

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Refroidissement et piégeage d'atomes de césium
par laser : étude expérimentale et théorique sur les
caractéristiques du piégeage.

de M. Nicolas Sagna

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
FACULTÉ DES SCIENCES

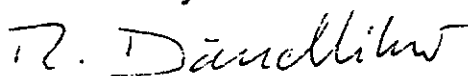
La Faculté des sciences de l'Université de
Neuchâtel sur le rapport des membres du jury,

Messieurs G. Busca, P. Thomann, J.-L. Vuilleumier,
et A. Clairon (Paris).

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 5 juillet 1996.

Le doyen:



R. Dändliker

*A la mémoire de Maarten,
A mes Parents.*

Table des matières

Introduction générale	1
1 Le piège magnéto-optique	5
1.1 Introduction	5
1.2 Piégeage magnéto-optique en terme Doppler	6
1.2.1 Mélasse Doppler	6
1.2.2 Force exercée sur un atome dans une mélasse optique .	7
1.2.3 Le piégeage magnéto-optique:Modèle Doppler	10
1.2.4 Les limites d'une description Doppler du piège	15
1.3 Les processus sub-Doppler	16
1.3.1 La mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$	16
1.3.2 Coefficient de diffusion d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$	21
1.4 Aspects sub-Doppler du piège	21
1.4.1 Expression de la force magnéto-optique	21
1.4.2 Distribution stationnaire en vitesse et en position . . .	23
2 Déséquilibre d'intensité et champ magnétique	25
2.1 Introduction	25
2.2 Effet d'un déséquilibre d'intensité	26
2.2.1 Plan de la situation	26
2.2.2 Le régime Doppler	27
2.2.3. Le régime sub-Doppler	30
2.3 Effet d'un champ magnétique	38
2.3.1 Plan de la situation	38
2.3.2 Champ magnétique et vitesses très faibles	39
2.3.3 Effet d'un champ magnétique longitudinal:Cas général	41
2.3.4 Force de rappel dans une trappe magnéto-optique . . .	46
2.3.5 Effet d'un champ transverse	47
2.4 Conclusion	49

3	Dispositif expérimental	51
3.1	Introduction	51
3.2	Le système optique	51
3.2.1	Les lasers	51
3.2.2	Méthode d'affinement de la largeur spectrale	52
3.2.3	Le montage optique	56
3.3	Le gradient de champ magnétique	60
3.3.1	Montage de type anti-Helmholtz	60
3.3.2	Gradient anisotrope	62
3.4	Les autres éléments du piège	66
3.4.1	Le système à vide	66
3.4.2	La source de césium	67
3.4.3	Les champs magnétiques de compensation	67
3.5	Les outils d'analyse du piège	68
3.5.1	Visualisation et détermination du nombre d'atomes	68
3.5.2	Mesure de la température par le temps de vol	70
4	Processus de capture	73
4.1	Introduction	73
4.2	Modèle unidimensionnel de la capture	74
4.2.1	Position du problème	74
4.2.2	Description du remplissage de la trappe	75
4.2.3	Dérivation de la force magnéto-optique	79
4.2.4	Détermination de la vitesse de capture	85
4.2.5	Conclusion de la partie théorique	92
4.3	Résultats expérimentaux	93
4.3.1	Introduction	93
4.3.2	Nombre d'atomes en fonction de l'intensité	94
4.3.3	Nombre d'atomes en fonction du désaccord	96
4.3.4	Nombre d'atomes en fonction du gradient magnétique	97
4.3.5	Nombre d'atomes en fonction du diamètre des faisceaux	99
4.3.6	Nombre d'atomes en fonction de la pression totale	101
4.4	Analyse et discussions	102
4.4.1	Comparaison des deux modèles	102
4.4.2	Etude du rôle du gradient magnétique dans la capture	103
4.5	Conclusion	105
5	Etude de la trappe anisotrope	107
5.1	Introduction	107
5.2	Modèle Doppler 2-D du piégeage	108
5.2.1	Position du problème	108

5.2.2	Force magnéto-optique	109
5.2.3	Trajectoires d'atomes dans un piège	111
5.2.4	Notion de vitesse de capture dans un modèle 2-D	115
5.2.5	Nombre d'atomes piégés dans une trappe anisotrope	118
5.3	Etude expérimentale de l'efficacité de capture	120
5.3.1	Comparaison entre trappe 2-D et 3-D	120
5.3.2	Etude des pertes dans une trappe anisotrope	125
5.3.3	Conclusion de l'étude expérimentale sur la capture	128
5.4	Températures de pièges isotrope et anisotrope	128
5.4.1	Rappel:température dans un piège isotrope	128
5.4.2	Comparaison des températures des trappes 2-D et 3-D	130
5.5	La forme du nuage d'atomes piégés	132
5.5.1	Caractéristiques du nuages allongés obtenus	132
5.5.2	Explications des "tortillons"	133
5.5.3	Conclusion sur la forme du nuage	138
5.6	Conclusion	139
6	Etude des mécanismes d'extraction	141
6.1	Introduction	141
6.2	Les différentes méthodes d'extraction	141
6.2.1	Méthode des différences de fréquence	141
6.2.2	Utilisation d'un champ magnétique statique	143
6.2.3	Utilisation d'un déséquilibre d'intensité	145
6.2.4	La structure noire	146
6.3	Etude expérimentale de l'entraînement	149
6.3.1	Les méthodes de mesure	149
6.3.2	Les résultats expérimentaux	155
6.3.3	Analyse et discussions	160
6.3.4	Discussion sur la forme des signaux de temps de vol	163
6.4	Conclusion	167
	Conclusion générale et perspectives	169
A	L'atome de césium	171
A.1	Structure hyperfine du césium	171
A.2	Probabilité de transition entre niveaux hyperfins	172
A.3	Coefficient de Clebsch-Gordan	173
A.4	Intensité saturante de la transition $F = 4 \rightarrow 5'$	173
A.5	Facteur de Landé des niveaux hyperfins	174

B	Champ magnétique et déséquilibre	177
B.1	Position du problème	177
B.2	Expression de la force moyenne	178
B.3	Calcul des cohérences	178
B.4	Calcul des populations de l'état excité	180
B.5	Calcul des cohérences Zeeman de l'état excité	180
B.6	Populations et cohérences de l'état fondamental	182
C	Atome dans une onde stationnaire	185
C.1	Position du problème	185
C.2	Détermination de la force radiative moyenne	186
C.2.1	Résolution des équations de Bloch optiques	186
C.2.2	La force radiative	187
C.3	Etude des effets de saturation	188
C.3.1	Atome dans une onde stationnaire	188
C.3.2	Effets des faisceaux transverses	188
D	Calcul du temps de pompage optique	191
E	Champ électrique dans une mélasse 2-D	195
F	Etude du bruit des lasers	199
	Liste des publications	207
	Bibliographie	209
	Remerciements	217

Introduction générale

Les effets mécaniques de la lumière sur les particules matérielles sont connus depuis longtemps. En effet, déjà en 1619, Kepler attribuait l'orientation de la queue des comètes à la pression de radiation exercée par la lumière du soleil. Ces effets sont basés sur l'échange d'impulsion entre le rayonnement et les particules lors de leur interaction [Ein17]. La première expérience mettant en évidence la modification des degrés de liberté externes des atomes par la lumière a été réalisée par R. Frisch [Fri33]. Celui-ci a observé la déflexion d'un jet de sodium sous l'effet du rayonnement d'une lampe à décharge de sodium. Cependant, ce n'est qu'avec l'avènement des sources laser continues que la manipulation des atomes par la lumière a connu son véritable essor. La possibilité, grâce aux lasers, de saturer une raie de résonance optique, a permis de répéter un grand nombre de fois les transferts d'impulsion de la lumière à l'atome par absorption de photons. Cela a permis de modifier de manière appréciable les degrés de liberté externes de l'atome.

