}{4}} \quad (\text{V.27})$$

où $\hat{H}_z = \hbar\Omega_0 (-|-1\rangle\langle -1| + |+1\rangle\langle +1|)$ est le hamiltonien Zeeman qui couple les deux états.

En fait on prendra dans la suite une forme simplifiée de l'équation V.27, obtenue en considérant les valeurs moyennes de V_C , Γ_C et $\langle NC | \hat{H}_z | C \rangle$ sur une période. On obtient

$$\begin{aligned} \Gamma_{NC} &\sim \frac{\Gamma'_0}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Delta_0'^2 + \Gamma_0'^2/4} \\ &\sim \frac{\Gamma'_0}{2} \left(\frac{\Omega_0}{\Delta_0'} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{V.28})$$

4. **Les coefficients de friction α_C et α_{NC} .** Dans le réseau asymétrique, l'existence d'une force de friction est liée au refroidissement, qui dans notre cas est un mécanisme de type Sisyphe. On prend donc comme valeur des deux coefficients l'ordre de grandeur obtenu au paragraphe I.A.2.1 (éq. I.12 p. 21) à partir d'une analyse semi-classique de la dynamique du refroidissement :

$$\alpha_C = \alpha_{NC} = \alpha \sim \hbar k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (\text{V.29})$$

14. Les transitions non-adiabatiques ont toutefois un rôle important dans le refroidissement, mais dans le modèle envisagé ici, la température est imposée par un thermostat. Cette remarque anticipe les difficultés d'application du modèle à notre situation.

5. **Résolution.** Une fois précisés les éléments du modèle, il reste à résoudre l'équation V.9 qui se réécrit ici¹⁵

$$V_{\text{eff}}(z) - V_{\text{eff}}(0) = \int_0^z (\pi_C(z) \partial_z V_C + \pi_{NC}(z) \partial_z V_{NC}) dz \quad (\text{V.30})$$

Le calcul explicite du potentiel effectif requiert la résolution des équations V.3 à V.5 sur chacun des trois domaines de la figure V.20. En régime stationnaire, les équations V.3 et V.4 deviennent des équations différentielles couplées du deuxième ordre, homogènes et à coefficients constants :

$$\begin{cases} \frac{k_B T}{\alpha} \partial_z^2 P_C^{(i)} - \frac{F_C^{(i)}}{\alpha} \partial_z P_C^{(i)} - \Gamma_C P_C^{(i)} = -\Gamma_{NC} P_{NC}^{(i)} \\ \frac{k_B T}{\alpha} \partial_z^2 P_{NC}^{(i)} - \frac{F_{NC}^{(i)}}{\alpha} \partial_z P_{NC}^{(i)} - \Gamma_{NC} P_{NC}^{(i)} = -\Gamma_C P_C^{(i)} \end{cases} \quad (\text{V.31})$$

Sur chaque domaine i ($i = 1, 2, 3$), les densités de probabilité $P_C^{(i)}$ et $P_{NC}^{(i)}$ sont donc solutions d'une équation différentielle du quatrième ordre, homogène et à coefficients constants, qui s'écrit

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_B T}{\alpha}\right)^2 \partial_z^4 \Phi - \frac{k_B T}{\alpha^2} (F_C^{(i)} + F_{NC}^{(i)}) \partial_z^3 \Phi + \left[\frac{F_C^{(i)} F_{NC}^{(i)}}{\alpha^2} - \frac{k_B T}{\alpha} (\Gamma_C + \Gamma_{NC})\right] \partial_z^2 \Phi \\ + \frac{\Gamma_C F_{NC}^{(i)} + \Gamma_{NC} F_C^{(i)}}{\alpha} \partial_z \Phi = 0 \end{aligned} \quad (\text{V.32})$$

La solution générale de cette équation s'écrit

$$\Phi(z) = A + B e^{X_1^{(i)} z} + C e^{X_2^{(i)} z} + D e^{X_3^{(i)} z} \quad (\text{V.33})$$

où $X_1^{(i)}$, $X_2^{(i)}$, $X_3^{(i)}$ sont solutions du polynôme caractéristique de l'équation V.32. Nous ne donnons pas ici leur expression littérale qui est d'une grande lourdeur, même si on les obtient sans difficulté de principe (il suffit de résoudre un polynôme du troisième degré).

Nous avons donc à déterminer sur chaque domaine i la valeur de 4 coefficients pour $P_C^{(i)}$ et 4 aussi pour $P_{NC}^{(i)}$, ce qui fait au total 24 degrés de liberté à fixer. On en trouve 12 en reportant dans les équations V.31 les expressions de la forme de l'équation V.33 pour $P_C^{(i)}$ et $P_{NC}^{(i)}$. On obtient ensuite 11 équations indépendantes en écrivant

15. Dans le cas où $\alpha_C = \alpha_{NC}$ est indépendant de z , le potentiel effectif semble coïncider avec le potentiel dipolaire moyen. Il en diffère toutefois par la façon dont sont évaluées les populations $\pi_C(z)$ et $\pi_{NC}(z)$. Ces quantités sont déterminées exclusivement par le pompage optique dans le cas du potentiel dipolaire alors que les phénomènes de transport interviennent dans le cas du potentiel effectif.

que les densités de probabilité et les courants sont continus en a_{NC} , en $a_{NC} + a_C$ et en d . Le dernier degré de liberté est fixé si on normalise la probabilité de présence de la particule à 1 sur une période¹⁶ : $\int_0^d [P_C(z) + P_{NC}(z)] dz = 1$.

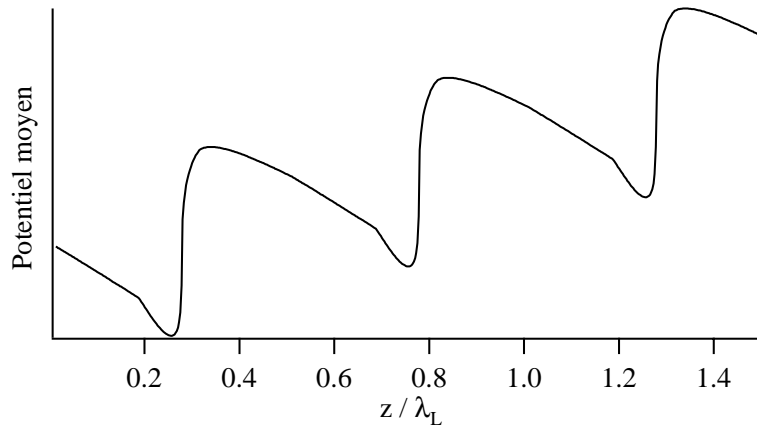


FIG. V.21 - *Potentiel effectif obtenu à partir de la méthode décrite dans le texte pour les paramètres $\theta = 45^\circ$, $\Delta = 2\Gamma$, $\Delta'_0 = 200\omega_R$ et $\Omega_0 = 60\omega_R$. Ce potentiel possède une pente moyenne non nulle, il donne donc lieu à un mouvement moyen des atomes même si ces derniers sont localisés dans les puits de potentiel qui restent assez profonds.*

Des paramètres expérimentaux typiques sont par exemple $\theta = 45^\circ$, $\Delta = 2\Gamma$, $\Delta'_0 = 200\omega_R$ et $\Omega_0 = 60\omega_R$. On a représenté sur la figure V.21 le potentiel effectif obtenu avec ces paramètres et ce modèle très simplifié, en prenant pour la température l'ordre de grandeur des températures expérimentales, soit $k_B T = 20E_R$. Notons que la brisure de pente sur le flanc gauche provient d'erreurs numériques lors de la résolution du système linéaire de 24 équations. On peut faire plusieurs remarques à propos de ce résultat : d'abord il rend très visible le déplacement nécessaire des atomes dans la structure décrite. Ensuite, on constate sur la figure qu'il reste malgré la pente du potentiel des puits profonds où les atomes vont pouvoir se localiser.

Précisons enfin que les détails du modèle sont cruciaux pour la vitesse moyenne obtenue. On peut même montrer, avec des potentiels proches de ceux que nous utilisons, que selon les constantes de temps en jeu le signe de la vitesse peut être positif ou négatif, à forme de potentiel égale [195] ! C'est dire si le modèle que nous avons décrit ici est loin de pouvoir prétendre à une description du détail des phénomènes

¹⁶. Rappelons que nous avons résolu les équations pour un régime stationnaire et en considérant des densités de probabilité périodiques de période d .

en jeu. Néanmoins il montre que notre réseau contient effectivement les ingrédients essentiels au mouvement : l'asymétrie spatiale et l'existence de dissipation.¹⁷

Nous avons jusqu'à présent mené tous les calculs sans discuter réellement la validité de ce modèle dans notre situation. La question se pose en effet bien au-delà de la prise en compte des détails du potentiel ou des taux de passage d'une courbe de potentiel à l'autre.

6. **Validité du modèle.** L'hypothèse sous-jacente au calcul du potentiel effectif comme indiqué au paragraphe V.A.2.2 est que la dynamique est dominée par l'amortissement — ce qui est en général le cas pour une particule brownienne. Si l'on appelle Ω_v la fréquence d'oscillation au fond des puits de potentiel, la condition s'écrit $\Omega_v \ll \frac{\alpha}{M}$. Or $\frac{\alpha}{M} \sim 2\omega_R \frac{\Delta}{\Gamma}$ est de l'ordre de la fréquence de recul, tandis que la fréquence d'oscillation lui est le plus souvent nettement supérieure. L'inégalité précédente n'est donc presque jamais satisfaite.

Il faut encore noter que nous introduisons, par analogie avec les modèles de physique statistique, des coefficients de friction phénoménologiques, tout en prenant en compte le pompage optique dans les taux de passage entre niveaux. Or la friction provient également du pompage optique. En procédant ainsi, nous nous exposons à prendre en compte deux fois le même phénomène.

Il apparaît donc que les modèles développés en physique statistique dans le cadre des moteurs browniens ne peuvent être appliqués aux atomes froids, et qu'on ne peut pas faire l'économie des équations de Bloch optiques. C'est donc vers cette approche, plus traditionnelle dans notre communauté, que nous nous tournons maintenant.

V.B.3.4 Simulations numériques

Comme nous l'avons vu au chapitre I (§ I.C.1 p. 54), les équations de Bloch optiques ne sont en général pas solubles analytiquement. Nous avons donc eu recours à des simulations numériques Monte-Carlo semi-classiques pour décrire la dynamique atomique dans ce milieu asymétrique.

La configuration et la transition atomique utilisées sont celles de l'expérience : deux faisceaux contrapropageants en configuration lin θ lin et un champ magnétique statique $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$.

17. Le calcul du potentiel dipolaire moyen pour le bipotentiel de la figure V.20 conduit à la même conclusion.

4.a Les approximations et leur validité. La méthode de simulation Monte-Carlo semi-classique a été introduite par Y. Castin *et al.* [58], et développée dans notre équipe par Jean-Yves Courtois [82] dans le cadre de l'étude des réseaux optiques périodiques. Cette méthode, relativement peu coûteuse en puissance de calcul, se généralise aisément à plusieurs dimensions. Elle est décrite en détail dans la thèse de K. Petsas [47], nous n'en décrivons donc que les grandes lignes ici.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, l'équation du pompage optique [26] (éq. I.51 p. 55) constitue le point de départ de toutes les méthodes décrites au paragraphe I.C.1. On utilise pour la résoudre non pas directement le formalisme de la matrice densité, mais sa transformée de Wigner¹⁸ $W(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ [196], particulièrement appropriée dans le cadre de l'approximation semi-classique :

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int \left\langle \mathbf{r} + \frac{\mathbf{u}}{2} \middle| \sigma(t) \middle| \mathbf{r} - \frac{\mathbf{u}}{2} \right\rangle \exp\left(-\frac{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{u}}{\hbar}\right) d^3u \quad (\text{V.34})$$

$W(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est une matrice carrée de dimension $2J_g + 1$ qui représente une distribution de quasi-probabilité dans l'espace des phases.

En prenant la transformée de Wigner de l'équation du pompage optique, on obtient un système d'équations différentielles couplées qui décrivent l'évolution temporelle des distributions de quasi-probabilité $w_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ associées aux différents niveaux du fondamental. Ces équations ne sont pas locales en \mathbf{p} puisqu'elles couplent $w_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ à $w_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t)$ avec $|\mathbf{p} - \mathbf{p}'| \leq 2\hbar k_L$ par absorption et/ou émission d'un photon. C'est alors que l'on effectue l'approximation semi-classique, qui consiste à supposer que la largeur de cohérence Δx de la distribution atomique est faible par rapport à la longueur d'onde optique λ_L . L'inégalité de Heisenberg ($\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$) permet de reformuler cette hypothèse à l'aide de la largeur Δp de la distribution dans l'espace des impulsions : cette largeur Δp doit être grande par rapport à l'impulsion $\hbar k_L$ d'un photon. Dès lors on peut développer les termes du type $w_m(\mathbf{r}, \mathbf{p} \pm \hbar \mathbf{k}, t)$ à l'ordre 2 en puissances de $\hbar k_L / \Delta p$: les termes d'ordre 0 conduisent aux équations de taux classiques décrivant l'effet du pompage optique pour une particule libre de vitesse constante, tandis que les termes d'ordre 1 et 2 décrivent respectivement les forces (réactive et dissipative) et la diffusion en impulsion. On parvient ainsi à un système d'équations locales en \mathbf{p} .

L'approximation semi-classique reste valide tant que les températures sont grandes devant la température de recul, c'est-à-dire que $\Delta p \gg \hbar k_L$. Dans le cas des "transitions

18. Notons que cette transformation n'introduit pas d'approximation. Il s'agit simplement d'une description alternative de l'opérateur $\sigma(t)$.

noires” (couplant deux niveaux de moment cinétique égal à 1), cette hypothèse est raisonnablement vérifiée dans le régime de champ magnétique fort [47].

L’étude numérique des réseaux brillants — c’est-à-dire des réseaux optiques réalisés sur des transitions $J \rightarrow J + 1$ — est le plus souvent effectuée sur la transition modèle $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ qui rend correctement compte qualitativement de la plupart des effets physiques propres aux réseaux brillants. Cette transition est remarquablement simple dans la mesure où il n’existe que deux sous-niveaux Zeeman dans l’état fondamental, et où ces deux niveaux, en l’absence de composante π du champ incident, ne sont pas couplés entre eux. La restriction de la matrice densité au fondamental σ , ainsi que sa transformée de Wigner, sont donc diagonales dans la base $|m_g = \pm 1/2\rangle$. Dans ce cas on assimile les distributions de quasi-probabilité $w_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ à des populations et on les note $\Pi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$.