L'utilisation de deux faisceaux se propageant en sens inverse et désaccordés en dessous de la résonance atomique entraîne un ralentissement et un refroidissement des atomes: c'est le principe du refroidissement Doppler proposé en 1975 [HS75, WD75]. En utilisant ce principe, il est désormais possible de ralentir de nombreuses espèces atomiques (alcalins, alcalino-terreux, gaz rares). On parvient à produire des gaz d'atomes refroidis à des températures de l'ordre du microkelvin à partir d'un jet atomique [RPC⁺87, SDaACG90] ou d'une vapeur [MSRW90]. Pour certaines applications, il est très souvent souhaitable d'avoir des nuages plus denses. Ceci est réalisé en ajoutant à la lumière un champ magnétique inhomogène: c'est le piège magnéto-optique [RPC⁺87]. Les développements qui se sont produits au cours de ces dernières années dans le domaine du refroidissement d'atomes neutres par laser ont ouvert de formidables perspectives tant en recherche fondamentale qu'au niveau des applications technologiques. Du point de vue fondamental, l'utilisation des atomes froids a permis de donner un nouvel élan à certains domaines de recherche tels que l'optique atomique [bLS9, KWC90, CM92, ASB⁺93], l'interférométrie atomique [Bor89, Pri92], et l'optique non-linéaire [GLS⁺91].

Elle a également permis l'avènement de nouveaux domaines, comme les collisions entre atomes ultra-froids [JH91], et enfin les effets quantiques collectifs, avec depuis peu, la réalisation expérimentale de la condensation de Bose-Einstein [AEM⁺95].

Une des applications les plus prometteuses du domaine des atomes froids concerne la métrologie du temps et des fréquences. Il se trouve que l'étalon primaire du temps est un étalon à atome de césium. Cet atome, par sa grande masse, la longueur d'onde de sa transition optique ($\lambda = 852.11$ nm) et la durée de vie de son état excité, est un excellent candidat au ralentissement radiatif. Il a été ainsi très souvent utilisé et a permis d'obtenir des températures de l'ordre du microkelvin [SDaACG90]. Les horloges à césium conventionnelles [VA89] utilisent un jet atomique dans lequel la vitesse des atomes est de l'ordre de $200\text{--}300$ m s⁻¹. Dans les dispositifs les plus longs, le temps d'interaction entre les atomes et le rayonnement micro-onde est de l'ordre d'une dizaine de millisecondes. Comme la largeur de résonance de l'étalon est inversement proportionnelle au temps d'interaction, on comprend que l'utilisation des atomes froids dans les horloges atomiques offre de spectaculaires perspectives d'amélioration de leur performance. Ainsi, une réduction d'un facteur 100 de la largeur de la résonance a été observée dans l'horloge atomique à géométrie de fontaine réalisée au Laboratoire Primaire du Temps et Fréquences de Paris [CSGP91, GLL⁺95]. Dans cette réalisation, les atomes initialement refroidis, sont lancés vers le haut. Ils interagissent avec le champ micro-onde d'une part, en montant et d'autre part, en descendant. Le temps d'interaction est de l'ordre de 0.5 s. Alors que la fontaine atomique fonctionne sur un mode pulsé, nous avons entrepris, à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel, la réalisation d'une horloge à jet continu de césium [Dud96]. Une telle orientation présente à nos yeux plusieurs avantages. Elle permet notamment d'utiliser nombre de développements des horloges conventionnelles à jet thermique et de s'affranchir, par exemple, du bruit que l'on rajoute en mode pulsé sur l'oscillateur local en l'asservissant [DPGM90, SLC⁺96, Dud96].

Dans ce mémoire, nous présentons une étude qui concerne essentiellement une partie de l'horloge en réalisation, à savoir la source d'atomes de césium lents. Dans la perspective de réaliser un jet continu d'atomes lents, nous nous sommes concentrés sur deux aspects importants du ralentissement et piégeage d'atomes: le nombre d'atomes pouvant être capturés dans un piège magnéto-optique et les possibilités d'extraire en continu les atomes d'un piège magnéto-optique. Ces deux points soulèvent un certain nombre de problèmes fondamentaux liés aux principes même des mécanismes de ralentissement. L'originalité de ce travail réside, d'une part, dans le traitement théorique simple, et d'autre part, dans l'étude expérimentale systématique

de ces problèmes.

Dans un piège magnéto-optique isotrope, les forces de confinement sont telles que pour extraire les atomes du piège, il faut couper le gradient magnétique. Ceci suppose que les atomes soient alternativement piégés et relâchés et donc que le mode de fonctionnement soit pulsé. Pour pallier cet inconvénient, nous présentons un schéma de piégeage magnéto-optique qui peut être un point de départ intéressant pour obtenir un jet continu d'atomes lents à partir d'une vapeur. Nous proposons l'utilisation d'un champ magnétique quadrupolaire 2-D d'axe Oz . Celui-ci permet d'obtenir un piège magnéto-optique dans le plan Oxy et une mélasse optique sans confinement dans la direction Oz . Dans ce mémoire, nous présentons les caractéristiques des atomes piégés dans un tel piège et nous évaluons le potentiel de celui-ci pour la génération d'un jet continu d'atomes lents.

Pour ne pas entraver la lecture de ce mémoire, nous avons relégué, les calculs jugés longs dans les annexes. L'organisation de ce mémoire est la suivante:

- Dans le premier chapitre, nous présentons une description générale des mécanismes qui interviennent dans le ralentissement et le piégeage radiatifs. Il s'agit d'un chapitre d'introduction au domaine des atomes froids. Nous rappelons les principes du ralentissement et du piégeage Doppler. Nous présentons également le mécanisme de refroidissement avec des faisceaux laser polarisés $\sigma^+ - \sigma^-$, qui permet d'obtenir des températures inférieures à celles prédites par le ralentissement Doppler. Nous décrivons, sans entrer dans le détail des calculs, ce mécanisme à l'aide des images physiques simples proposées par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji [DCT89]. Enfin, nous étudions la distribution stationnaire en vitesse et en position des atomes capturés dans un piège magnéto-optique.
- Le second chapitre est consacré à l'étude théorique des effets d'un champ magnétique longitudinal et d'un déséquilibre d'intensité sur le mécanisme de refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette étude s'effectue dans l'approximation semi-classique. Elle est motivée par le fait que l'application d'un champ magnétique ou d'un déséquilibre d'intensité induit une vitesse de dérive aux atomes de la mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$. Un tel procédé peut donc être utilisé pour extraire les atomes du piège anisotrope. Pour ne pas entraver la lecture de ce chapitre, nous donnons dans l'annexe B, les détails des calculs de l'effet simultané d'un champ magnétique et d'un déséquilibre d'intensité.
- Dans le chapitre 3, nous donnons une description de notre dispositif

expérimental. Nous présentons les spécificités de notre système d'irradiation ainsi que les structures permettant d'obtenir les différents gradients magnétiques utilisés dans notre étude. Nous décrivons également les outils de diagnostic qui nous ont permis de mener une étude quantitative des différents pièges.