La situation qui nous intéresse dans ce chapitre est un peu plus complexe dans la mesure où nous étudions un réseau optique sur une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$. Certes, en l’absence de composante π de la lumière on peut en quelque sorte “oublier” le niveau $|m_g = 0\rangle$ car il n’est pas couplé à $|m_e = 0\rangle$ et se vide de sa population après un temps de l’ordre de quelques temps de pompage optique. Cependant, les deux niveaux $|m_g = \pm 1\rangle$ sont cette fois couplés par la lumière. On travaille donc dans la base adiabatique $(|NC\rangle, |C\rangle)$, où l’opérateur déplacement lumineux est diagonal. On se place dans le cadre de l’approximation adiabatique, qui consiste à négliger les cohérences de la distribution de Wigner entre les états adiabatiques. On arrive alors à deux équations du type Fokker-Planck couplées pour les “populations” Π_{NC} et Π_C des niveaux $|NC\rangle$ et $|C\rangle$ respectivement :

$$\begin{aligned} \left(\partial_t + \frac{\mathbf{p}}{M} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} - \nabla_{\mathbf{r}} U_{NC}(\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}}\right) \Pi_{NC} = & - \left[\gamma_{NC}^{NC}(\mathbf{r}) \Pi_{NC} - \gamma_{NC}^{C}(\mathbf{r}) \Pi_C \right] \quad (\text{V.35}) \\ & - \left[\mathbf{F}_{NC}(\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \Pi_{NC} + \mathbf{F}_C(\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \Pi_C \right] \\ & + \left[\vec{D}_{NC}(\mathbf{r}) : \nabla_{\mathbf{p}} \otimes \nabla_{\mathbf{p}} \Pi_{NC} \right. \\ & \left. + \vec{D}_C(\mathbf{r}) : \nabla_{\mathbf{p}} \otimes \nabla_{\mathbf{p}} \Pi_C \right] \end{aligned}$$

où le symbole “:” représente le produit tensoriel d’ordre deux. Notons que dans notre configuration les forces de pression de radiation $\mathbf{F}_{\pm\pm}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{F}_{\mp\pm}(\mathbf{r})$ sont nulles.

Nous avons vu au chapitre I (§ I.B.2.4 p. 34) que l’on peut améliorer l’approximation adiabatique en ajoutant au potentiel lumineux deux termes supplémentaires : les potentiels topologiques scalaire et vecteur. Ces potentiels peuvent être essentiels, en particulier pour une transition noire ou grise. Nous les prenons en compte dans notre simulation.

Le domaine de validité de l’approximation adiabatique a été étudié dans la thèse

de Konstantinos Petsas [47]; on peut s'en faire une idée qualitative en remarquant que l'approximation adiabatique conduit à des résultats raisonnables tant que les transitions non-adiabatiques ne jouent pas un rôle essentiel dans le refroidissement et la dynamique atomique. C'est le cas pour les transitions noires à fort champ magnétique. Au contraire, cette approximation devient problématique à champ magnétique faible, car ce sont les transitions non-adiabatiques qui assurent le refroidissement. De plus la nature proprement quantique de la dynamique doit alors être prise en compte¹⁹. Pour des raisons de simplicité et de temps de calcul, nous nous sommes cependant contentés des simulations semi-classiques. Il faut donc garder en tête que nous ne pouvons prétendre à un accord quantitatif avec les résultats expérimentaux.

4.b Méthode de simulation. Comme la configuration étudiée ici est unidimensionnelle et que le niveau fondamental ne possède que trois sous-niveaux Zeeman (et même seulement deux non triviaux), on peut sans abuser de la mémoire de l'ordinateur calculer toutes les grandeurs utiles (taux de pompage, potentiels optique et topologique, coefficients de diffusion en impulsion) sur une période²⁰ et les stocker dans des tableaux. Il suffit alors d'aller chercher à chaque pas de temps la case d'indice correspondant à la position de l'atome dans chaque tableau. On évite ainsi de calculer plusieurs fois la même grandeur et on accélère beaucoup le calcul.

Une fois cette étape effectuée, on dispose de tous les éléments nécessaires au calcul de la dynamique atomique. Plus précisément, pour un atome qui à l'instant t se trouve au point de cote z dans l'état $|m\rangle$, on calcule l'évolution de l'atome pendant un petit²¹ intervalle de temps dt à l'aide du tirage de plusieurs nombres pseudo-aléatoires²² uniformément répartis entre 0 et 1 et d'une intégration de type Runge-Kutta d'ordre deux²³:

- Le tirage d'un premier nombre aléatoire a permet de déterminer, par comparaison avec $\gamma_{mn}(z) dt$, si l'atome change de niveau ou non à ce moment. Si $a > \gamma_{mn}(z) dt$

19. Notons que les températures expérimentales obtenues ne sont jamais très basses ($T \geq 8T_R$). Une étude numérique prenant en compte les transitions atomiques voisines dans la dynamique donne des résultats en accord remarquable avec les données expérimentales, et cela sans aucun paramètre ajustable [197].

20. Dans nos simulations nous avons en général pris une maille de longueur $\lambda_L/2000$.

21. Le paramètre dt doit être soigneusement choisi : en effet, il doit être petit à la fois devant le temps de pompage optique et devant la fréquence de vibration des atomes dans les puits de potentiel. Il ne faut pas non plus oublier le fait que le choix d'un paramètre dt peut limiter les impulsions prises en compte correctement dans la simulation.

22. Nous utilisons le générateur de nombres aléatoires "ran3" donné dans *Numerical Recipes* [198].

23. Cette technique constitue un bon compromis entre précision et temps de calcul.

l'atome reste en $|m\rangle$, sinon il passe en $|n\rangle$.

- On calcule ensuite la position et l'impulsion de l'atome au temps $t + dt$. La seule subtilité à ce stade provient de la diffusion en impulsion, qu'on prend en compte sous la forme d'une force aléatoire [47] $f_{mm'}$ (où m' est l'état de l'atome à l'instant $t + dt$). Cette force doit être de valeur moyenne nulle $\langle f_{mm'} \rangle = 0$ et de variance $\langle f_{mm'}^2 \rangle = 2D_{mm'}/dt$. Pour cela on utilise toujours l'algorithme "ran3" qui fournit un nombre pseudo-aléatoire a uniformément réparti sur $[0, 1[$: $a' = (a - 1/2) \sqrt{12V}$ est alors de moyenne nulle et de variance V .

En pratique, le choix des paramètres de simulation comme l'intervalle de temps dt ou le temps nécessaire au système pour atteindre l'équilibre est le fruit d'une optimisation qui permet d'obtenir des résultats physiquement pertinents sans allonger inutilement le temps de calcul.

4.c A l'équilibre thermodynamique. Nous avons tout d'abord effectué des simulations en forçant la relation de bilan détaillé à être satisfaite. Plus précisément, nous forçons le taux de passage de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$, Γ_{NC} , à être lié à Γ_C par une équation analogue à l'éq. V.6 (p. 247), pour une température de l'ordre des températures mesurées expérimentalement. Les autres paramètres de la simulation (potentiels, diffusion en impulsion et taux de passage de $|C\rangle$ à $|NC\rangle$) restent déterminés par l'interaction atome-laser.

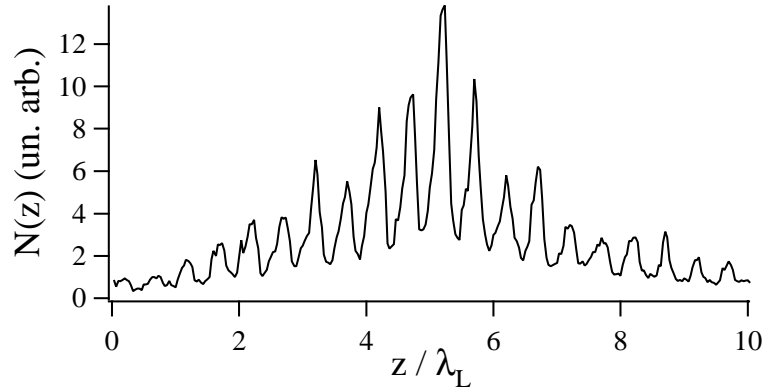


FIG. V.22 - Distribution de positions $N(z)$ obtenue par simulation Monte-Carlo semi-classique, pour $\Delta'_0 = 750\omega_R$, $\theta = 45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$ et $\Omega_0 = 250\omega_R$ après une phase de réseau asymétrique de durée $\tau_{RN} = 1000\Gamma_0'^{-1}$. Les atomes sont initialement en $z/\lambda_L = 5$ et diffusent symétriquement à partir de leur position initiale.

On constate alors que dans ce cas les atomes diffusent symétriquement (voir figure V.22), conformément à des arguments thermodynamiques généraux présentés au paragraphe V.A.2.2. On peut aussi comprendre ce fait en remarquant que la relation de bilan détaillé impose que le passage de $|NC\rangle$ à $|C\rangle$ se fasse presque uniquement en B (voir fig. V.19 p. 265), ce qui est défavorable au mouvement.

4.d Résultats numériques. Nous décrivons maintenant les résultats des simulations numériques avec le taux de transition Γ_{NC} imposé par la physique atomique. Nous pouvons, comme dans l'expérience, avoir accès à la vitesse moyenne ou bien, pour une information plus complète, aux distributions en impulsion et en position.

Nous avons vérifié tout d'abord que la vitesse moyenne est changée en son opposée lorsque l'on change le signe du champ magnétique B_0 ou de l'angle θ entre les polarisations des deux faisceaux.

La figure V.23 représente la distribution d'impulsions obtenue pour un déplacement lumineux par onde $\Delta'_0 = 750\omega_R$, $\theta = 45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$ et un déplacement Zeeman du niveau $m_g = +1$ $\Omega_0 = 250\omega_R$ (trait plein) ou $\Omega_0 = -250\omega_R$ (trait pointillé). On constate que cette distribution est asymétrique et que l'asymétrie change de sens avec le champ magnétique. La vitesse moyenne correspondante est $\bar{v} \simeq \pm 1.6v_R$. La seconde remarque concerne la forme de la distribution : elle est composée d'un pic majoritaire centré en $v = 0$ et d'une aile asymétrique. On peut même distinguer sur cette aile un petit pic secondaire. Cela montre que la plupart des atomes sont localisés dans les puits de potentiel et qu'une minorité est en mouvement, dans une direction privilégiée²⁴.

Notons enfin que le temps nécessaire pour obtenir une distribution d'impulsions stationnaire est de l'ordre de la centaine de temps de pompage optique $\tau_p = \Gamma'^{-1}$. Dans les conditions de la figure V.23 et pour un atome de rubidium, cela correspond à quelques centaines de microsecondes.

La distribution de positions à différents instants est représentée sur la figure V.24 pour les mêmes paramètres que la figure V.23 (trait plein). Ce type de présentation des résultats, très visuel, permet de confirmer que les atomes sont essentiellement localisés au fond des puits de potentiel. On constate également que les atomes ne diffusent presque pas dans la direction opposée à celle du flux net. Cette situation est donc radicalement

24. Ceci est une différence radicale avec la situation étudiée par R. Grimm *et al.* [191, 194] (voir page 252) où l'on escompte que le maximum de la distribution de vitesses soit situé au voisinage de \bar{v} . Ceci peut se comprendre par la forme de la force rectifiée qui est maximum en $v = 0$ et décroît vers 0 quand $|v|$ croît [192].

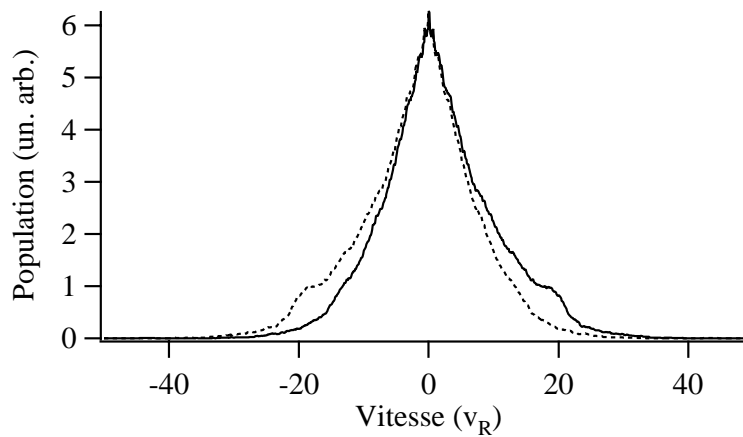


FIG. V.23 - Distributions d'impulsions obtenues par simulation Monte-Carlo semi-classique, pour $\Delta'_0 = 750\omega_R$, $\theta = 45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$ et $\Omega_0 = 250\omega_R$ (trait plein) ou $\Omega_0 = -250\omega_R$ (trait pointillé). Les deux courbes sont symétriques l'une de l'autre et correspondent à une vitesse moyenne de valeur absolue $|\bar{v}| \simeq 1.6v_R$.

différente de celle obtenue avec le bilan détaillé (figure V.22 page 275).

On peut également calculer la vitesse moyenne des atomes en fonction des paramètres : la figure V.25 donne la vitesse moyenne des atomes en fonction de l'angle entre les polarisations, pour les paramètres $\Delta'_0 = 400\omega_R$, $\Delta = +2\Gamma$ et un déplacement Zeeman du niveau $|m_g = +1\rangle$ $\Omega_0 = 200\omega_R$. Comme prévu (voir § V.B.2), les configurations $\text{lin} \perp \text{lin}$ et $\text{lin} \parallel \text{lin}$ ne donnent pas lieu à un mouvement des atomes. La vitesse maximale est obtenue pour $\theta \simeq 60^\circ$.

On a représenté sur la figure V.26 l'évolution de la vitesse moyenne en fonction du taux de diffusion de photons par onde Γ'_0 . Tous les autres paramètres restent constants, donc en particulier le potentiel est inchangé. Seule la fréquence des passages d'un niveau à l'autre varie proportionnellement au taux de diffusion de photons. On constate sur la figure que la vitesse moyenne des atomes augmente avec ce taux.

Nous avons vu plus haut que l'approximation semi-classique n'est pas valide dans le domaine des petits champs magnétiques. Nous ne présentons donc pas de courbe en fonction du champ magnétique, car elle serait trop peu représentative pour être d'un quelconque intérêt. Notons également que les autres résultats présentés dans ce paragraphe correspondent tous à un champ magnétique qui n'est pas vraiment faible relativement au déplacement lumineux.

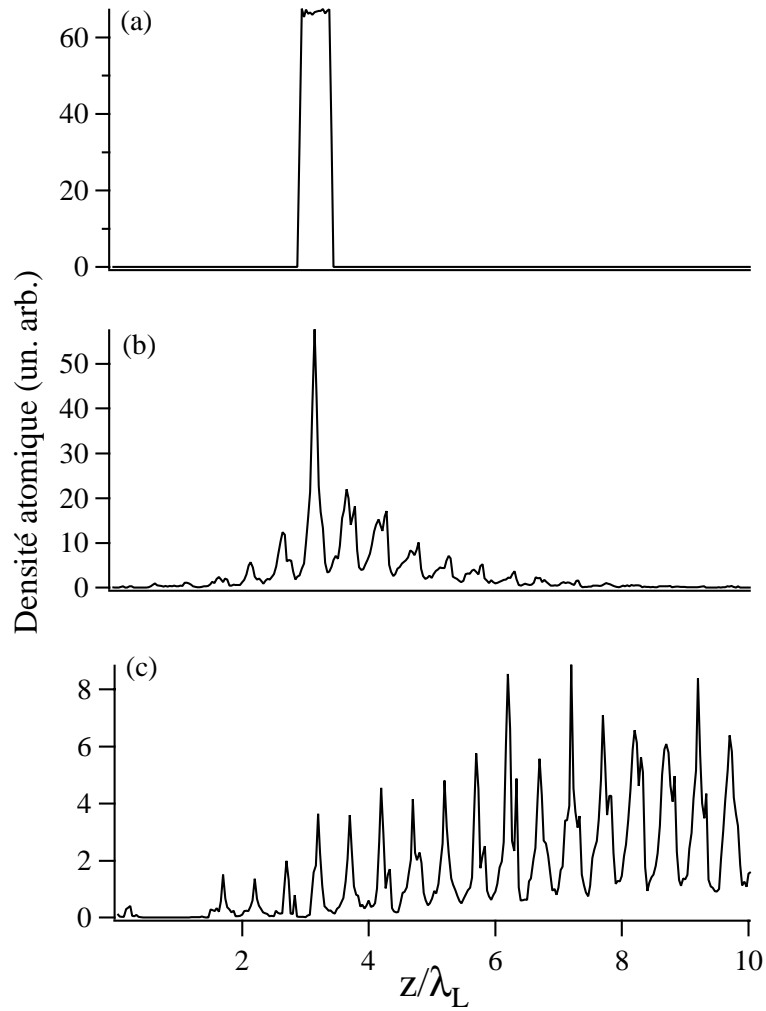


FIG. V.24 - Distributions de positions obtenues par simulation Monte-Carlo semi-classique, pour $\Delta'_0 = 750\omega_R$, $\theta = 45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$ et $\Omega_0 = 250\omega_R$ et pour des durées du réseau asymétrique $\tau_{RN} = 0$ (a), $\tau_{RN} = 500\Gamma_0'^{-1}$ (b) et $\tau_{RN} = 5000\Gamma_0'^{-1}$ (c). Les atomes ne diffusent presque pas dans la direction opposée à leur mouvement moyen.

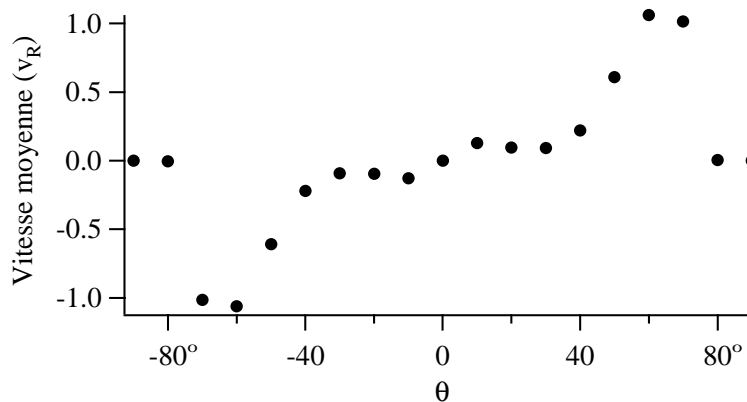


FIG. V.25 - Evolution de la vitesse atomique moyenne, calculée par simulation Monte-Carlo semi-classique, en fonction de l'angle θ entre les polarisations des faisceaux contra-propageants, pour $\Delta'_0 = 400\omega_R$, $\Delta = +2\Gamma$ et $\Omega_0 = 200\omega_R$. La courbe est anti-symétrique et l'optimum du déplacement se situe vers $\theta \simeq 60^\circ$.

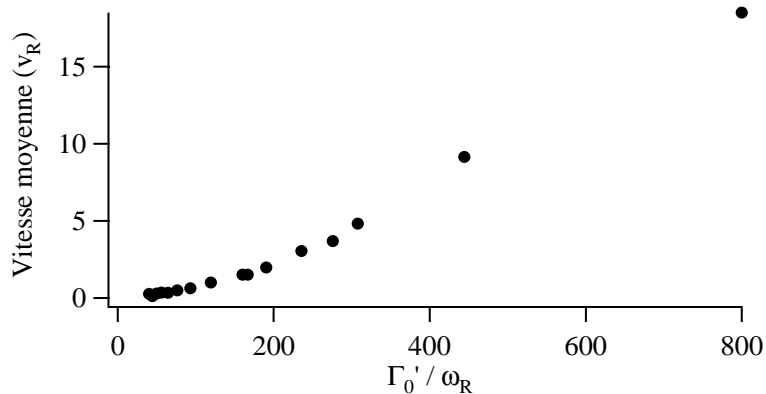


FIG. V.26 - Evolution de la vitesse atomique moyenne, calculée par simulation Monte-Carlo semi-classique, en fonction du taux de diffusion de photons, pour $\Delta'_0 = 400\omega_R$, $\Delta = +2\Gamma$ et $\Omega_0 = 150\omega_R$. Le déplacement des atomes est d'autant plus rapide qu'ils passent souvent d'un niveau à l'autre.

V.C Résultats expérimentaux

Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus : après avoir mis en évidence un déplacement des atomes de rubidium 87 dans le réseau gris asymétrique réalisé, nous analyserons la variation de cette vitesse en fonction des divers paramètres expérimentaux, comme l'angle θ , le champ magnétique, le taux de pompage optique. Enfin, nous calculerons le rendement typique obtenu expérimentalement.

V.C.1 Mise en évidence d'une vitesse moyenne \bar{v}

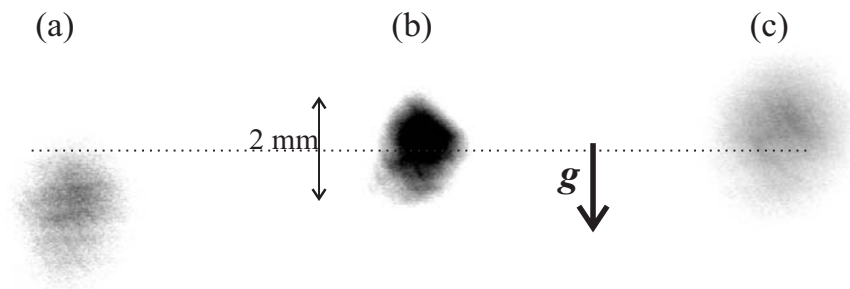


FIG. V.27 - Images expérimentales typiques obtenues (a) pour $B_0 = 0.5 \text{ G}$, (b) pour $B_0 = 0$ et (c) pour $B_0 = -0.5 \text{ G}$, pour $\theta = 45^\circ$, $\tau_{RN} = 6 \text{ ms}$ et $\Delta'_0 \sim 100\omega_R$. On a indiqué le sens de la gravité, qui provoque une dissymétrie entre les images (a) et (c).

Le moyen le plus direct d'observer une vitesse éventuelle des atomes consiste simplement à observer le nuage et à mesurer sa position à champs magnétiques nul, positif et négatif. La figure V.27 représente trois images²⁵ obtenues après une phase de réseau asymétrique de durée $\tau_{RN} = 6 \text{ ms}$, pour un déplacement lumineux par onde²⁶ $\Delta'_0 \simeq 100\omega_R$,

²⁵. En réalité il s'agit pour chacune de la moyenne de 10 images obtenues lors de réalisations successives du réseau.

²⁶. Il s'agit comme dans tout le manuscrit du déplacement lumineux par onde pris pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1. Nous déterminons ici sa valeur à partir d'une mesure soigneuse de l'intensité, même si cette méthode est délicate à mettre en œuvre. Dans le cas présent cependant les faisceaux traversent un "pinhole" de diamètre $50 \mu\text{m}$ juste avant d'entrer dans la cellule. Le mode spatial est donc gaussien, ce qui facilite les mesures. Une vérification de nos mesures d'intensité consiste à mesurer la température des atomes piégés dans le réseau en fonction du champ magnétique, tous les autres paramètres étant fixés. Une étude des réseaux gris en champ magnétique [47] a montré que la température atteint son maximum lorsque le déplacement Zeeman est presque égal au déplacement lumineux. La détermination du

$\theta \simeq 45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$ et pour des déplacements Zeeman²⁷ $\Omega_0 \simeq 100\omega_R$ (a), $\Omega_0 = 0$ (b) et $\Omega_0 \simeq -100\omega_R$ (c). Le déplacement du nuage est très net sur ces images, et s'effectue dans des directions opposées pour des champs magnétiques opposés.

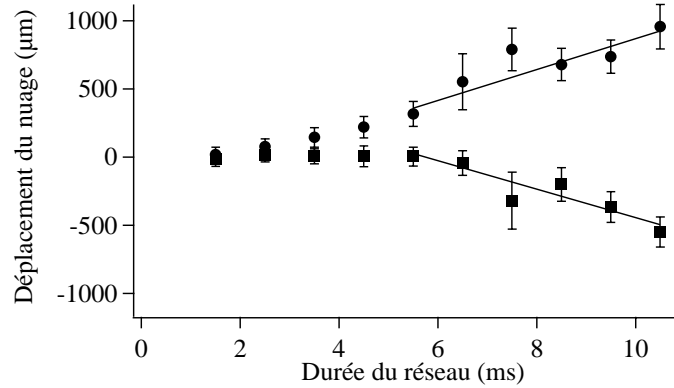


FIG. V.28 - Déplacement du nuage d_+ (carrés) pour $B_0 > 0$ et d_- (cercles) pour $B_0 < 0$ en fonction de la durée du réseau asymétrique. Les paramètres expérimentaux sont $\theta \simeq 45^\circ$, $\Delta = 2\Gamma$, $|B_0| = 0.75 \text{ G}$ et $\Delta'_0 \simeq 500\omega_R$. Les déplacements ont été mesurés en moyennant 100 images prises pendant la phase de réseau gris. Une fois le régime stationnaire atteint, la vitesse est constante et vaut $\bar{v} \simeq 108 \text{ mm/s} \simeq 18v_R$. On peut voir l'effet de la gravité dans l'asymétrie des déplacements à champ magnétique positif ou négatif (l'axe est orienté vers le bas).

Pour des données plus quantitatives, on analyse les images prises pour déterminer la position moyenne des atomes à champ magnétique nul et en champ magnétique : la différence entre les deux positions nous donne alors le déplacement moyen des atomes. La figure V.28 représente le déplacement du nuage en fonction de la durée de la phase de réseau asymétrique, pour $B_0 > 0$ (carrés) et pour $B_0 < 0$ (cercles). Après un temps d'établissement de l'ordre de quelques millisecondes²⁸, on constate que le déplacement du nuage atomique augmente linéairement avec le temps, jusqu'à ce que les atomes atteignent

champ magnétique correspondant à la température maximale fournit donc une estimation du déplacement lumineux, qui est du même ordre de grandeur que les résultats de la mesure directe.

27. Pour la transition $1 \rightarrow 1$ du rubidium, le déplacement Zeeman du niveau $|m_g = +1\rangle$ vaut $-189 \omega_R$ par Gauss.

28. Ce temps est plus long que celui fourni par les simulations par environ un ordre de grandeur. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la transition utilisée expérimentalement diffère de la transition modèle $1 \rightarrow 1$ à cause des autres niveaux hyperfins. En particulier, ce n'est pas une transition fermée. Or le passage fréquent des atomes dans d'autres niveaux peut modifier sensiblement le temps nécessaire pour atteindre un état pseudo-stationnaire.

le bord des faisceaux de détection. Une analyse plus fine de cette figure révèle que la pente de la droite, *i.e.* la vitesse des atomes, est un peu plus faible pour un mouvement dirigé vers le haut que vers le bas ($\bar{v} \simeq -17.6v_R$ et $\bar{v} \simeq 19.2v_R$ respectivement): cet effet se reproduit dans toutes les mesures, et on peut l'attribuer à la gravité. Dans la suite, nous nous en affranchirons en calculant $\bar{d} = (d_- - d_+)/2$.

Nous avons également mesuré la distribution d'impulsions du nuage atomique par une méthode de temps de vol. La figure V.29 représente cette distribution pour $\Delta'_0 \simeq 200\omega_R$, $\theta = -45^\circ$, $\Delta = +2\Gamma$, $\tau_{RN} = 6$ ms et pour $\Omega_0 \simeq -100\omega_R$ (a), $\Omega_0 = 0$ (b) et $\Omega_0 \simeq 100\omega_R$ (c). Ces courbes sont qualitativement très comparables aux courbes numériques de la figure V.23. En particulier, l'asymétrie est visible essentiellement dans les ailes de la distribution, ce qui correspond à la situation où les atomes sont le plus souvent localisés et ne se déplacent que de temps à autre. En d'autres termes, le cœur des courbes V.29(a) et (c) est dû aux atomes oscillant dans un puits et la modification de l'aile aux quelques atomes en mouvement d'un puits à l'autre au moment de la mesure. La vitesse moyenne correspondant à $B_0 > 0$ (a) est $\bar{v} \simeq 6.9v_R$ tandis que celle correspondant à $B_0 < 0$ (c) est $\bar{v} \simeq -4.7v_R$. Ces vitesses sont en accord avec celles estimées à partir de la mesure du déplacement du nuage.

Notons enfin qu'à cause du temps d'établissement de la distribution de vitesses qui n'est pas négligeable devant la durée du réseau, il est délicat de déduire une vitesse moyenne précise de la mesure d'un seul déplacement après une durée de réseau donnée.

V.C.2 Variation de \bar{v} en fonction de l'angle θ entre polarisations

L'étude de la variation du déplacement \bar{d} (qui est lié à la vitesse moyenne \bar{v}) en fonction de l'angle θ entre les polarisations des faisceaux du réseau asymétrique constitue une des vérifications les plus convaincantes de ce que nous observons. La figure V.30 montre une telle courbe pour $\Delta'_0 \simeq 350\omega_R$, $\Delta = +2\Gamma$, $\tau_{RN} = 6$ ms et $\Omega_0 = -170\omega_R$. On constate tout d'abord que le déplacement est nul pour $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 0^\circ$, ce qui est logique puisque dans ces configurations le potentiel est symétrique. Par ailleurs, le déplacement maximal du nuage est obtenu pour $\theta \simeq 40^\circ$. L'accord avec les simulations n'est ici pas très bon (on trouve $\theta \simeq 60^\circ$ pour des simulations effectuées avec des paramètres similaires par ailleurs, voir la figure V.25), mais il faut garder présent à l'esprit que les simulations ne prennent pas en compte les transitions non-adiabatiques entre les niveaux, qui peuvent modifier la dynamique atomique. D'autre part, dans l'expérience la transition n'est pas fermée et les transitions voisines peuvent jouer un rôle qui n'est pas négligeable, comme D. Lucas l'a montré par la suite [197].