- Le quatrième chapitre est consacré à une étude théorique et expérimentale du processus de capture dans une trappe magnéto-optique isotrope. Nous présentons un modèle simple et purement unidimensionnel du processus de capture qui tient compte de caractéristiques tri-dimensionnelles importantes du piégeage radiatif. Nous utilisons les prédictions de ce modèle et les résultats expérimentaux sur le nombre d'atomes piégés pour déterminer les paramètres qui permettent d'optimiser le processus de capture. Nous caractérisons également le rôle du gradient magnétique dans le processus de capture.
- Dans le chapitre 5, nous donnons les caractéristiques du piège anisotrope qui sont importantes dans la perspective de réaliser un jet continu d'atomes lents. Ainsi, nous présentons des études théoriques et expérimentales sur le nombre d'atomes et la température des atomes piégés d'une trappe anisotrope en les comparant au cas isotrope. Nous donnons une explication aux structures particulières observées dans les nuages froids obtenus à partir d'un piège anisotrope.
- Le dernier chapitre est consacré à l'étude de mécanismes susceptibles de permettre l'extraction des atomes de la trappe anisotrope. Nous commençons par présenter les différentes techniques existantes pour entraîner les atomes. Nous donnons ensuite les résultats d'une étude expérimentale sur l'efficacité de l'entraînement induit par application d'un champ magnétique ou d'un déséquilibre d'intensité. Sur la base de cette étude, nous discutons l'influence du caractère tridimensionnel du ralentissement sur l'action du champ magnétique dans le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$.

Chapitre 1

Le piège magnéto-optique

1.1 Introduction

Le premier mécanisme de refroidissement des atomes neutres par des faisceaux laser a été proposé par T. Hansch et A. Schawlow [HS75]. Simultanément D. Wineland et H. Dehmelt [WD75] en présentaient un semblable pour les ions piégés. Ce mécanisme est basé sur l'effet Doppler. Il permet qu'un atome placé dans une mélasse optique (formée de deux faisceaux opposés) subisse une force de friction qui freine son mouvement. La première mélasse optique à trois dimensions a été réalisée par le groupe de S. Chu à Stanford [CHB⁺85]. Ceux-ci ont obtenu un nuage d'atomes de sodium froids de densité 10^6 atomes/cm³. Dans les expériences suivantes, les mesures de température de mélasse optique ont donné des résultats de l'ordre de quelques microkelvin [LPR⁺89], ce qui est inférieur à la limite théorique du refroidissement Doppler. De telles températures ont été expliquées par, d'une part, J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji [DCT89], et d'autre part, Ungar *et al.* [UWC89]. Ceux-ci ont mis en évidence l'existence de mécanismes dits sub-Doppler, basés sur la considération de l'effet du gradient de polarisation sur les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental.

Dans une mélasse optique, le seul effet de confinement que l'on obtienne est dû à une force de friction: les atomes effectuent une marche au hasard dans le volume correspondant à l'intersection des faisceaux et ils occupent de ce fait tout le volume. Pour certaines applications expérimentales des atomes froids comme la spectroscopie atomique de haute résolution, l'optique et l'interférométrie atomique, il est souvent très utile d'avoir des nuages plus denses. Pour cela, il convient de créer, en plus de la force de friction, une force de rappel qui tend à confiner les atomes vers le centre. Ceci est réalisé par l'association de la force de pression de radiation et d'un champ magnétique

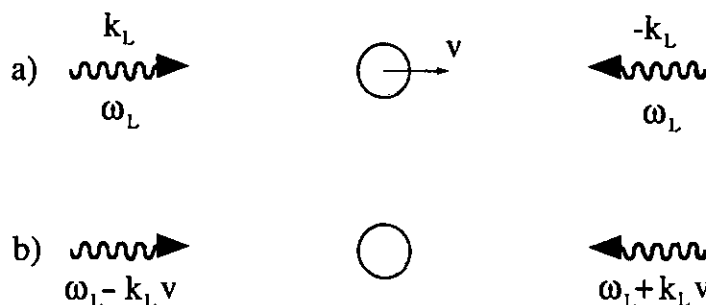


Figure 1.1: Principe du ralentissement Doppler. On représente l'atome et les ondes laser dans: a) le référentiel du laboratoire; b) le référentiel en mouvement avec l'atome.

inhomogène. C'est le piège magnéto-optique qui fut proposé par J. Dalibard (Ecole Normale Supérieure) de Paris et dont la première réalisation pratique a été effectuée à *Bell Labs* par le groupe de S. Chu [RPC⁺87]. Plus tard Steane *et al.* [SF91] ont mis en évidence des températures sub-Doppler dans le piège magnéto-optique.

Notre but dans ce chapitre, n'est pas de faire le développement complet et rigoureux des différents mécanismes de ralentissement et de piégeage. Il est plutôt de donner aux lecteurs certains éléments du domaine des atomes froids qui lui permettront de situer notre étude. Dans la première partie de ce chapitre, nous donnons une description de la mélasse et du piège magnéto-optique en terme de force de pression de radiation. Cette description dite Doppler s'effectue en utilisant un système à deux niveaux pour la mélasse et la transition $J_g = 0 \rightarrow 1$ pour le piège. Dans les deux cas on néglige la structure Zeeman de l'état fondamental.

Dans la seconde partie, on considère des atomes tels que $J_g \geq 1$. On présente les processus sub-Doppler dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ et la façon dont ils interviennent dans le piégeage magnéto-optique. Dans cette partie, nous effectuons une discussion sur la distribution en position et en vitesse des atomes dans un piège magnéto-optique, obtenue à partir de la résolution de l'équation de Fokker-Planck.

1.2 Piégeage magnéto-optique en terme Doppler

1.2.1 Mélasse Doppler

Avant d'introduire la notion de piège magnéto-optique, nous commençons par rappeler quelques caractéristiques du ralentissement Doppler.

Principe du ralentissement Doppler

Dans la proposition de Hansch et Schawlow [HS75], le mécanisme physique qui régit le ralentissement des atomes est simplement l'effet Doppler. Pour comprendre ce mécanisme, considérons l'atome comme un système à deux niveaux soumis à l'action de deux ondes se propageant en sens opposés (cf. figure 1.1). Choisissons la pulsation des lasers ω_L inférieure à la pulsation de la résonance atomique ω_A (i.e. $\delta = \omega_L - \omega_A < 0$). On suppose également que les deux ondes ont la même intensité. Dans ce cas, l'atome absorbe préférentiellement des photons d'impulsion $\hbar \underline{k}$ opposée à sa vitesse de telle sorte que le produit scalaire $\underline{k} \cdot \underline{v}$ soit négatif. En effet, pour l'atome, ces photons ont une fréquence apparente décalée par effet Doppler, plus proche de la résonance atomique que celle des photons d'impulsion $-\hbar \underline{k}$. Ainsi, si on néglige les effets de cohérence entre deux ondes ¹, on peut dire que la force (pression de radiation F_-) exercée par l'onde $(-)$ est supérieure à celle exercée par l'onde $(+)$. De manière générale, quelle que soit sa vitesse, l'atome subit une force globale opposée à la direction de son mouvement. Il s'ensuit donc une réduction de la vitesse. Nous montrons dans la partie suivante qu'à l'ordre le plus bas en vitesse, la force qu'exerce une mélasse optique sur un atome est une force de friction de la forme $F = -\alpha v$.

1.2.2 Force exercée sur un atome dans une mélasse optique

Un atome à deux niveaux et de vitesse $\underline{v} = v \underline{e}_x$, soumis à l'action d'une onde laser de vecteur d'onde $\pm \underline{k} = k \underline{e}_x$ subit une force moyenne de pression de radiation donnée par [CTDRG88]:

$$F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{2 \Omega^2 / \Gamma^2}{1 + 2 \Omega^2 / \Gamma^2 + 4 (\delta \mp kv)^2 / \Gamma^2} \quad (1.1)$$

où Ω est la fréquence de Rabi qui caractérise l'intensité du couplage entre l'onde incidente et le dipôle atomique et Γ est la largeur naturelle du niveau excité. Pour l'atome de césium, cette largeur vaut $\Gamma = 2\pi \times 5.3$ MHz (cf. annexe A). Notons que cette force est maximale pour $\delta = kv$. Introduisons l'intensité saturante I_s définie comme étant l'intensité pour laquelle la fréquence de Rabi Ω est égale à la largeur naturelle Γ pour la transition $|F = 4, m_g = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5, m_e = 5 \rangle$ du césium. La valeur de cette intensité est calculée dans l'annexe A (cf. p174): elle vaut $I_s = 2.2$ mW cm⁻².