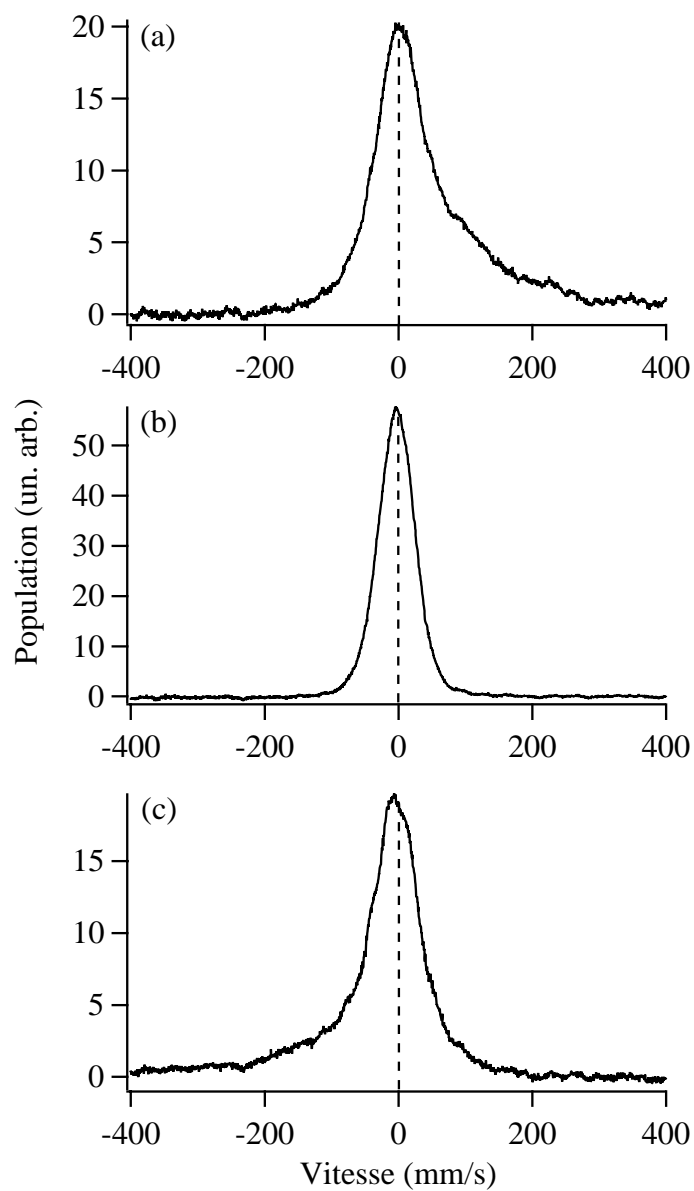


FIG. V.29 - *Distribution d'impulsions mesurée par une méthode de temps de vol pour $\theta \simeq -45^\circ$, $\Delta = 2\Gamma$, $\tau_{RN} = 6$ ms, $\Delta'_0 \simeq 200\omega_R$ et pour $B_0 = 0.5$ G (a), $B_0 = 0$ (b) et $B_0 = -0.5$ G (c). Chacune des trois courbes correspond respectivement à $\bar{v} \simeq 41$ mm/s $\simeq 6.9v_R$, $\bar{v} = 0$ et $\bar{v} \simeq -28$ mm/s $\simeq -4.7v_R$.*

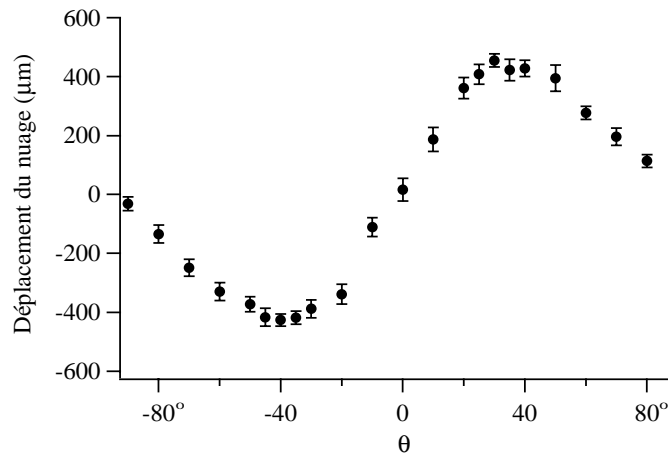


FIG. V.30 - Evolution du déplacement du nuage atomique après $\tau_{RN} = 6$ ms de réseau asymétrique en fonction de l'angle entre les polarisations des faisceaux. Les autres paramètres sont $\Delta = 2\Gamma$, $\Delta'_0 \simeq 350\omega_R$ et $\Omega_0 = -170\omega_R$. La courbe est antisymétrique et atteint ses extrema pour $|\theta| \simeq 40^\circ$.

V.C.3 Influence du champ magnétique

Nous avons également étudié l'influence du champ magnétique sur le déplacement du nuage atomique, tous les autres paramètres restant constants. L'étude du potentiel lumineux effectuée au paragraphe V.B.2 nous a permis de déterminer que le réseau est symétrique dans les régimes de champ magnétique nul et fort : la courbe de la figure V.31, qui représente le déplacement \bar{d} en fonction du champ magnétique B_0 pour $\Delta'_0 \simeq 270\omega_R$, $\Delta = +2\Gamma$, $\tau_{RN} = 6$ ms et $\theta = 45^\circ$, présente effectivement un optimum pour un champ magnétique $B_0 \simeq 1.2$ G, ce qui correspond à un déplacement Zeeman $|\Omega_0| \simeq 230\omega_R$.

On peut noter que l'augmentation du déplacement moyen \bar{d} à faible champ magnétique se fait lentement. On peut invoquer deux raisons pour cela : d'abord, dans le régime de faible champ magnétique les puits de potentiel sont très peu profonds et peu d'atomes y sont donc localisés. Ensuite, le taux de passage de $|NC\rangle$ vers $|C\rangle$, qui gouverne le mécanisme de rectification, augmente *grosso modo* quadratiquement avec le champ magnétique (voir la formule de Bethe V.27 p. 268).

Il est difficile de prévoir plus précisément la forme de la variation de \bar{d} avec le champ magnétique car le degré d'asymétrie du potentiel n'est pas le seul paramètre en jeu dans le déplacement. La distance entre les courbes, par exemple, rend plus ou moins probables les transitions non-adiabatiques.

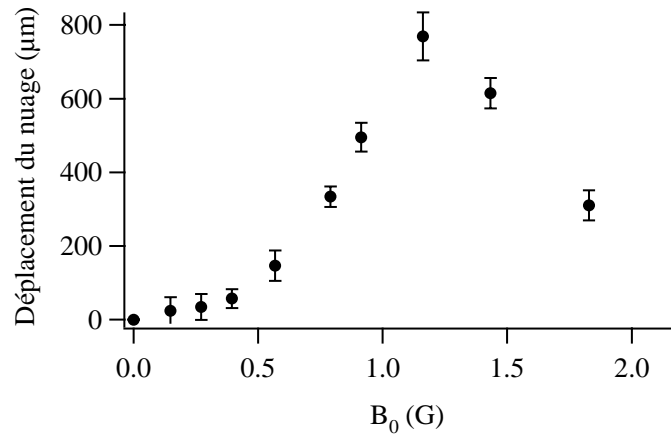


FIG. V.31 - Evolution du déplacement du nuage atomique après $\tau_{RN} = 6$ ms de réseau asymétrique en fonction du champ magnétique B_0 . Les autres paramètres sont $\Delta = 2\Gamma$, $\Delta'_0 \simeq 270\omega_R$ et $\theta \simeq 45^\circ$. Le déplacement est maximum pour $|\Omega_0| \sim \Delta'_0$.

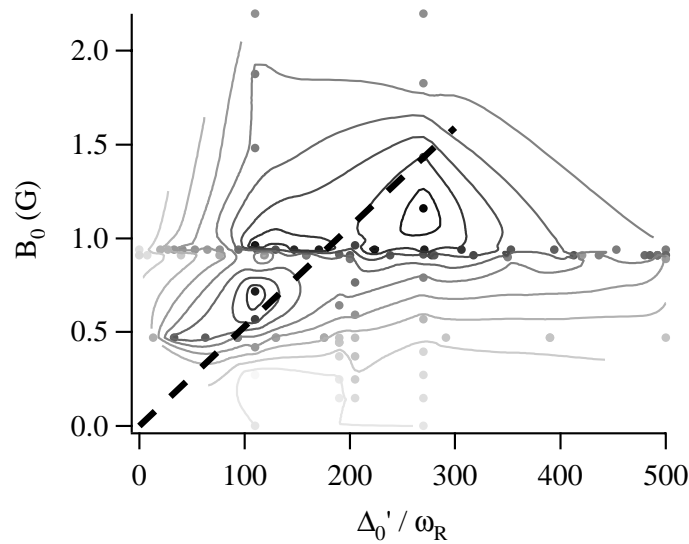


FIG. V.32 - Récapitulatif des données expérimentales obtenues par imagerie pour $\tau_{RN} = 6$ ms, $\theta \simeq 45^\circ$ et $\Delta = 2\Gamma$, pour différentes valeurs de Δ'_0 et B_0 . On a indiqué par une ligne pointillée le lieu où $|\Omega_0| = \Delta'_0$. Le déplacement maximum est obtenu pour $\Delta'_0 \simeq 250\omega_R$ et $B_0 \simeq 1.1$ G. Les points les plus foncés correspondent aux plus grands déplacements du nuage atomique. On a également ajouté pour guider l'œil des lignes de niveau.

Afin d'avoir une vision plus globale des résultats expérimentaux, nous avons représenté sur la figure V.32 l'ensemble des résultats expérimentaux pris pour $\Delta = 2\Gamma$ et $\theta \simeq 45^\circ$. Les points correspondent aux mesures effectuées et sont d'autant plus foncés que le déplacement est grand. On a ajouté des lignes de niveau pour guider l'œil et on a indiqué par une ligne pointillée le lieu où $\Omega_0 = \Delta'_0$. C'est en effet au voisinage de cette ligne que les déplacements sont les plus grands. Le maximum absolu est obtenu pour $\Delta'_0 \simeq 250\omega_R$ et $B_0 \simeq 1.1$ G, soit $|\Omega_0| \simeq 210\omega_R$.

Remarque :

Nous avons étudié l'influence du champ magnétique sur la distribution de vitesses du nuage atomique. On constate que lorsque l'on fait varier le champ magnétique à intensité lumineuse constante ou *vice versa*, on passe d'une situation où la distribution de vitesses est asymétrique mais composée d'un seul pic centré autour de $v = 0$ à une situation où la distribution comporte plusieurs pics centrés autour de vitesses liées à la valeur du champ magnétique. Ce type de résonance a déjà été observé et étudié, dans notre équipe et ailleurs [44, 199, 200]. Nous avons en particulier vérifié que tout comme dans ces études précédentes la position de ces résonances varie proportionnellement au champ magnétique. On a représenté sur la figure V.33 les signaux de temps de vol obtenus pour $\Delta = 2\Gamma$, $\theta \simeq 45^\circ$ et $B_0 = 0.47$ G, pour différentes intensités : $\Delta'_0 \sim 400\omega_R$ (a), $\Delta'_0 \sim 300\omega_R$ (b), $\Delta'_0 \sim 130\omega_R$ (c), $\Delta'_0 \sim 35\omega_R$ (d). La transition d'un régime à l'autre se fait pour $\Delta'_0 \simeq 1.5\Omega_0$.

Notons que l'on peut sur certains enregistrements distinguer un troisième pic à droite, symétrique du pic de gauche. Il est toujours plus faible à cause de la gravité. Remarquons enfin que l'inversion du champ magnétique ne change pas l'allure du signal dans le régime où coexistent plusieurs pics tandis qu'elle inverse le sens de l'asymétrie dans le régime que nous avons étudié.

V.C.4 Rôle de la dissipation

Pour étudier l'effet de la dissipation — c'est-à-dire du taux de pompage optique — nous avons fait varier à la fois le désaccord et l'intensité lumineuse de manière à garder le déplacement lumineux constant (les autres paramètres restent aussi constants bien entendu). De cette façon la forme du potentiel reste inchangée, seule varie la fréquence des sauts entre les niveaux. On attend en effet que la vitesse augmente avec le taux de pompage optique, jusqu'à ce qu'il soit trop élevé pour que les atomes aient le temps de bouger notablement entre deux sauts. Nous n'atteignons pas ce régime dans les expériences, qui

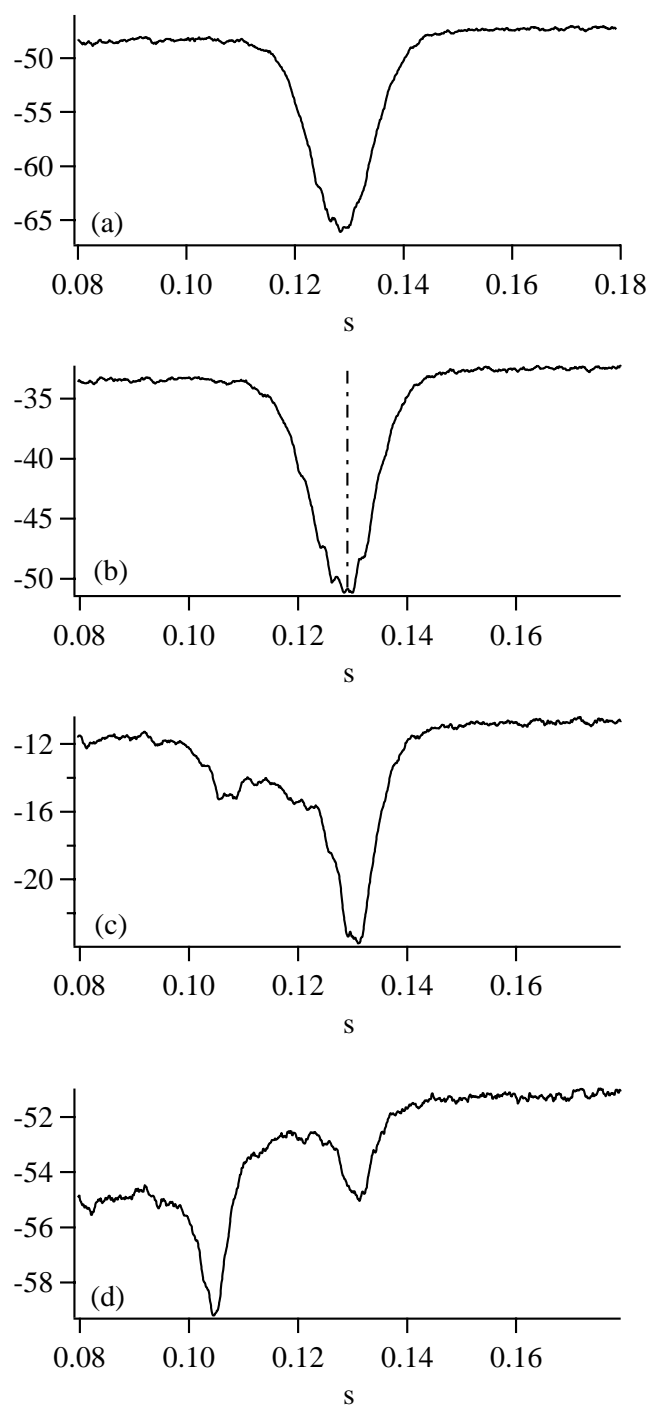


FIG. V.33 - Signaux de temps de vol obtenus en configuration lin θ lin pour $\Delta = 2\Gamma$, $\theta \simeq 45^\circ$ et $B_0 = 0.47$ G, pour différentes intensités: $\Delta'_0 \sim 400\omega_R$ (a), $\Delta'_0 \sim 300\omega_R$ (b), $\Delta'_0 \sim 130\omega_R$ (c), $\Delta'_0 \sim 35\omega_R$ (d). On voit apparaître un deuxième pic centré autour d'une vitesse non nulle lorsque l'on diminue l'intensité en gardant le champ magnétique constant.