¹Cela revient à négliger la force dipolaire [CTDRG88].

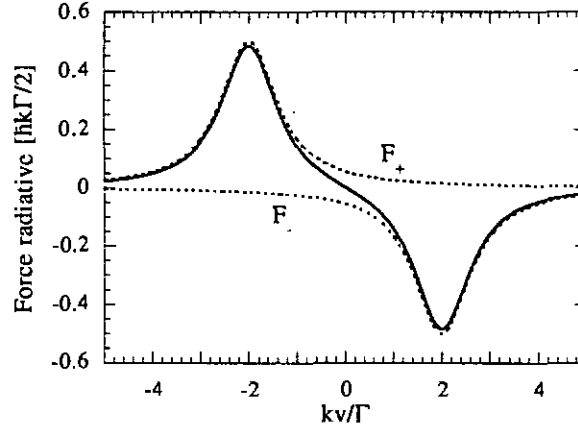


Figure 1.2: Pression de radiation en unité de $\hbar k \Gamma / 2$ en fonction de la vitesse normalisée kv/Γ . Les traits en pointillés représentent les contributions individuelles de chacun des faisceaux; le trait en plein correspond à la force totale. Le désaccord et l'intensité du laser valent $\delta = -\Gamma$ et $I = 0.5I_s$.

Les forces dues aux deux ondes peuvent s'écrire sous la forme:

$$F_{\pm} = \pm \hbar k \Gamma \frac{I/I_s}{1 + 2 I/I_s + 4 (\delta \mp kv)^2 / \Gamma^2} \quad (1.2)$$

Dans le cas où l'atome est soumis à deux faisceaux opposés de faibles intensités ($I \ll I_s$), J. Dalibard [Dal86] a montré que la force totale correspond à la somme des pressions de radiation exercées indépendamment par chacun des faisceaux. En effet, à faible intensité, les solutions des équations de Bloch optiques [CTDRG88] sont linéaires par rapport à Ω . Cela permet d'additionner l'effet des deux ondes opposées sur les degrés de liberté internes de l'atome. On montre dans l'annexe C, que les effets d'interférences entre les deux faisceaux ne peuvent plus être négligés lorsque $I \sim I_s$. A faible intensité, la force que subit un atome dans une mélasse 1-D s'écrit:

$$F = \hbar k \Gamma \left[\frac{I/I_s}{1 + 2 I/I_s + 4 (\delta - kv)^2 / \Gamma^2} - \frac{I/I_s}{1 + 2 I/I_s + 4 (\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \right] \quad (1.3)$$

Comme le montre la figure 1.2, la force résultante s'annule en $v = 0$ et possède deux extrema. Cette force n'est linéaire que pour $kv \ll \Gamma$ et dans ce cas à faibles intensités ($I \ll I_s$), elle s'écrit:

$$F = -\alpha v \quad (1.4)$$

$$\alpha = -16 \hbar k^2 \beta \frac{\delta / \Gamma}{(1 + 4(\delta / \Gamma)^2)^2} \quad (1.5)$$

où on a posé: $\beta = I/I_s$. On constate que si les faisceaux laser sont désaccordés vers le rouge ($\delta < 0$), l'atome subit, à faible vitesse, une force de friction qui tend à réduire sa vitesse.

Limites du refroidissement Doppler

La force de friction donnée par l'équation (1.4) induit une réduction de l'énergie cinétique atomique au taux suivant:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{refroid}} = Fv = -\alpha v^2 \quad (1.6)$$

Rappelons cependant que la force de friction n'est qu'une force moyenne. Par la nature de l'absorption et l'émission des photons [ML87, DRCT84], la force de pression de radiation fluctue autour de sa valeur moyenne. Ces fluctuations induisent un réchauffement de l'atome. Comme mentionné par Lett *et al.*, chaque absorption de photon représente pour un atome de faible vitesse ($kv < |\delta|, \Gamma$), un incrément d'impulsion de $\pm \hbar k$ avec la même probabilité. De plus, dans une description purement unidimensionnelle, l'émission spontanée s'effectue selon $\pm \mathbf{e}_x$. Ainsi, chaque cycle absorption-émission spontanée représente une marche au hasard de deux incréments d'impulsion. En tenant compte du taux d'absorption de photons par un atome de faible vitesse, le coefficient de diffusion en impulsion $\mathcal{D}_p$ est donné à faible intensité ($I \ll I_s$) par:

$$2\mathcal{D}_p \stackrel{\text{def}}{=} \frac{d(p^2)}{dt} = 2\hbar^2 k^2 \Gamma \frac{\beta}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2} \quad (1.7)$$

Le taux d'accroissement de l'énergie cinétique ² ($E_{\text{cin}} = p^2/2m$, où m est la masse de l'atome considéré) est donné par:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{chauf}} = \frac{\mathcal{D}_p}{m} = 2\frac{\hbar^2 k^2}{m} \Gamma \frac{\beta}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2} \quad (1.8)$$

A l'équilibre, les taux de refroidissement $(dE/dt)_{\text{refroid}}$ et de réchauffement $(dE/dt)_{\text{chauf}}$ sont égaux. On déduit de leur expression (1.6) et (1.8) une condition sur la vitesse:

$$v^2 = -\frac{\hbar \Gamma}{8m} \frac{1 + 4(\delta/\Gamma)^2}{\delta/\Gamma} \quad (1.9)$$

²Il s'agit en fait d'un taux d'accroissement d'énergie moyenné sur le temps ou sur un ensemble d'atomes.

Cette expression donne la vitesse quadratique moyenne des atomes soumis au ralentissement laser. Si on considère l'énergie thermique par degré de liberté comme étant $k_B T/2$, la température à une dimension est donnée par:

$$k_B T = mv^2 = \frac{\hbar \Gamma}{8} \frac{1 + 4(\delta/\Gamma)^2}{\delta/\Gamma} \quad (1.10)$$

On constate qu'à faible intensité ($I \ll I_s$) la température ne dépend plus de l'intensité. Elle atteint sa valeur minimale pour $\delta = -0.5\Gamma$. Cette température limite d'une mélasse Doppler est donnée par:

$$k_B T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (1.11)$$

Pour le césium, la température limite est de $125 \mu\text{K}$, ce qui correspond à une vitesse quadratique moyenne de 8.8 cm s^{-1} . Notons que la température limite dépend uniquement du taux de désexcitation de l'état excité: la constante de temps caractéristique de ralentissement Doppler étant la durée d'un cycle absorption-émission spontanée ($\tau_{\text{cycle}} = 2/\Gamma$).

Remarque:

- En mécanique statique, on ne peut parler de température que lorsque le système considéré est en équilibre avec un réservoir [Rei85]. Dans le cas du ralentissement radiatif, on considère que le réservoir est constitué par l'ensemble du rayonnement électromagnétique (champ laser + rayonnement du vide) [CTDRG88]. De plus, des simulations de type Monte-Carlo ont montré [LPR⁺89] que dans une mélasse optique la distribution de vitesse est de type Maxwell-Boltzmann.

1.2.3 Le piégeage magnéto-optique: Modèle Doppler

Le principe

Considérons maintenant un atome de transition $J = 0 \rightarrow 1$ se propageant selon l'axe Ox , dans un champ magnétique selon Ox à gradient constant ($b = \partial B_x / \partial x > 0$):

$$\underline{B} = bx \underline{e}_x \quad (1.12)$$

L'atome se trouve dans une mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$ désaccordée dans le rouge de la transition atomique. Supposons encore que l'onde polarisée σ^+ (respectivement σ^-) se propage vers $+\underline{e}_x$ (resp. $-\underline{e}_x$). Cette situation est représentée dans la figure 1.3. Sur cette figure, nous avons également

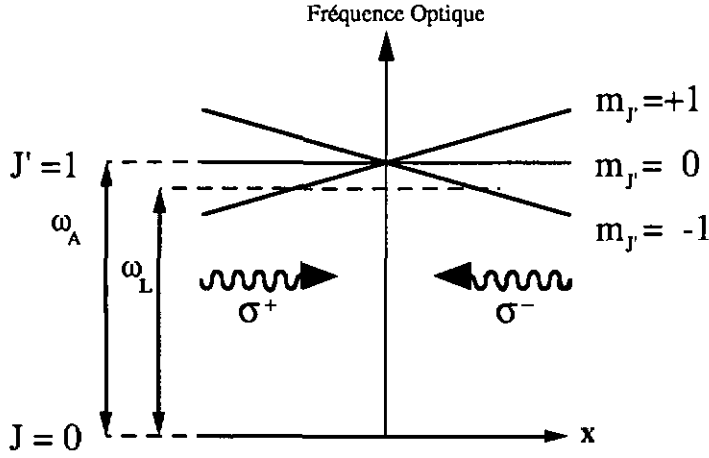


Figure 1.3: Schéma de principe du piège magnéto-optique sur une transition $J = 0 \rightarrow 1$. Nous avons représenté le décalage Zeeman des sous-niveaux de la transition. Le champ magnétique est telle que $B = bx$ avec $b > 0$. Les faisceaux laser sont désaccordés dans le rouge de la transition atomique ($\delta_L = \omega_L - \omega_A < 0$).

représenté le déplacement, par effet Zeeman, des sous-niveaux de l'état excité $m' = \pm 1$. Ce déplacement vaut $\Delta E = \mu_B g_e m' b x$ où μ_B est le magnéton de Bohr et g_e le facteur de Landé de l'état excité. Considérons un atome de vitesse nulle se trouvant par exemple en $x > 0$. Dans ce cas, d'après la figure 1.1, et notamment le choix des polarisations, la fréquence ω_L de la lumière est plus près de celle de la transition $|J_g = 0, m_g = 0\rangle \rightarrow |J_g = 1, m_g = -1\rangle$ que de celle de la transition $|J_g = 0, m_g = 0\rangle \rightarrow |J_g = 1, m_g = 1\rangle$. L'atome absorbe donc préférentiellement des photons de l'onde polarisée σ^- . La différence de pression de radiation exercée par les deux ondes fait que l'atome est poussé vers le centre. Pour un atome en mouvement, la fréquence que "voit" l'atome dépend de sa vitesse (effet Doppler) et de sa position (effet Zeeman). L'atome est en résonance avec les faisceaux $\sigma^\pm$ si la condition suivante est satisfaite:

$$\delta_L = \pm(kv + g_e \mu_B b x / \hbar) \quad (1.13)$$

Cette relation montre que les pressions de radiation des deux ondes σ^+ et σ^- ne sont équilibrées qu'à vitesse et position nulles. On voit donc que la combinaison d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ avec un gradient magnétique donne une force qui simultanément ralentit les atomes vers $v = 0$ et les confine en position vers $x = 0$.

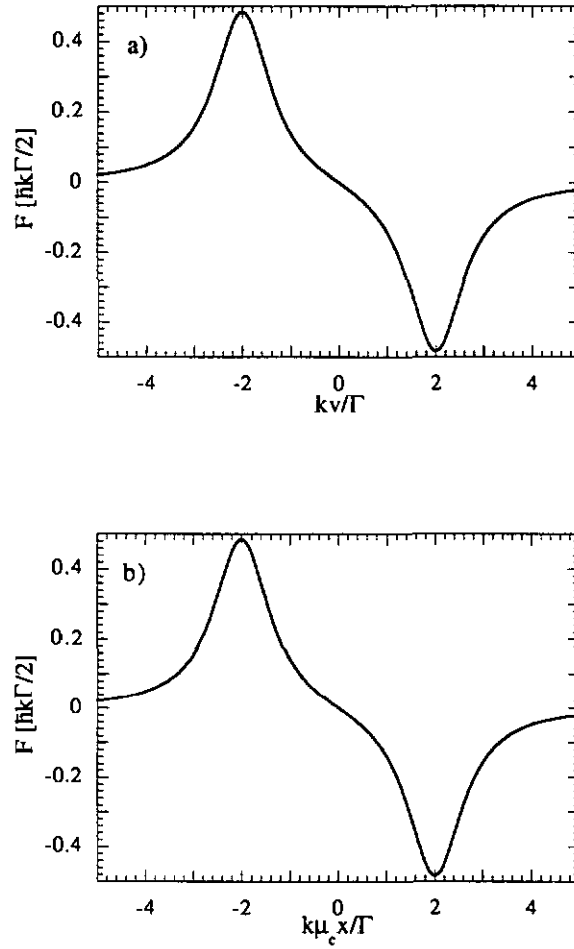


Figure 1.4: Force magnéto-optique en unité de $\hbar k \Gamma / 2$ en fonction de a) la vitesse normalisée kv/Γ pour $x = 0$; b) la position normalisée $k\mu_e x/\Gamma$ pour un atome au repos $v = 0$. On définit: $\mu_e = \mu_B g_e b / \hbar k$. Le désaccord et l'intensité des lasers valent: $\delta = -2\Gamma$ et $I = 0.5I_s$.

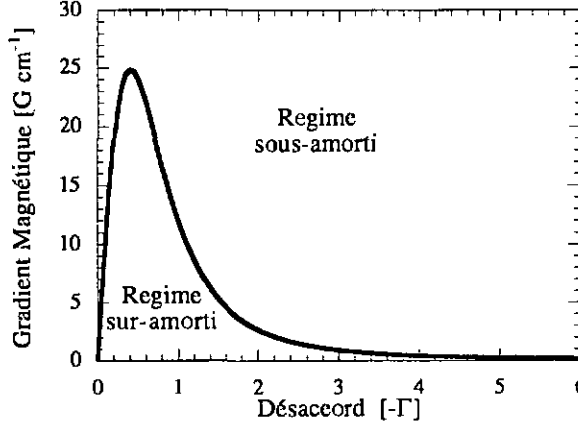


Figure 1.5: Représentation des domaines en désaccord du laser et en gradient magnétique où le mouvement de l'atome est sur-amorti ou sous amorti. L'intensité des faisceaux laser vaut $I = 0.5I_s$ et nous avons pris le facteur de Landé de l'état excité (g_e) égal à 1.

La force magnéto-optique

Dans la limite des faibles intensités ($I \ll I_s$), la force magnéto-optique est égale à la somme des pressions de radiation exercées par chacune des deux ondes progressives:

$$F = \hbar k \Gamma \left[\frac{\beta}{1 + 2\beta + 4\delta_+^2(x, v)} - \frac{\beta}{1 + 2\beta + 4\delta_-^2(x, v)} \right] \quad (1.14)$$

où $\delta_{\pm}$ est le désaccord effectif de chacune des deux ondes:

$$\delta_{\pm}(x, v) = \frac{1}{\Gamma} (\delta \mp (kv + k\mu_e x)) \quad (1.15)$$

où à l'instar de Drewsen *et al.* [DLN⁺94] on introduit la constante μ_e , donnée par:

$$\mu_e = \frac{\mu_B g_e b}{\hbar k} \quad (1.16)$$

Nous représentons dans la figure 1.4 la force en fonction de la vitesse en $x = 0$ et en fonction de la position à vitesse nulle. La similarité des deux courbes traduit la parfaite analogie entre effets Doppler et Zeeman. Ces courbes mettent aussi en évidence la non-linéarité de la force par rapport à x et à v . Cependant, dans la limite des faibles vitesses et faibles valeurs de x ($k|v|, k\mu_e|x| \ll \delta$), la linéarisation de l'expression (1.14) au premier ordre en x et v donne:

$$F(x, v) = -\alpha v - \kappa x \quad (1.17)$$

avec

$$\alpha = -16\hbar k^2 \beta \frac{\delta/\Gamma}{(1 + 2\beta + 4(\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (1.18)$$

$$\kappa = \mu_e \alpha = -16\mu_B g_e b k \beta \frac{\delta/\Gamma}{(1 + 2\beta + 4(\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (1.19)$$