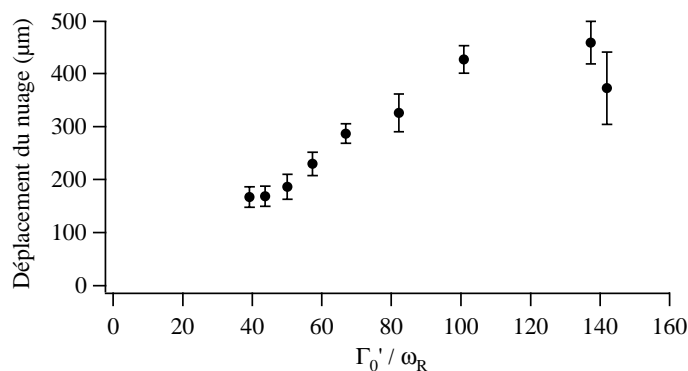


FIG. V.34 - Evolution du déplacement \bar{d} du nuage atomique en fonction du taux de diffusion de photons par onde, les autres paramètres étant constants et valant $\tau_{RN} = 6$ ms, $\theta \simeq 45^\circ$, $B_0 = 0.9$ G et $\Delta'_0 \simeq 200\omega_R$. Le déplacement augmente avec le taux de diffusion Γ'_0 , en accord avec les résultats de simulations numériques (voir fig. V.26).

sont réalisées exclusivement dans le régime oscillant.

On a porté sur la figure V.34 le déplacement du nuage en fonction de Γ'_0 , tous les autres paramètres étant fixés. On constate que la vitesse des atomes augmente avec le taux de pompage. Notons que lorsque l'on se rapproche trop de résonance la largeur spectrale des faisceaux n'est plus faible devant le désaccord; c'est une raison qui peut expliquer pourquoi le déplacement \bar{d} semble "saturer" à petit Δ (ou grand Γ'_0). Une autre raison est que la limite entre régimes oscillant et sautant se situe vers $\Gamma'_0 \simeq 180\omega_R$. Il n'est par conséquent pas étonnant d'observer un changement de régime pour les plus grandes valeurs de Γ'_0 .

V.C.5 Rendement du réseau asymétrique comme "moteur atomique"

Nous avons montré que le réseau optique asymétrique se comporte effectivement comme un "moteur brownien" pour les atomes de rubidium 87. Nous cherchons maintenant à estimer le rendement de ce moteur, ou du moins son ordre de grandeur.

La définition du rendement est

$$r = \frac{\text{Puissance motrice développée}}{\text{Puissance absorbée}}$$

Dans notre cas, l'expression de la puissance motrice développée est claire: elle s'écrit

$P_{\text{mot}} = \bar{v}F_{\text{mot}}$, où \bar{v} est la vitesse moyenne des atomes et F_{mot} est la force motrice moyenne exercée sur les atomes. Or les atomes atteignent leur vitesse stationnaire lorsque la force de friction compense exactement la force motrice. Par conséquent nous pouvons réécrire la puissance motrice sous la forme

$$P_{\text{mot}} = \alpha \bar{v}^2 \quad (\text{V.36})$$

soit, en utilisant l'équation V.29 p. 268 :

$$P_{\text{mot}} \sim \hbar k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \bar{v}^2 \quad (\text{V.37})$$

La puissance à considérer comme puissance absorbée est moins évidente : si on estime que dans un cycle de pompage optique l'atome est susceptible d'absorber une énergie de l'ordre de $\hbar\Delta'_0$, alors la puissance absorbée est de l'ordre de $P_{\text{abs}} \sim \hbar\Delta'_0\Gamma'_0$, ce qui conduit à un rendement de l'ordre de

$$r \sim \left(\frac{k_L \bar{v}}{\Gamma'_0} \right)^2 \sim \frac{\omega_R}{\Gamma'_0} \quad (\text{V.38})$$

Dans des conditions expérimentales typiques, on a $\bar{v} \sim 10v_R$, $\Delta'_0 \sim 500\omega_R$ et $\Gamma'_0 \sim 200\omega_R$. L'équation V.38 conduit alors à un rendement typique r de l'ordre de 1 %.

Mais il est sans doute plus pertinent de considérer que les photons absorbés et réémis par émission spontanée sont perdus et doivent par conséquent être pris en compte dans le calcul du rendement de ce moteur. Alors la puissance absorbée par les atomes est de l'ordre de $\hbar\omega_L\Gamma'_0$. Cette deuxième façon de calculer le rendement du moteur conduit à une valeur de r inférieure à la précédente par un facteur $\omega_L/\Delta'_0 \sim 10^8$, soit $r \sim 10^{-10}$!

Il faut noter que les rendements obtenus dans les muscles sont nettement supérieurs et valent jusqu'à 50 % [201]. Cependant, notre situation est différente dans la mesure où l'énergie absorbée — issue des photons des faisceaux laser — ne sert pas uniquement comme énergie motrice, telle l'énergie chimique dégagée de l'hydrolyse de l'ATP pour les moteurs moléculaires. En particulier c'est l'interaction entre la lumière et l'atome qui crée le potentiel, et ce sont les cycles de pompage optique qui permettent un refroidissement.

V.D Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'étude du déplacement d'atomes de rubidium dans un réseau gris asymétrique en l'absence de force macroscopique. Ce domaine est actuellement très actif, mais les études expérimentales restent relativement peu nombreuses

par rapport aux modèles théoriques développés. L'intérêt du réseau lumineux réside dans la souplesse avec laquelle on peut faire varier les paramètres : par exemple, il est évidemment plus facile de modifier la forme du potentiel en tournant une lame demi-onde qu'en usinant une nouvelle paire d'électrodes ! Un autre avantage de l'expérience réalisée avec des atomes par rapport aux microsphères diélectriques est que les vitesses mesurées sont supérieures de 3 à 4 ordres de grandeur, ce qui les rend plus aisément mesurables.

Bien sûr, la dynamique est assez complexe dans notre situation car tous les paramètres (taux de pompage, coefficient de friction par exemple) sont modulés dans l'espace. Un modèle qui rendrait compte de la situation réelle ne serait donc plus guère pénétrable. On peut cependant améliorer la situation en réalisant un réseau asymétrique loin de résonance, de telle manière que la dissipation par pompage optique soit négligeable. Alors on peut imposer la dissipation de façon déterministe de l'extérieur, soit à l'aide d'une source annexe soit en modulant l'intensité lumineuse du réseau à un rythme que l'on peut modifier à l'envi. On pourrait ainsi tester les résultats des modèles théoriques de ce type déjà développés.

Au niveau des atomes froids, les résultats ne sont pas non plus dénués d'intérêt. L'existence même du mouvement dans le réseau asymétrique est une preuve incontestable du caractère non-boltzmannien des distributions. Ce résultat, bien connu des théoriciens, trouve là une manifestation macroscopique. La voie qui consiste à explorer davantage les problèmes et les modèles de la physique statistique pourrait se révéler fructueuse pour les physiciens atomistes.

Il nous semble enfin que des études de ce type sont intéressantes au-delà du simple test de théories de physique statistique. En effet, l'idée d'obtenir des "appareils" qui fonctionnent, non pas malgré un bruit que l'on ne peut jamais éliminer totalement, mais grâce au bruit est séduisante. De plus le fonctionnement des moteurs browniens se montre remarquablement déterministe et reproductible, bien qu'issu d'un effet stochastique comme le bruit thermique. Plusieurs types d'applications ont d'ailleurs déjà été envisagés : la plus connue est un nouveau système de séparation de particules, qui agirait sans force macroscopique [174, 177]. Dans le même esprit, P. Hänggi et son équipe ont étudié le comportement d'un SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) asymétrique plongé dans un flux magnétique et traversé par un courant alternatif, et ont montré en particulier que dans une certaine plage de paramètres ce système peut fonctionner comme un redresseur de tension [202].

CONCLUSION

Nous avons abordé dans ce mémoire plusieurs thèmes nouveaux : les réseaux sautants, les réseaux Talbot, la dynamique d'atomes dans un potentiel aléatoire et le lien entre refroidissement Sisyphe et moteurs moléculaires. Ce travail se situe au carrefour de plusieurs champs de la physique : la physique atomique et l'optique bien sûr, mais aussi la physique statistique, la physique des solides et la physique non-linéaire, avec des ouvertures vers les systèmes dynamiques complexes.

La variété des thèmes abordés dans ce manuscrit peut donner l'impression que l'on a "ramassé les fonds de tiroirs". Même si nous avons conscience que les plus beaux jours des réseaux optiques sont passés, nous pensons qu'il y a ici encore des thèmes qui peuvent inspirer et stimuler de nouveaux travaux. Nous nous proposons donc de jeter un regard critique sur chacun des sujets abordés.

Nous pensons que les réseaux sautants ont été une étude intéressante dans la mesure où une certaine confusion régnait dans les esprits et dans la littérature sur l'importance du caractère oscillant du mouvement atomique pour les performances des réseaux optiques. Maintenant qu'il est montré que le refroidissement et la localisation sont aussi bons dans le régime sautant que dans le régime oscillant, le futur de ces travaux dépendra beaucoup des applications que l'on trouvera aux réseaux optiques. Cependant, nous ne voyons pas de développements fondamentaux spécifiques aux réseaux sautants.

Nous sommes plus optimistes pour les réseaux Talbot. En effet, il est possible grâce à l'effet Talbot d'obtenir un réseau pour lequel le potentiel transverse coïncide exactement avec la figure imprimée sur le masque. C'est dire que l'on peut *a priori* réaliser des puits de toute sorte de forme : carrée, triangulaire, asymétrique, *etc* . . . Pour de multiples problèmes, en particulier en rapport avec les effets de dégénérescence quantique, des puits de forme spécifique peuvent se révéler utiles. Les réseaux Talbot sont une solution envisageable. Cependant, il faut remarquer que si l'effet Talbot impose le potentiel dans des plans transverses, le potentiel longitudinal reste à déterminer. Peut-on, par exemple, avoir un puits triangulaire à trois dimensions ? Cette question mériterait d'être étudiée.

L'intérêt de l'étude des potentiels aléatoires semble bien admis dans notre communauté, et nous avons la conviction qu'il existe un futur aux expériences que nous avons

initiées. Ce futur se situe dans l'étude d'effets spécifiques aux milieux désordonnés, comme par exemple la localisation de la lumière. Ce sujet est probablement le plus prometteur.

L'étude des réseaux asymétriques, quoique plus avancée, mérite aussi des approfondissements. Nous avons en particulier traité les atomes comme des entités classiques, ce qui paraît raisonnable au vu des résultats expérimentaux. Mais il serait probablement intéressant de se rapprocher de situations où la dynamique doit être décrite de manière quantique. En effet, des calculs effectués en physique statistique montrent que du fait de l'effet tunnel, le courant atomique peut présenter des variations inattendues, telles un retournement du mouvement [190].

Plus généralement, nous croyons que l'attitude qui consiste à comparer les fruits de son jardin avec ceux du voisin est payante. Il y a certainement beaucoup d'autres problèmes qui peuvent être modélisés avec des atomes froids (puisque l'on peut simplement modéliser les potentiels et modifier le degré de dissipation), et où notre compréhension des phénomènes peut en retour être utile. C'est peut-être l'enseignement le plus significatif de ce travail.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD, ET H. J. METCALF. « *Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit* ». Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [2] J. DALIBARD ET C. COHEN-TANNOUJDI. « *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models* ». J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [3] P. J. UNGAR, D. S. WEISS, E. RIIS, ET S. CHU. « *Optical molasses and multilevel atoms: theory* ». J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [4] M. M. BURNS, J.-M. FOURNIER, ET J. A. GOLOVCHENKO. « *Optical matter: crystallisation and binding in intense optical fields* ». Science **249**, 749–754 (1990).
- [5] P. VERKERK, B. LOUNIS, C. SALOMON, C. COHEN-TANNOUJDI, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential* ». Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992).
- [6] G. GRYNBERG, B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS, ET C. SALOMON. « *Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials* ». Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993).
- [7] P. VERKERK, D. R. MEACHER, A. B. COATES, J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, B. LOUNIS, C. SALOMON, ET G. GRYNBERG. « *Designing 3D optical lattices - an investigation with cesium atoms* ». Europhys. Lett. **26**, 171 (1994).
- [8] A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN, ET T. W. HÄNSCH. « *Sub-kHz Rayleigh resonance in a cubic atomic crystal* ». Europhys. Lett. **22**, 89 (1993).
- [9] T. W. HODAPP, C. GERZ, C. FURTHLEHNER, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, ET J. DALIBARD. « *Spatial diffusion in 3D optical molasses* ». Appl. Phys. B **60**, 135 (1995).

- [10] C. JURCZAK, B. DESRUELLE, K. SENGSTOCK, J.-Y. COURTOIS, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT. « *Atomic transport in an optical lattice: an investigation through polarization-selective intensity correlations* ». Phys. Rev. Lett. **77**, 1727 (1996).
- [11] J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, D. R. MEACHER, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. « *Propagating elementary excitation in a dilute optical lattice* ». Phys. Rev. Lett. **77**, 40 (1996).
- [12] C. JURCZAK, J.-Y. COURTOIS, B. DESRUELLE, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT. « *Spontaneous light scattering from propagating density fluctuations in an optical lattice* ». Eur. Phys. J. D **1**, 53 (1998).
- [13] L. GUIDONI, C. TRICHÉ, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. « *Quasiperiodic optical lattices* ». Phys. Rev. Lett. **79**, 3363 (1997).
- [14] T. W. HÄNSCH ET A. L. SCHAWLOW. « *Cooling of gases by laser radiation* ». Opt. Comm. **13**, 68 (1975).
- [15] D. WINELAND ET H. DEHMELT. « *Proposed $10^{14}\Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III* ». Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [16] A. ASHKIN ET J. P. GORDON. « *Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem* ». Opt. Lett. **8**, 511 (1983).
- [17] D. WINELAND ET W. ITANO. « *Laser cooling of atoms* ». Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [18] J. P. GORDON ET A. ASHKIN. « *Motion of atoms in a radiation trap* ». Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980).
- [19] S. STENHOLM. « *The semiclassical theory of laser cooling* ». Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986).
- [20] C. COHEN-TANNOUJDI. « *Atomic motion in laser light* », dans « *Fundamental Systems in Quantum Optics* », Les Houches 1990, Session LIII, p. 1. Edité par J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND, ET J. ZINN-JUSTIN. Elsevier Science, Amsterdam (1992).
- [21] S. CHU, L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, A. CABLE, ET A. ASHKIN. « *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure* ». Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).

- [22] D. SESKO, C. J. FAN, ET C. E. WIEMAN. « *Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling* ». J. Opt. Soc. Am. B **5**, 1225 (1988).
- [23] J. DALIBARD, C. SALOMON, A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VAS-TEENKISTE, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *New schemes in laser cooling* », dans Proceedings of the 11th International Conference of Atomic Physics, p. 199. Edité par S. HAROCHE, J. C. GAY, ET G. GRYNBERG. World Scientific, Singapour (1989).
- [24] Y. SHEVY, D. S. WEISS, P. J. UNGAR, ET S. CHU. « *Bimodal speed distribution in laser cooled atoms* ». Phys. Rev. Lett. **62**, 1118 (1989).
- [25] A. KASTLER. « *Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique* ». J. Phys. Rad. **11**, 255 (1950).
- [26] C. COHEN-TANNOUDJI. « *Théorie quantique du cycle de pompage optique* ». Ann. Phys. (Paris) **7**, 423 (1962).
- [27] M. GATZKE, G. BIRKL, P. S. JESSEN, A. KATSBERG, S. L. ROLSTON, ET W. D. PHILLIPS. « *Temperature and localization of atoms in three-dimensional optical lattices* ». Phys. Rev. A **55**, R3987–R3990 (1997).
- [28] A. KASTBERG, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON, ET R. J. SPREEUW. « *Adiabatic cooling of cesium to 700 nK in an optical lattice* ». Phys. Rev. Lett. **74**, 1542 (1995).
- [29] B. LOUNIS, J.-Y. COURTOIS, P. VERKERK, C. SALOMON, ET G. GRYNBERG. « *Measurement of the friction coefficient in 1D corkscrew optical molasses by stimulated Rayleigh spectroscopy* ». Phys. Rev. Lett. **69**, 3029 (1992).
- [30] J.-Y. COURTOIS ET G. GRYNBERG. « *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for circularly cross-polarized cooling beams* ». Phys. Rev. A **48**, 1378 (1993).
- [31] B. SHEEHY, S. Q. SHANG, P. VAN DER STRATEN, S. HATAMIAN, ET H. METCALF. « *Magnetic-Field-Induced Laser Cooling below the Doppler limit* ». Phys. Rev. Lett. **64**, 858 (1990).
- [32] C. VALENTIN, M. C. GAGNÉ, J. YU, ET P. PILLET. « *One-dimension sub-Doppler molasses in the presence of static magnetic field* ». Europhys. Lett. **17**, 133–138 (1992).

- [33] B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS, C. SALOMON, ET G. GRYNBERG. « *Quantized atomic motion in 1D cesium molasses with magnetic field* ». Europhys. Lett. **21**, 13 (1993).
- [34] O. EMILE, R. KAISER, C. GERZ, H. WALLIS, A. ASPECT, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Magnetic Assisted Sisyphus Effect* ». J. Phys. II (France) **3**, 1709–1733 (1993).
- [35] M. KASEVICH ET S. CHU. « *Laser cooling below a photon recoil with three level atoms* ». Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).
- [36] J. REICHEL, F. BARDOU, M. BEN DAHAN, E. PEIK, S. RAND, C. SALOMON, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Raman cooling below 4 nK: new approach inspired by Levy flights statistics* ». Phys. Rev. Lett. **75**, 4575 (1995).
- [37] S. KULIN, B. SAUBAMEA, E. PEIK, J. LAWALL, T. W. HIJMANS, M. LEDUC, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Direct measurement of the spatial correlation function of ultracold atoms* ». Phys. Rev. Lett. **78**, 4185 (1997).
- [38] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping* ». Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [39] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping: theoretical analysis* ». J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2112 (1989).
- [40] F. BARDOU. « *Refroidissement laser sub-recoil par résonances noires : - Expériences avec des atomes d'hélium métastables. - Approches Monte-Carlo quantique et vols de Lévy* ». Thèse de Doctorat, Université Paris XI - Orsay (1995).
- [41] C. COHEN-TANNOUDJI. « *Atomes ultrafroids - Approches statistiques et perspectives nouvelles* », Cours de Physique atomique et moléculaire donné au Collège de France. Non publié (1995-1996).
- [42] B. SAUBAMÉA, T. W. HIJMANS, S. KULIN, E. RASEL, E. PEIK, M. LEDUC, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Direct measurement of the spatial correlation function of ultracold atoms* ». Phys. Rev. Lett. **79**, 3146 (1997).

- [43] F. BARDOU, J. P. BOUCHAUD, O. EMILE, A. ASPECT, ET C. COHEN-TANNOUDJI. « *Subrecoil laser cooling and Lévy flights* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 203 (1994).
- [44] C. TRICHÉ. « *Refroidissement et dynamique d'atomes dans des potentiels lumineux : mélasses grises, réseaux de plots et réseaux brillants* ». Thèse de Doctorat, École Polytechnique - Palaiseau (1997).
- [45] J.-Y. COURTOIS ET G. GRYNBERG. « *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for linearly cross-polarized cooling beams* ». Phys. Rev. A **46**, 7060 (1992).
- [46] Y. CASTIN ET J. DALIBARD. « *Quantization of atomic motion in optical molasses* ». Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
- [47] K. I. PETSAS. « *Atomes ultrafroids dans des réseaux de lumière : étude théorique du magnétisme, de la température et des structures multidimensionnelles* ». Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris (1996).
- [48] L. GUIDONI. « *Quasicristaux optiques : refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans un potentiel lumineux quasi-périodique* ». Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris (1998).
- [49] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, ET F. LALOË. « *Mécanique Quantique* » Vols. 1 et 2. Hermann, Paris (1986).
- [50] R. DUM ET M. OL'SHANII. « *Gauge structures in atom-laser interaction: Bloch oscillations in a dark lattice* ». Phys. Rev. Lett. **76**, 1788 (1996).
- [51] G. ALZETTA, A. GOZZINI, L. MOI, ET G. ORRIOLS. « *An experimental method for the observation of R.F. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour* ». Nuovo Cimento **36 B**, 5 (1976).
- [52] E. U. CONDON ET G. H. SHORTLEY. « *Theory of atomic spectra* ». Cambridge University Press, Cambridge (1964).
- [53] C. TRICHÉ, D. BOIRON, S. GUIBAL, D. R. MEACHER, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. « *Cesium atoms in grey optical lattices. Study of temperature and capture efficiency* ». Opt. Comm. **126**, 49–54 (1996).

- [54] D. BOIRON, C. TRICHÉ, D. R. MEACHER, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. « *Three-dimensional cooling of cesium atoms in four beam grey optical molasses* ». Phys. Rev. A **52**, R3425 (1995).
- [55] D. BOIRON, A. MICHAUD, P. LEMONDE, Y. CASTIN, C. SALOMON, S. WEYERS, K. SZYMANIEC, L. COGNET, ET A. CLAIRON. « *Laser cooling of cesium atoms in grey optical molasses down to 1.1 μK* ». Phys. Rev. A **53**, R3734 (1996).
- [56] G. GRYNBERG ET J.-Y. COURTOIS. « *Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states* ». Europhys. Lett. **27**, 41–46 (1994).
- [57] A. HEMMERICH, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, C. ZIMMERMANN, ET T. W. HÄNSCH. « *Trapping atoms in a dark optical lattice* ». Phys. Rev. Lett. **75**, 37 (1995).
- [58] Y. CASTIN, K. BERG-SØRENSEN, J. DALIBARD, ET K. MØLMER. « *Two-dimensional Sisyphus cooling* ». Phys. Rev. A **50**, 5092 (1994).
- [59] A. HEMMERICH ET T. W. HÄNSCH. « *Two-dimensional atomic crystal bound by light* ». Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993).
- [60] A. HEMMERICH ET T. W. HÄNSCH. « *Radiation pressure vortices in two crossed standing waves* ». Phys. Rev. Lett. **68**, 1492 (1992).
- [61] K. I. PETSAS, A. B. COATES, ET G. GRYNBERG. « *Crystallography of optical lattices* ». Phys. Rev. A **50**, 5173 (1994).
- [62] D. R. MEACHER, S. GUIBAL, C. MENNERAT, J.-Y. COURTOIS, K. I. PETSAS, ET G. GRYNBERG. « *Paramagnetism in a cesium optical lattice* ». Phys. Rev. Lett. **74**, 1958 (1995).
- [63] S. GUIBAL. « *Dynamique d'atomes froids piégés dans un réseau lumineux: étude par spectroscopie pompe-sonde* ». Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris (1997).
- [64] C. COHEN-TANNOUJDI, J. DUPONT-ROC, ET G. GRYNBERG. « *Processus d'interaction entre photons et atomes* ». InterEdition/Édition du C.N.R.S., Paris (1988).
- [65] J.-P. BARRAT ET C. COHEN-TANNOUJDI. « *Étude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité* ». J. Phys. (Paris) **22**, 329 (1961).

- [66] Y. CASTIN. « *Les limites du refroidissement laser dans les mélasses optiques à une dimension* ». Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris (1992).
- [67] J.-Y. COURTOIS. « *Spectroscopie Raman et Rayleigh stimulée d'atomes refroidis par laser. Dynamique des mélasses optiques unidimensionnelles* ». Thèse de Doctorat, École Polytechnique - Palaiseau (1993). Publié dans Ann. Phys. Fr., **21**, pp. 1–265 (1996).
- [68] K. I. PETSAS, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Temperature and magnetism of grey optical lattices* ». Phys. Rev. A **53**, 2533 (1996).
- [69] J. DALIBARD, Y. CASTIN, ET K. MØLMER. « *Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics* ». Phys. Rev. Lett. **68**, 580 (1992).
- [70] R. TAÏEB, P. MARTE, R. DUM, ET P. ZOLLER. « *Spectrum of resonance fluorescence and cooling dynamics in quantized one dimensional molasses: Effects of laser configuration* ». Phys. Rev. A **47**, 4986 (1993).
- [71] P. MARTE, R. DUM, R. TAÏEB, ET P. ZOLLER. « *Resonance fluorescence from quantized one-dimensional molasses* ». Phys. Rev. A **47**, 1378 (1993).
- [72] Y. CASTIN ET K. MØLMER. « *Monte Carlo wave-function analysis of 3D optical molasses* ». Phys. Rev. Lett. **74**, 3772 (1995).
- [73] S. MARKSTEINER, K. ELLINGER, ET P. ZOLLER. « *Anomalous diffusion and Lévy walks in optical lattices* ». Phys. Rev. A **53**, 3409 (1996).
- [74] C. JURCZAK. « *Spectroscopie par corrélation d'intensité d'atomes refroidis par laser. Application à l'étude de la dynamique et du transport dans les réseaux atomiques* ». Thèse de Doctorat, École Polytechnique - Palaiseau (1996).
- [75] I. H. DEUTSCH, J. GRONDALSKI, ET P. M. ALSING. « *Local dynamics of laser cooling in an optical lattice* ». Phys. Rev. A **56**, R1705 (1997).
- [76] S. GUIBAL, C. MENNERAT-ROBILLIARD, D. LAROUSSERIE, C. TRICHÉ, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Radiation pressure in a rubidium optical lattice: an atomic analog to the photorefractive effect* ». Phys. Rev. Lett. **78**, 4709 (1997).
- [77] C. SALOMON, J. DALIBARD, W. D. PHILLIPS, A. CLAIRON, ET S. GUELLATI. « *Laser cooling of cesium atoms below $3\mu K$* ». Europhys. Lett. **12**, 683–688 (1990).

- [78] M. WALHOUT, U. STERR, C. ORZEL, M. HOOGERLAND, ET S. L. ROLSTON. « *Optical control of ultracold collisions in metastable xenon* ». Phys. Rev. Lett. **74**, 506 (1995).
- [79] R. W. BOYD. *Nonlinear optics*. Academic Press, New York (1992).
- [80] D. GRISON, B. LOUNIS, C. SALOMON, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap* ». Europhys. Lett. **15**, 149 (1991).
- [81] B. LOUNIS. « *Atomes refroidis par laser: de la mélasse au cristal optique* ». Thèse de Doctorat, Université paris XI - Orsay (1993).
- [82] J.-Y. COURTOIS. « *Novel stimulated scattering process in optical lattices* », dans « *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams* », Proceedings of the International School of Physics « Enrico Fermi », Varenna 1995, Course CXXXI, p. 341. Edité par A. ASPECT, W. BARLETTA, ET R. BONIFACIO. North-Holland, Amsterdam (1996).
- [83] C. TRICHÉ, L. GUIDONI, P. VERKERK, ET G. GRYNBERG. « *Coherent transients in optical lattices* », dans « *Trends in Optics and Photonics: ultracold atoms and Bose-Einstein-Condensation* », p. 82. Edité par K. BURNETT. Optical Society of America, Washington DC (1997).
- [84] J.-Y. COURTOIS, G. GRYNBERG, B. LOUNIS, ET P. VERKERK. « *Recoil-induced resonances in cesium: an atomic analog to the free-electron laser* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 3017 (1994).
- [85] D. R. MEACHER, D. BOIRON, H. METCALF, C. SALOMON, ET G. GRYNBERG. « *Method for velocimetry of cold atoms* ». Phys. Rev. A **50**, R1992 (1994).
- [86] C. I. WESTBROOK, R. N. WATTS, C. E. TANNER, S. L. ROLSTON, W. D. PHILLIPS, P. D. LETT, ET P. L. GOULD. « *Localization of atoms in a three-dimensional standing wave* ». Phys. Rev. Lett. **65**, 33 (1990).
- [87] P. S. JESSEN, C. GERZ, P. D. LETT, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON, R. J. C. SPREEUW, ET C. I. WESTBROOK. « *Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field* ». Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).
- [88] C. JURCZAK, K. SENGSTOCK, R. KAISER, N. VASTEENKISTE, C. I. WESTBROOK, ET A. ASPECT. « *Observation of intensity correlations in the fluorescence from laser cooled atoms* ». Opt. Comm. **115**, 480 (1995).

- [89] N. W. ASHCROFT ET N. D. MERMIN. « *Solid State Physics* ». HRW International Editions, New York (1976).
- [90] G. BIRKL, M. GATZKE, I. H. DEUTSCH, S. L. ROLSTON, ET W. D. PHILLIPS. « *Bragg scattering from atoms in optical lattices* ». Phys. Rev. Lett. **75**, 2823 (1995).
- [91] M. WEIDEMÜLLER, A. HEMMERICH, A. GÖRLITZ, T. ESSLINGER, ET T. W. HÄNSCH. « *Bragg diffraction in an atomic lattice bound by light* ». Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995).
- [92] G. RAITHEL, G. BIRKL, A. KATSBERG, W. D. PHILLIPS, ET S. L. ROLSTON. « *Cooling and localization dynamics in optical lattices* ». Phys. Rev. Lett. **78**, 630 (1997).
- [93] G. RAITHEL, G. BIRKL, W. D. PHILLIPS, ET S. L. ROLSTON. « *Compression and parametric driving of atoms in optical lattices* ». Phys. Rev. Lett. **78**, 2928 (1997).
- [94] A. MESSIAH. « *Mécanique quantique* » volume 2, App. C, p. 926. Dunod, Paris (1965).
- [95] A. CLAIRON, C. SALOMON, S. GUELLATI, ET W. D. PHILLIPS. « *Ramsey resonance in a Zacharias fountain* ». Europhys. Lett. **16**, 165 (1991).
- [96] M.D. LEVENSON. « *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy* ». Academic Press, New York (1982).
- [97] C. MENNERAT-ROBILLIARD, L. GUIDONI, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Cooling and trapping cesium atoms in π -polarized potential wells: the jumping regime of optical lattices* ». Europhys. Lett. **38**, 429–434 (1997).
- [98] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU, ET D. E. PRITCHARD. « *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure* ». Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [99] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON, ET C. WIEMAN. « *Very cold trapped atoms in a vapor cell* ». Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
- [100] C. MENNERAT-ROBILLIARD, L. GUIDONI, K. I. PETSAS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Bright optical lattices in a longitudinal magnetic field. Experimental study of the oscillating and jumping regimes.* ». Eur. Phys. J. D **1**, 33–45 (1998).