L'expression (1.17) montre que l'équation du mouvement d'un atome au voisinage du centre est celle d'un oscillateur amorti, cette équation s'écrit simplement:

$$\ddot{x} + \frac{\alpha}{m} \dot{x} + \frac{\kappa}{m} x = 0 \quad (1.20)$$

La nature du mouvement atomique est déterminée par le signe du discriminant de l'équation (1.20):

$$\Delta = \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 - 4\left(\frac{\kappa}{m}\right) = \frac{\alpha}{m} \left(\frac{\alpha}{m} - 4\mu_e\right) \quad (1.21)$$

Ainsi le mouvement est sur-amorti si $\alpha/m > 4\mu_e$, il est oscillant dans le cas où $\alpha/m < 4\mu_e$ ³. Nous avons représenté dans la figure 1.5 les domaines en désaccord laser et en gradient où le mouvement atomique est sur- (et sous-) amorti. On constate que selon la théorie Doppler, dans des conditions usuelles de piégeage ($\delta = -2\Gamma$, $I \sim I_s$, $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$), le mouvement des atomes est oscillant.

Distribution finale de vitesse et de position

Pour obtenir la distribution stationnaire de position et d'impulsion des atomes dans le piège, il faut résoudre une équation de Fokker-Planck [Ris89] qui fait intervenir la force magnéto-optique moyenne et le coefficient de diffusion en impulsion. Dans l'état stationnaire, la distribution $\Pi(x, p)$ est donnée comme dans la théorie standard du mouvement brownien [Ris89], par l'équation suivante:

$$v \partial_x \Pi(x, p) = -\partial_p [F(x, v) \Pi(x, p)] + \partial_p^2 [D(x, v) \Pi(x, v)] \quad (1.22)$$

On fait ici l'hypothèse que la force est linéaire en vitesse et position (cf. équation (1.17)) et on utilise l'expression du coefficient de diffusion à vitesse nulle (cf. équation (1.7)). On obtient ainsi l'équation suivante:

$$v \partial_x \Pi(x, p) = -\partial_p [(\alpha v + \kappa z) \Pi(x, p)] + \mathcal{D}_p \partial_p^2 \Pi(x, v) \quad (1.23)$$

³ μ_e est proportionnel au gradient magnétique.

où α et κ sont donnés par les expressions (1.23) et (1.19). La solution de cette équation s'écrit:

$$\Pi(x, p) = A \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{2\langle x^2 \rangle}\right) \quad (1.24)$$

avec la relation suivante entre les paramètres:

$$k_B T = \frac{\langle p^2 \rangle}{M} = \kappa \langle x^2 \rangle = \frac{\mathcal{D}_p}{\alpha} \quad (1.25)$$

Notons que $\langle x^2 \rangle$ est le carré de la largeur moyenne de la distribution des positions. Elle est donnée à grand désaccord ($\delta^2 \ll \Gamma^2$) et faible intensité ($I \ll I_s$) par:

$$\langle x^2 \rangle \cong \frac{1}{4} \frac{\hbar \Gamma}{\mu_B k g_e b} \frac{(\delta/\Gamma)^4}{\beta} \quad (1.26)$$

Dans le modèle Doppler linéarisé en position et en vitesse, la température du piège est la même que celle d'une mélasse et la taille du nuage d'atomes piégés est inversement proportionnel au gradient magnétique b .

1.2.4 Les limites d'une description Doppler du piège

La description Doppler que nous venons de donner du piège magnéto-optique permet de décrire tout le processus de capture des atomes [LSW92, SDT95]. C'est ce que nous montrons en détail au chapitre 4. Cette description est suffisante pour prévoir le temps de chargement du piège, le nombre d'atomes piégés, la durée de vie d'un piège lorsque les lasers sont coupés [RPC⁺87], voire même des formes particulières de nuages froids (anneau) [SWW91].

Par contre, les prédictions du modèle Doppler, en ce qui concerne les caractéristiques internes du nuage, comme sa taille ou sa température, sont en désaccord avec les résultats expérimentaux obtenus par Steane *et al.* [SF91] et Drewsen *et al.* [DLN⁺94]. Les températures limites mesurées par ces deux groupes pour l'atome de césium (30 μ K pour la référence [SF91] et 5 μ K pour la référence [DLN⁺94]) sont très inférieures à la limite Doppler ($T_D = 125 \mu$ K). De plus, les variations de la taille du nuage en fonction de l'intensité et du désaccord des faisceaux laser sont en totale contradiction avec celles que prévoit la relation (1.26). Les résultats expérimentaux de ces groupes ont également montré que le mouvement des atomes est sur-amorti sur toute la gamme de gradient magnétique et de désaccord de la figure 1.5. Les désaccords entre le modèle et les résultats expérimentaux traduisent l'existence de mécanismes dit "sub-Doppler" [DCT89, UWC89], liées à la multiplicité Zeeman dans le niveau fondamental. La description de ces mécanismes est l'enjeu de la section suivante.

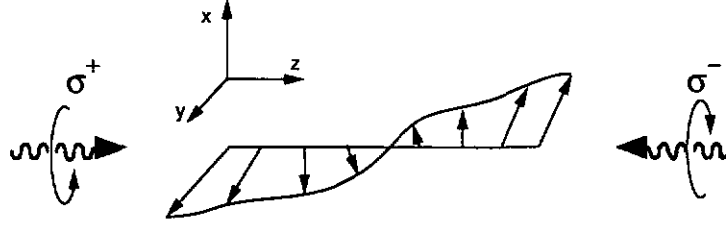


Figure 1.6: Champ électrique laser dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$

1.3 Les processus sub-Doppler

Dans cette partie, nous discutons l'effet de la multiplicité des sous-niveaux de l'état fondamental atomique dans le piégeage magnéto-optique. Pour cela, nous commençons par rappeler de manière succincte les principes du ralentissement par orientation $\sigma^+ - \sigma^-$, tels que les ont décrits Dalibard *et al.* [DCT89]

1.3.1 La mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$

Description du champ laser

Nous considérons le champ laser obtenu par superposition de deux ondes de même fréquence ω_L et de même amplitude $\mathcal{E}_0$, se propageant selon Oz dans des sens opposés et polarisées respectivement σ^+ et σ^- . Le champ électrique laser résultant s'écrit:

$$\underline{E}(z, t) = \underline{E}^+(z)e^{-i\omega_L t} + \underline{E}^-(z)e^{i\omega_L t} \quad (1.27)$$

avec

$$\underline{E}^+(z) = \mathcal{E}_0 \left(e^{ikz} \underline{\epsilon}_+ + e^{-ikz} \underline{\epsilon}_- \right) \quad (1.28)$$

où $\underline{\epsilon}_\pm$ sont les polarisations circulaires positive (σ^+) et négative (σ^-) définies par:

$$\underline{\epsilon}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\underline{\epsilon}_x \pm i \underline{\epsilon}_y \right) \quad (1.29)$$

A partir de ces définitions, l'amplitude du champ de fréquence positive s'écrit:

$$\underline{E}^+(z) = -i\mathcal{E}_0\sqrt{2} \left(\sin kz \underline{\epsilon}_x + \cos kz \underline{\epsilon}_y \right) \quad (1.30)$$

On constate que le champ laser résultant a une amplitude constante pour tout z . Sa polarisation est linéaire et elle tourne lorsque l'on se déplace le long de Oz : l'extrémité du vecteur polarisation décrit une hélice de pas λ (cf. figure 1.6).

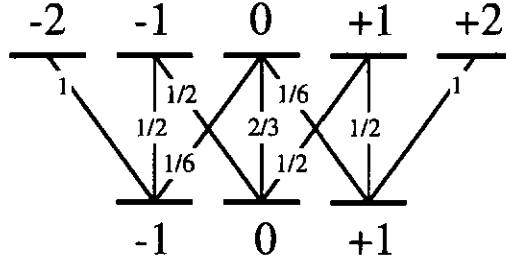


Figure 1.7: Carré des Coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$.

Couplage atome-champ laser pour un atome au repos

Nous considérons la transition atomique $J = 1 \rightarrow 2$. Comme l'ont montré Dalibard *et al.* [DCT89], il s'agit de la transition $J_g \rightarrow J_g + 1$ la plus simple qui permette la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental par déplacement lumineux. Cette levée de dégénérescence est comme nous le verrons, indispensable aux mécanismes sub-Doppler dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. La figure 1.7 donne les coefficients de Clebsch-Gordan de la transition $J = 1 \rightarrow 2$. Dans toute la description qui suit, nous nous plaçons dans le domaine des faibles paramètres de saturation:

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \ll 1 \quad (1.31)$$

Cette hypothèse permet de ramener l'évolution du système atomique à celle de l'état fondamental. Considérons un atome au repos en $z = 0$, placé dans une polarisation linéaire parallèle à Oy . Nous nous plaçons dans la base de moment cinétique bien définie selon Oy à savoir $|g_m\rangle_y$; $m = 0, \pm 1$. Les populations stationnaires de ces sous-niveaux résultent de la compétition des taux de pompage de $|g_{\pm 1}\rangle_y$ vers $|g_0\rangle_y$ et vice-versa; elles s'obtiennent facilement à partir des coefficients de Clebsch-Gordan de la figure 1.7:

$$\Pi_{\pm 1}^y = \frac{4}{17}; \quad \Pi_0^y = \frac{9}{17} \quad (1.32)$$

On déduit également de la figure 1.7 que les sous-niveaux $|g_{\pm 1}\rangle_y$ sont déplacés par effet Stark de $\hbar\delta s/2$ et l'état $|g_0\rangle_y$ de $2/3\hbar\delta s$ [Cas92].

Atome en mouvement

Nous considérons maintenant un atome de vitesse v se déplaçant selon Oz ($z = vt$). Dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, l'atome voit en tout temps une polarisation linéaire qui tourne autour de l'axe Oz . On introduit de manière

naturelle un référentiel (OX, OY) tournant autour de Oz de même pulsation $-kv$. Dans ce référentiel, l'atome voit une onde polarisée linéairement selon OY . Par le théorème de Larmor, le changement de référentiel induit dans le nouvel hamiltonien un terme inertiel de la forme [DCT89]:

$$V_{\text{rot}} = kvJ_z \quad (1.33)$$

L'évolution des degrés de liberté interne d'un atome en mouvement est identique à celle d'un atome au repos en $z = 0$, éclairé par une onde polarisée linéairement selon OY et soumis à un champ magnétique fictif parallèle à Oz . L'amplitude de ce champ fictif est tel que la fréquence de Larmor correspondante vaut $\omega = kv$. Le terme inertiel V_{rot} induit un couplage entre les états $|g_0 >_y$ et $|g_{\pm 1} >_y$ ⁴. En effectuant un traitement perturbatif au premier ordre $kv/\delta s$ pour déterminer les états propres de l'hamiltonien d'un atome en mouvement, Dalibard *et al.* [DCT89] ont montré que la valeur moyenne de J_z est donnée par:

$$\langle J_z \rangle = \frac{60}{17} \frac{kv}{\delta s} \quad (1.34)$$

Comme par ailleurs $\langle J_z \rangle = \hbar(\Pi_{+1}^z - \Pi_{-1}^z)$ où $\Pi_{\pm}^z$ sont les populations des états propres $|g_{\pm 1} >_z$ de l'opérateur J_z . On trouve que le mouvement de l'atome dans le champ tournant fait apparaître une différence de population entre les états $|g_{+1} >_z$ et $|g_{-1} >_z$ donnée par:

$$\Pi_{+1}^z - \Pi_{-1}^z = \frac{60}{17} \frac{kv}{\delta s} \quad (1.35)$$

Force induite par cette orientation atomique

La force radiative qui s'exerce sur l'atome se décompose en une force de pression de radiation et une force stimulée [CTDRG88]. Dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ avec une faible saturation ($s \ll 1$), la pression de radiation résultante s'exprime comme la somme des pressions de radiations associées à chaque onde [Cas92]. En tenant compte d'une part des coefficients de Clebsch-Gordan correspondant à des transitions $\Delta m = -1$ (onde σ^-) et $\Delta m = +1$ (onde σ^+) et d'autre part des populations des sous-niveaux $|g_{\pm 1} >_z$ et $|g_0 >_z$, on obtient la pression de radiation totale:

$$F_p = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma s \frac{5}{6} (\Pi_{+1}^z - \Pi_{-1}^z) \quad (1.36)$$

⁴Ces états sont les états de moment cinétique bien défini d'un atome éclairé par une lumière polarisée linéairement selon OY

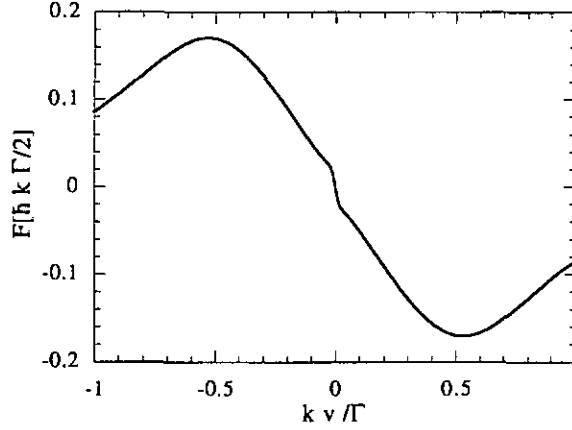


Figure 1.8: Force de refroidissement en unité de $\hbar k \Gamma / 2$ en fonction de la vitesse normalisée des atomes, dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ et pour la transition $J = 1 \rightarrow 2$. Le désaccord vaut $\delta = -0.5\Gamma$ et l'intensité $I = 0.1I_s$. Ce graphe a été obtenu à partir du calcul complet de la force que l'on présente dans l'annexe B. La pente de la courbe est grande au voisinage de $v = 0$: ceci est la manifestation de processus sub-Doppler.

Comme l'ont montré Dalibard *et al.* [DCT89], la force stimulée s'obtient en effectuant le gradient du potentiel de couplage entre l'atome et la lumière totale. On trouve:

$$F_s = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma s \frac{1}{6} (\Pi_{+1}^z - \Pi_{-1}^z) \quad (1.37)$$

De sorte que la force radiative totale s'écrit:

$$F = F_p + F_s = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma s (\Pi_{+1}^z - \Pi_{-1}^z) \quad (1.38)$$

Notons que cette force est donc essentiellement dissipative. Elle est proportionnelle à la différence de population entre les états $|g_{\pm 1}\rangle_z$. Dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, cette différence de population est créée par le mouvement de l'atome. Du calcul de cette différence de population par Dalibard *et al.* [DCT89], on déduit qu'à de faible vitesse ($kv \ll \delta s$) et faible saturation ($s \ll 1$), on a:

$$F = - \alpha v \quad (1.39)$$

$$\alpha = - \frac{120}{17} \hbar k^2 \frac{\delta \Gamma}{4\delta^2 + 5\Gamma^2} \quad (1.40)$$

Remarques:

- La force radiative de la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ résulte d'un déséquilibre de pression de radiation créé par le mouvement de l'atome. Cependant, il ne s'agit pas de l'effet Doppler comme dans la partie 1.2 mais plutôt d'un couplage motionnel entre les états $|g_{\pm 1} \rangle_z$ via la cohérence $\langle g_{+1} | \sigma | g_{-1} \rangle$. Celle-ci apparaît à faibles vitesses ($kv \ll \delta s$) et induit une différence de population.
- La configuration lin $\perp$ lin permet également d'obtenir un ralentissement sub-Doppler [DCT89], celle-ci consiste en deux ondes opposées de polarisations linéaires et orthogonales. Ce mécanisme de refroidissement est basé sur l'existence d'une modulation spatiale des déplacements lumineux. L'atome perd son énergie cinétique en gravissant les puits de potentiel créés par la modulation des déplacements lumineux. Ce mécanisme est appelé *refroidissement par effet Sisyphes*.