- [101] S. Q. SHANG, B. SHEEHY, H. METCALF, P. VAN DER STRATEN, ET G. NIENHUIS. « *Velocity-selective resonances and sub-Doppler laser cooling* ». Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991).
- [102] A. ABRAGAM. « *The principles of nuclear magnetism* », Chap. X. Oxford University Press, Oxford (1961).
- [103] M KOZUMA, K. NAKAGAWA, W. JHE, ET M. OHTSU. « *Observation of temporal behavior of an atomic wave packet localized in an optical potential* ». Phys. Rev. Lett. **76**, 2428 (1996).
- [104] F. TALBOT. « *Facts relating to optical science No. IV* ». Philos. Mag. **9**, 401–407 (1836).
- [105] C. MENNERAT-ROBILLIARD, D. BOIRON, J.-M. FOURNIER, A. ARADIAN, P. HORAK, ET G. GRYNBERG. « *Cooling cesium atoms in a Talbot lattice* ». Europhys. Lett. **44**, 442 (1998).
- [106] M. BORN ET E. WOLF. « *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* », 6^{me} édition corrigée, pp. 375–386. Pergamon Press, Oxford (1989).
- [107] J. M. COWLEY. « *Diffraction Physics* ». North-Holland, Amsterdam (1981).
- [108] K. PATORSKI. « *The self-imaging phenomenon and its applications* ». Progress in Optics **27**, 1–110 (1989).
- [109] E. KEREN, I. GLATT, ET O. KAFRI. « *Propagator for the modulating transfer function of a wide-angle scatterer* ». Opt. Lett. **11**, 554–556 (1986).
- [110] O. KAFRI, E. KEREN, K. KRESKE, ET Y. ZAG. « *Moiré deflectometry with a focused beam: radius of curvature, microscopy and thickness analysis* ». Appl. Opt. **29**, 133–136 (1990).
- [111] P. CHAVEL ET T. C. STRAND. « *Range measurements using Talbot diffraction of gratings* ». Appl. Opt. **23**, 862–871 (1984).
- [112] D. E. SILVA. « *Talbot interferometer for radial and lateral derivatives* ». Appl. Opt. **11**, 2613–2624 (1972).
- [113] Y. NUKANO ET K. MURATA. « *Talbot interferometer for measuring the focal length of a lens* ». Appl. Opt. **24**, 3162–3166 (1985).

- [114] K. PATORSKI. « *Talbot interferometry with increased shear: part 3* ». Appl. Opt. **27**, 3875–3878 (1988).
- [115] E. TEPICHIN ET J. OJEDA-CASTANEDA. « *Talbot interferometer with simultaneous dark and bright fields* ». Appl. Opt. **28**, 1517–1520 (1989).
- [116] J. R. LEGER, G. J. SWANSON, ET W. B. VELDKAMP. « *Coherent beam addition of GaAlAs lasers by binary phase gratings* ». Appl. Phys. Lett. **48**, 888 (1986).
- [117] G. J. SWANSON ET W. B. VELDKAMP. « *Diffractive optical elements for use in infrared systems* ». Opt. Engin. **28**, 605 (1989).
- [118] A. W. LOHMANN ET J. A. THOMAS. « *Making an array illuminator based on the Talbot effect* ». Appl. Opt. **29**, 4337–4340 (1990).
- [119] X. Y. DA. « *Talbot effect and the array illuminators that are based on it* ». Appl. Opt. **31**, 2983–2986 (1992).
- [120] LORD RAYLEIGH. « *On copying diffraction-gratings, and on some phenomenon connected therewith* ». Philos. Mag. **11**, 196–205 (1881).
- [121] J. M. COWLEY ET A. F. MOODIE. « *Fourier images: I—the point source* ». Proc. Phys. Soc. (London) **B70**, 486, 497, 505 (1957).
- [122] G. L. ROGERS. « ». Proc. Roy. Soc. (London) **B157**, 83 (1962).
- [123] E. A. HIEDEMANN ET M. A. BREAZEALE. « *Secondary interference in the Fresnel zone of gratings* ». J. Opt. Soc. Am. **49**, 372–375 (1959).
- [124] G. L. ROGERS. « *Calculations of intermediate Fourier images of a finite line grating on a digital computer, with an application to an unusual case* ». Brit. J. Appl. Phys. **14**, 657–661 (1963).
- [125] J. T. WINTHROP ET C. R. WORTHINGTON. « *Theory of Fresnel images. I. Plane periodic objects in monochromatic light* ». J. Opt. Soc. Am. **55**, 373–381 (1965).
- [126] P. LATIMER ET R. F. CROUSE. « *Talbot effect reinterpreted* ». Appl. Opt. **31**, 80–89 (1992).
- [127] J. DIEUDONNÉ. « *Calcul infinitésimal* ». Hermann, Paris (1980).
- [128] D. BOIRON. « *Etude du refroidissement et du piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion* ». Thèse de Doctorat, Université Paris VI - Paris (1998).

- [129] D. BOIRON, A. MICHAUD, J.-M. FOURNIER, L. SIMARD, M. SPRENGER, G. GRYNBERG, ET C. SALOMON. « *Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps* ». Phys. Rev. A **57**, R4106–R1409 (1998).
- [130] P. HORAK, J.-Y. COURTOIS, ET G. GRYNBERG. « *Atom cooling and trapping by disorder* ». Phys. Rev. A **58**, 3953–3962 (1998).
- [131] K. EXNER. « ». Sitzungsber. Kaiserl. Akad. Wiss. (Wien) **76**, 522 (1877).
- [132] K. EXNER. « ». Wiedemanns. Ann. Phys. **9**, 239 (1880).
- [133] LORD RAYLEIGH. « ». Philos. Mag. **10**, 73 (1880).
- [134] LORD RAYLEIGH. « ». Philos. Mag. **36**, 429 (1918).
- [135] LORD RAYLEIGH. « ». Philos. Mag. **37**, 321 (1919).
- [136] M. VON LAUE. « ». Sitzungs. Akad. Wiss. (Berlin) **44**, 1144 (1914).
- [137] M. VON LAUE. « ». Mitt. Physik. Ges. (Zürich) **18**, 90 (1916).
- [138] P. HARIHARAN. « *Speckle patterns: a historical retrospect* ». Opt. Acta **19**, 791 (1972).
- [139] J. W. GOODMAN. « *Statistical Properties of Laser Speckle Patterns* », dans Laser Speckle and Related Phenomena, p. 9–75. Edité par J. C. DAINTY. Springer-Verlag, Berlin (1975).
- [140] J. C. DAINTY. « *The Statistics of Speckle Patterns* ». Progress in Optics **14**, 1–46 (1976).
- [141] P. BECKMANN ET A. SPIZZICHINO. « *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces* ». Pergamon, Oxford (1963).
- [142] P. BECKMANN. « *Scattering of Light by Rough Surfaces* ». Progress in Optics **6**, 55–69 (1967).
- [143] J. M. HUNTLEY. « *Speckle photography fringe analysis: assessment of current algorithms* ». Appl. Opt. **28**, 4316–4322 (1989).
- [144] T. S. MCKECHNIE. « *Measurement of some second order statistical properties of speckle* ». Optik **39**, 258–267 (1974).
- [145] I. S. REED. « ». I. R. E. Trans. Information Theory **IT-8**, 194 (1962).

- [146] B. ELIASSON ET F. M. MOTTIER. « *Determination of the granular radiance distribution of a diffuser and its use for vibration analysis* ». J. Opt. Soc. Am. **61**, 559 (1971).
- [147] D. BOIRON, C. MENNERAT-ROBILLIARD, J.-M. FOURNIER, L. GUIDONI, C. SALOMON, ET G. GRYNBERG. « *Trapping and cooling cesium atoms in a speckle field* ». Accepté pour publication dans Eur. Phys. J. D (1999).
- [148] G. GRYNBERG, P. HORAK, ET C. MENNERAT-ROBILLIARD. « *Spatial diffusion of atoms cooled in a speckle field* ». Soumis à Europhys. Lett. (1999).
- [149] R. BALIAN. « *Physique statistique* », Chap. XV. Ellipses, Paris (1993).
- [150] I. RAYMENT, W. R. RYPNIEWSKI, K. SCHMIDT-BÄSE, R. SMITH, D. R. TOMCHICK, M. M. BENNING, D. A. WINKELMANN, G. WESENBERG, ET H. M. HOLDEN. « *Three-dimensional structure of myosin subfragment-1: a molecular motor* ». Science **261**, 50–58 (1993).
- [151] « *Molecular motors* ». Numéro spécial de Biophys. J. (avril 1995).
- [152] A. F. HUXLEY ET R. M. SIMMONS. « *Proposed mechanism of force generation in striated muscle* ». Nature **233**, 533–538 (1971). Voir aussi les références 5 à 19 dans Nature **368**, 113–119 (1994).
- [153] M. K. REEDY, K. C. HOLMES, ET R. T. TREGEAR. « *Induced changes in orientation of the cross-bridges of glycerinated insect flight muscle* ». Nature **207**, 1276–1280 (1965).
- [154] H. E. HUXLEY. « *The mechanism of muscular contraction* ». Science **164**, 1356–1366 (1969).
- [155] M. P. SHEETZ ET J. A. SPUDICH. « *Movement of myosin-coated fluorescent beads on actin cables in vitro* ». Nature **303**, 31–35 (1983).
- [156] J. HOWARD, A. J. HUDSPETH, ET R. D. VALE. « *Movement of micro-tubules by single kinesin molecules* ». Nature **342**, 154–158 (1989).
- [157] A. ASHKIN, J. M. DZIEDZIC, J. E. BJORKHOLM, ET S. CHU. « *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles* ». Opt. Lett. **11**, 288–290 (1986).

- [158] W. DENK ET W. W. WEBB. « *Optical measurement of picometer displacements of transparent microscopic objects* ». Appl. Opt. **29**, 2382–2391 (1990).
- [159] J. T. FINER, R. M. SIMMONS, ET J. A. SPUDICH. « *Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometre steps* ». Nature **368**, 113–119 (1994).
- [160] J. A. SPUDICH. « *How molecular motors work* ». Nature **372**, 515–518 (1994).
- [161] P. CURIE. « *Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique* ». J. Phys. (Paris) **3**, 393–415 (1894).
- [162] R. P. FEYNMAN, R. B. LEIGHTON, ET M. SANDS. « *The Feynman lectures on physics* », Vol. 1. Addison-Wesley, Reading (1966). Traduction chez Inter Editions, Paris.
- [163] J. M. R. PARRONDO ET P. ESPAÑOL. « *Criticism of Feynman's analysis of the ratchet as an engine* ». Am. J. Phys. **64**, 1125 (1996).
- [164] M. BÜTTIKER. « *Transport as a consequence of state-dependent diffusion* ». Z. Phys. B **68**, 161 (1987).
- [165] R. LANDAUER. « *Motion out of noisy states* ». J. Stat. Phys. **53**, 233–248 (1988).
- [166] P. REIMANN, R. BARTUSSEK, R. HÄUSSLER, ET P. HÄNGGI. « *Brownian motors driven by temperature oscillations* ». Phys. Lett. A **215**, 26 (1996).
- [167] M. O. MAGNASCO. « *Molecular combustion motors* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 2656 (1994).
- [168] C. R. DOERING, W. HORSTHEMKE, ET J. RIORDAN. « *Nonequilibrium fluctuation-induced transport* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 2984 (1994).
- [169] M. M. MILLONAS ET M. I. DYKMAN. « *Transport and current reversal in stochastically driven ratchets* ». Phys. Lett. A **183**, 65 (1994).
- [170] J. LUCZKA, R. BARTUSSEK, ET P. HÄNGGI. « *White-noise-induced transport in periodic structures* ». Europhys. Lett. **31**, 431 (1995).
- [171] R. BARTUSSEK, P. REIMANN, ET P. HÄNGGI. « *Precise numerics versus theory for correlation ratchets* ». Phys. Rev. Lett. **76**, 1166 (1996).
- [172] M. O. MAGNASCO. « *Forced thermal ratchets* ». Phys. Rev. Lett. **71**, 1477 (1993).

- [173] A. AJDARI, D. MUKAMEL, L. PELITI, ET J. PROST. « *Rectified motion induced by ac forces in periodic structures* ». J. Phys. I (Paris) **4**, 1551–1561 (1994).
- [174] A. AJDARI ET J. PROST. « *Mouvement induit par un potentiel périodique de basse symétrie : diélectrophorèse pulsée* ». C. R. Acad. Sci. Paris II **315**, 1635–1639 (1992).
- [175] R. D. ASTUMIAN ET M. BIER. « *Fluctuation driven ratchet: molecular motors* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 1766 (1994).
- [176] C. R. DOERING. « *Randomly rattled ratchets* ». Nuovo Cimento D **17**, 685–697 (1995).
- [177] J. ROUSSELET, L. SALOME, A. AJDARI, ET J. PROST. « *Directional motion of brownian particles induced by a periodic asymmetric potential* ». Nature **370**, 446 (1994).
- [178] L. P. FAUCHEUX, L. S. BOURDIEU, P. D. KAPLAN, ET A. J. LIBCHABER. « *Optical thermal ratchet* ». Phys. Rev. Lett. **74**, 1504 (1995).
- [179] L. SCHIMANSKI-GEIER, M. KSCHISCHO, ET T. FRICKE. « *Flux of particles in sawtooth media* ». Phys. Rev. Lett. **79**, 3335 (1997).
- [180] J.-F. CHAUWIN, A. AJDARI, ET J. PROST. « *Force-free motion in asymmetric structures: a mechanism without diffusive steps* ». Europhys. Lett. **27**, 421 (1994).
- [181] J. PROST, J.-F. CHAUWIN, L. PELITI, ET A. AJDARI. « *Asymmetric pumping of particles* ». Phys. Rev. Lett. **72**, 2652 (1994).
- [182] H. X. ZHOU ET Y. CHEN. « *Chemically driven motility of brownian particles* ». Phys. Rev. Lett. **77**, 194 (1996).
- [183] A. F. HUXLEY. « ». Prog. Biophys. **7**, 255 (1957).
- [184] F. JÜLICHER, A. AJDARI, ET J. PROST. « *Modeling molecular motors* ». Rev. Mod. Phys. **69**, 1269–1281 (1997).
- [185] A. AJDARI. « *Force-free motion in an asymmetric environment: a simple model for structured objects* ». J. Phys. I (Paris) **4**, 1577 (1994).
- [186] C. S. PESKIN ET G. F. OSTER. « *Force production by depolymerizing microtubules: load-velocity curves and run-pause statistics* ». Biophys. J. **69**, 2268 (1995).

- [187] I. DERÉNYI ET T. VICSEK. « *The kinesin walk: a dynamic model with elastically coupled heads* ». Proc. Natl. Acad. Sci. USA **93**, 6775 (1996).
- [188] T. DUKE ET S. LEIBLER. « *Motor protein mechanics: a stochastic model with minimal mechanochemical coupling* ». Biophys. J. **71**, 1235 (1996).
- [189] R. D. ASTUMIAN. « *Thermodynamics and kinetics of a brownian motor* ». Science **276**, 917–922 (1997).
- [190] P. REIMANN, M. GRIFONI, ET P. HÄNGGI. « *Quantum ratchets* ». Phys. Rev. Lett. **79**, 10 (1997).
- [191] R. GRIMM, V. S. LETOKHOV, YU. B. OVCHINNIKOV, ET A. I. SIDOROV. « *Observation of a magneto-optic radiation force* ». JETP Lett. **54**, 615 (1991).
- [192] J. SÖDING ET R. GRIMM. « *Stimulated magneto-optical force in the dressed-atom picture* ». Phys. Rev. A **50**, 2517 (1994).
- [193] R. GRIMM, J. SÖDING, G. WAŚIK, ET YU. B. OVCHINNIKOV. Laser cooling and trapping with rectified optical dipole forces, dans « *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams* », Proceedings of the International School of Physics « Enrico Fermi », Varenna 1995, Course CXXXI. Edité par A. ASPECT, W. BARLETTA, ET R. BONIFACIO. North-Holland, Amsterdam (1996).
- [194] J. SÖDING, R. GRIMM, J. KOWALSKI, YU. B. OVCHINNIKOV, ET A. I. SIDOROV. « *Observation of the magneto-optical radiation force by laser spectroscopy* ». Europhys. Lett. **20**, 101 (1992).
- [195] J.-F. CHAUWIN, A. AJDARI, ET J. PROST. « *Current reversal in asymmetric pumping* ». Europhys. Lett. **32**, 373 (1995).
- [196] S. DE GROOT. « *La transformation de Weyl et la fonction de Wigner: une forme alternative de la mécanique quantique* ». Les Presses de l'Université de Montréal, Montréal (1975).
- [197] D. M. LUCAS, P. HORAK, ET G. GRYNBERG. « *Sisyphus cooling of rubidium atoms in a nearly dark lattice: from the dream to reality* ». Soumis à Eur. Phys. J. D (1998).
- [198] W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY, ET W. T. VETTERLING. « *Numerical recipes. The art of scientific computing* ». Cambridge University Press, Cambridge (1964).

-
- [199] C. TRICHÉ, F. CHEVY, ET G. GRYNBERG. « *Localization of cesium atoms on a three-dimensional lattice in momentum space* ». Phys. Rev. A **58**, R38 (1998).
- [200] M. RAUNER, S. KUPPENS, M. SCHIFFER, G. BIRKL, K. SENGSTOCK, ET W. ERTMER. « *Atomic lattice structures in two-dimensional momentum space* ». Phys. Rev. A **58**, R42 (1998).
- [201] J. PROST. A paraître. (1999).
- [202] I. ZAPATA, R. BARTUSSEK, F. SOLS, ET P. HÄNGGI. « *Voltage rectification by a SQUID ratchet* ». Phys. Rev. Lett. **77**, 2292 (1996).

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	5
INTRODUCTION GÉNÉRALE	7
Chapitre I : DU REFROIDISSEMENT LASER AUX RÉSEAUX OPTIQUES	11
I.A Le refroidissement d'atomes par laser	12
I.A.1 Le mécanisme de refroidissement Doppler	12
I.A.2 Mécanismes de refroidissement sub-Doppler	15
I.A.2.1 La configuration lin \perp lin : le refroidissement Sisyphe . . .	17
I.A.2.2 D'autres mécanismes sub-Doppler	22
I.A.3 Des températures sub-recul !	23
I.A.3.1 Refroidissement Raman	24
I.A.3.2 Piégeage cohérent de population sélectif en vitesse	24
I.B Refroidissement et localisation : les réseaux optiques	25
I.B.1 Localisation atomique : le régime de Lamb-Dicke	26
I.B.2 Généralisation à d'autres transitions	28
I.B.2.1 Introduction	29
I.B.2.2 Potentiels adiabatiques	29
I.B.2.3 Potentiels diabatiques	31
I.B.2.4 Les potentiels adiabatiques améliorés : le potentiel topolo- gique	34

I.B.2.5	Cas particulier des transitions $J \rightarrow J$ avec J entier et $J \rightarrow J - 1$: les mélasses grises	36
I.B.3	Généralisation à plusieurs dimensions	42
I.B.3.1	Le rôle de la phase des faisceaux	43
I.B.3.2	Le passage à deux et trois dimensions	44
I.B.3.3	Le tétraèdre $\text{lin} \perp \text{lin}$	45
I.B.3.4	Le tétraèdre $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$	49
I.B.4	Effet d'un champ magnétique	49
I.B.4.1	Le régime de champ faible	51
I.B.4.2	Le régime de champ fort	53
I.C	Les méthodes d'investigation des réseaux optiques	54
I.C.1	Les modèles d'étude théoriques	54
I.C.1.1	La méthode des bandes	56
I.C.1.2	Simulation Monte-Carlo quantique	57
I.C.1.3	Simulation Monte-Carlo semi-classique	57
I.C.2	Techniques d'investigation expérimentales	58
I.C.2.1	Le temps de vol [1, 77]	58
I.C.2.2	Spectroscopie pompe-sonde par transmission	60
I.C.2.3	Les mesures de diffusion	65
I.C.2.4	Et d'autres méthodes encore !	66
I.C.3	Présentation du montage expérimental	67
I.C.3.1	Les atomes	67
I.C.3.2	Les sources lumineuses	71
I.C.3.3	Le piège magnéto-optique	80
I.C.3.4	Les faisceaux sondes	84
I.C.3.5	Séquence de travail	86

II.A Les configurations étudiées	87
II.A.1 Les généralisations à trois dimensions du $\text{lin} \perp \text{lin}$	88
II.A.2 Le réseau 3D $\text{lin} \perp \text{lin}$	88
II.A.3 Le réseau 3D $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$	91
II.A.3.1 Le champ électrique résultant	91
II.A.3.2 Cas des petits angles : $\theta = 18^\circ$	93
II.A.3.3 Cas des grands angles : $\theta = 55^\circ$	93
II.B Etude de la température cinétique	99
II.B.1 Le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$	100
II.B.2 Le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$	104
II.B.3 Le régime de champ magnétique intermédiaire	106
II.C Localisation des atomes	110
II.C.1 Méthodes expérimentales de mesure	110
II.C.1.1 La spectroscopie pompe-sonde	110
II.C.1.2 L'analyse en polarisation de la lumière de fluorescence	111
II.C.2 Le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$	112
II.C.3 Le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$	117
II.C.4 Les mesures de fluorescence	122
II.D Oscillation des atomes dans les puits	124
II.D.1 Le réseau $\text{lin} \perp \text{lin}$	124
II.D.2 Le réseau $\text{Rot}[\text{lin} \perp \text{lin}]$	125
II.D.2.1 Résultats expérimentaux	126
II.D.2.2 A propos de la largeur des raies	129
II.D.2.3 Les règles de sélection	131
II.E Conclusion	133
Chapitre III : RÉSEAU INDUIT PAR EFFET TALBOT	135
III.A Quelques notions de diffraction	136

III.A.1	Diffraction de Fraunhofer et de Fresnel [106]	137
III.A.2	Diffraction par un objet plan périodique en champ proche : réseau unidimensionnel	139
III.A.3	Généralisation de l'effet Talbot au cas d'un réseau bidimensionnel	142
III.A.3.1	Existence de l'effet Talbot et détermination de la période longitudinale	142
III.A.3.2	Réseau hexagonal. Etude des plans Talbot fractionnaires	146
III.A.3.3	Réseau de phase hexagonal	150
III.B	La configuration utilisée	151
III.B.1	Un réseau de phase unidimensionnel	151
III.B.2	Modélisation du réseau de phase	154
III.B.3	Le potentiel lumineux	158
III.C	Résultats expérimentaux	160
III.C.1	Piégeage et localisation	162
III.C.1.1	Piéger des atomes à trois dimensions avec deux faisceaux	162
III.C.1.2	Localisation longitudinale des atomes – Etude expérimentale	164
III.C.1.3	Localisation des atomes – Etude par simulation numérique	166
III.C.2	Température	169
III.C.2.1	Température longitudinale	170
III.C.2.2	Température transverse	173
III.C.2.3	Résultats de simulations numériques	177
III.C.3	Diffusion spatiale	178
III.C.3.1	Diffusion spatiale longitudinale	180
III.C.3.2	Diffusion spatiale transverse	181
III.C.3.3	Résultats de simulations numériques	183
III.D	Conclusion	184

IV.A Granularité laser : quelques idées utiles	188
IV.A.1 Statistique d'une figure de tavelures dans le plan transverse	188
IV.A.1.1 Statistique au premier ordre	190
IV.A.1.2 Statistique au deuxième ordre	192
IV.A.2 Taille des tavelures dans la direction longitudinale	197
IV.B La configuration utilisée	198
IV.B.1 Caractéristiques de l'onde tavelée	199
IV.B.2 Le potentiel lumineux	204
IV.B.2.1 Le potentiel lumineux dans le plan transverse	204
IV.B.2.2 Le potentiel lumineux selon \mathbf{z}	207
IV.C Etude de la dynamique atomique dans un réseau tavelé	207
IV.C.1 Modèle semi-classique	209
IV.C.1.1 Variation de la température	209
IV.C.1.2 Variation de la diffusion spatiale	210
IV.C.2 Résultats numériques	213
IV.C.2.1 Température	213
IV.C.2.2 Diffusion spatiale	216
IV.C.3 Réalisation expérimentale	222
IV.C.3.1 Etude de la température	222
IV.C.3.2 Etude de la diffusion spatiale	228
IV.C.3.3 Rapport température sur diffusion. Les limites du régime sautant	232
IV.C.4 Et la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$?	234
IV.D Conclusion	235
Chapitre V : TRANSPORT ATOMIQUE DANS UN RÉSEAU OPTIQUE ASYMÉTRIQUE	237
V.A Introduction	237
V.A.1 Quelques rudiments sur le transport dans les organismes vivants	238

V.A.2 Les modèles développés en physique statistique	241
V.A.2.1 Le rochet de Feynman	242
V.A.2.2 Les modèles isothermes	243
V.B Une expérience sur les potentiels asymétriques avec des atomes froids . . .	250
V.B.1 La configuration utilisée	250
V.B.1.1 Les faisceaux lumineux	250
V.B.1.2 Lien avec d'autres configurations	252
V.B.1.3 Le montage expérimental	255
V.B.1.4 Les techniques de mesure utilisées	258
V.B.2 Le potentiel lumineux	258
V.B.3 Traitement théorique	262
V.B.3.1 Les brisures de symétrie	264
V.B.3.2 Description qualitative du processus de rectification	264
V.B.3.3 Un modèle simple inspiré de la physique statistique – Son incompatibilité avec les atomes froids	266
V.B.3.4 Simulations numériques	271
V.C Résultats expérimentaux	280
V.C.1 Mise en évidence d'une vitesse moyenne \bar{v}	280
V.C.2 Variation de \bar{v} en fonction de l'angle θ entre polarisations	282
V.C.3 Influence du champ magnétique	284
V.C.4 Rôle de la dissipation	286
V.C.5 Rendement du réseau asymétrique comme "moteur atomique"	288
V.D Conclusion	289
CONCLUSION	291
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	293

RESUMÉ

Cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale d'atomes piégés et refroidis dans plusieurs types de structures lumineuses. Nous avons utilisé pour caractériser ces milieux des techniques de temps de vol, d'imagerie directe du nuage atomique et de spectroscopie pompe-sonde, afin d'obtenir des informations sur la température et la diffusion spatiale des atomes ainsi que sur leur mouvement dans les puits de potentiel.

Nous avons d'abord étudié la dynamique d'atomes de césium dans des réseaux optiques tri-dimensionnels brillants en présence d'un champ magnétique, et nous avons en particulier montré que les réseaux optiques fonctionnant en régime sautant donnent lieu à un refroidissement et un piégeage efficaces, et qu'un mécanisme de rétrécissement par le mouvement y conduit à des raies vibrationnelles étroites sur les spectres de transmission pompe-sonde. Avec des atomes de césium, nous avons également créé et caractérisé un réseau optique tri-dimensionnel brillant obtenu avec seulement deux faisceaux laser grâce à l'effet Talbot, puis un milieu aléatoire engendré à partir d'un champ de tavelures.

Enfin, nous avons étudié un "moteur brownien" pour des atomes de ^{87}Rb dans un réseau gris asymétrique. Les résultats de l'étude expérimentale sont en bon accord qualitatif avec des simulations numériques Monte-Carlo semi-classiques.

MOTS CLÉS

Refroidissement laser, Effet Sisyphe, Potentiel lumineux, Réseaux optiques, Atomes de césium, Atomes de rubidium, Régime sautant, Champ magnétique, Effet Talbot, Milieu aléatoire, Champ de tavelures, Moteurs browniens, Potentiel asymétrique, Spectroscopie pompe-sonde, Diffusion spatiale, Simulations Monte-Carlo semi-classiques.

ABSTRACT

This thesis is devoted to the experimental study of atoms trapped and cooled in several types of optical structures. In order to characterise these media, we used different techniques such as time-of-flight techniques, direct imaging of the atomic cloud and pump-probe spectroscopy. We thus obtained information about kinetic temperature, spatial diffusion of atoms and atomic motion in the optical potential wells.

We first studied the dynamics of cesium atoms in three-dimensional bright optical lattices when a magnetic field is applied. In particular, we showed that optical lattices operating in the jumping regime do provide good trapping and cooling efficiencies and that a motional narrowing effect gives birth to narrow vibrational sidebands on pump-probe transmission spectra. Still with cesium atoms, we created and characterised a three-dimensional bright optical lattice obtained with only two laser beams through the Talbot effect, and also a random medium generated by a speckle field.

We endly studied a "brownian motor" for ^{87}Rb atoms in a grey asymmetric potential. The results of the experimental study are in good qualitative agreement with semi-classical Monte-Carlo numerical simulations.

KEY WORDS

Laser cooling, Sisyphus effect, Optical potential, Optical lattices, Cesium atoms, Rubidium atoms, Jumping regime, Magnetic field, Talbot effect, Random medium, Speckle, Brownian motors, Asymmetric potentials, Pump-probe spectroscopy, Spatial diffusion, Semiclassical Monte-Carlo simulations.