Force pour de grandes vitesses Comme l'ont montré Dalibard *et al.* [DCT89], à grande vitesse ($kv \gg \delta s$) on retrouve la force Doppler de la partie 1.2. En utilisant les calculs présentés dans l'annexe B nous avons représenté dans la figure 1.8 la force radiative en fonction de la vitesse. On constate que le mécanisme sub-Doppler décrits ci-dessus ne deviennent efficaces que pour $kv < \Gamma$; ce qui correspond pour le césium à des vitesses inférieures à 10 cm s^{-1} .

Ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ en 3-D K. Molmer [Ime91] a effectué une étude théorique du refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$ à deux et à trois dimensions. Il a mis en évidence qu'à grand désaccord ($|\delta| > 4\Gamma$), les valeurs du coefficient de friction d'une mélasse 3-D sont réduits d'un facteur 1.7 lorsque les six champs laser sont en phase. Cette baisse devient d'un facteur ~ 100 lorsque ces champs laser ont des phases relatives orthogonales. Cette réduction du coefficient de friction s'explique par le fait qu'à deux ou trois dimensions, aux photons σ^+ et σ^- d'une direction donnée, s'ajoute des photons π provenant d'un faisceau orthogonal ⁵. Ces photons π réduisent l'orientation de l'atome et ainsi l'efficacité du processus de refroidissement.

Ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ pour la transition $F=4 \rightarrow 5$ La description que nous venons de donner du ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ utilise la transition $J = 1 \rightarrow 2$. Steane *et al.* [SHF92] ont calculé la force radiative dans une configuration 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$ pour toute transition atomique. En particulier, pour la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ (celle du césium), ils ont trouvé que la force

⁵C'est ce que nous montrons dans l'annexe E.

radiative est à plus de 95% dissipative; le coefficient de friction étant, lui, dix fois plus grand que celui de la transition $J = 1 \rightarrow 2$. Ceci est dû à une orientation atomique plus importante qui s'explique par les coefficients de Clebsch-Gordan de la transition $F = 4 \rightarrow 5$ (cf. figure A.2 de l'annexe A): pour des grandes valeurs de $|m_F|$ les probabilités d'absorption de photons σ^+ et σ^- sont très inégales.

1.3.2 Coefficient de diffusion d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$

Comme dans le cas du ralentissement Doppler, les contributions au coefficient de diffusion proviennent d'une part des fluctuations dans le nombre de photons absorbés par unité de temps et d'autre part des fluctuations dans la direction des photons émis par fluorescence. Dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, on s'attend à ce que le coefficient de diffusion soit de l'ordre de grandeur du taux caractéristique de pompage optique, $\Gamma_p = \Gamma s$, multiplié par le carré de l'incrément d'impulsion $\hbar k$:

$$\mathcal{D}_p \sim (\hbar k)^2 \Gamma s \quad (1.41)$$

Le calcul complet du coefficient de diffusion pour la transition $J = 1 \rightarrow 2$ nécessite la considération des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et de leur cohérence dans la résolution des équations de Bloch optiques généralisées [Cas92]. Ce calcul dépasse le cadre de notre exposé. Nous donnons, ici, les principaux résultats du développement effectué par Castin *et al.* [CI90]. Le coefficient de diffusion présente une forte dépendance en fonction de la vitesse. A grande vitesse ($kv \gg |\delta|s$), le coefficient de diffusion est celui du régime Doppler pour une transition $J = 1 \rightarrow 2$:

$$\mathcal{D}_p \cong 2.7(\hbar k)^2 \Gamma s \quad (1.42)$$

Par contre à faible vitesse ($kv \ll |\delta|s$), il n'existe généralement pas d'expression analytique du coefficient de diffusion. Cependant, le calcul de ce coefficient de diffusion à vitesse nulle peut être mené analytiquement par un traitement quantique des degrés de liberté internes et externes de l'atome [DCT89]. A grand désaccord on trouve:

$$\mathcal{D}_p \cong 0.34(\hbar k)^2 \Gamma s \quad (1.43)$$

1.4 Aspects sub-Doppler du piège

1.4.1 Expression de la force magnéto-optique

Dans cette partie, on considère la configuration du piège magnéto-optique décrite dans la partie 1.2.3, à savoir un champ laser $\sigma^+ - \sigma^-$ et un gradient

constant de champ magnétique. Pour tenir compte de la multiplicité des sous-niveaux dans l'état fondamental, on considère, comme la partie 1.3.1, une transition atomique $J = 1 \rightarrow 2$. On se limite au domaine des faibles saturations ($s \ll 1$). Cette restriction permet de réduire l'évolution des degrés de liberté internes de l'atome à celle des sous-niveaux de l'état fondamental en effectuant une élimination adiabatique des populations de l'état excité et des cohérences optiques [DCT89]. En outre, on considère des atomes de faibles vitesses ($kv \ll \delta s$), de telle sorte que l'on peut négliger la composante Doppler du piégeage. L'effet du gradient magnétique sur le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ s'obtient aisément si on se place dans le référentiel en mouvement avec l'atome. Dans ce référentiel, l'effet du gradient magnétique s'ajoute à celui du champ magnétique fictif pour donner un nouveau terme de couplage entre les états $|g_0 \rangle_y$ et $|g_{\pm 1} \rangle_y$ [SCF92]:

$$V = \left[kv + \frac{g_g \mu_B b z}{\hbar} \right] J_z \quad (1.44)$$

Ce terme peut être réécrit comme suit

$$V = k[v + \mu_g z] J_z \quad (1.45)$$

avec

$$\mu_g = \frac{g_g \mu_B b}{\hbar k} \quad (1.46)$$

On se place dans le régime pour lequel $T_{\text{int}} \ll T_{\text{ext}}$: T_{int} est le temps caractéristique d'évolution des variables internes de l'atome ($T_{\text{int}} \sim (\Gamma s)^{-1}$) et T_{ext} le temps caractéristique d'évolution des variables externes z et v . On peut, dans ce cas, définir à tout temps t une force moyenne $F(z, v)$ dans laquelle on a supposé que z et v étaient constants pendant l'évolution interne de l'atome [DLN⁺94, Lou93]. De plus, la forme du terme de couplage V (cf. équation (1.45)) suggère d'introduire une condition sur le champ magnétique équivalent à celle de faible vitesse. Cette condition s'écrit:

$$k\mu_g z \ll \Gamma s \quad (1.47)$$

Dans ce cas, la force magnéto-optique et le coefficient de diffusion dans un piège sont reliés à ceux d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ ordinaire par la relation:

$$F_{\text{PMO}}(z, v) = F_{\sigma^+ - \sigma^-}(v + \mu_g z) \quad (1.48)$$

$$\mathcal{D}_{\text{PMO}}(z, v) = \mathcal{D}_{\sigma^+ - \sigma^-}(v + \mu_g z) \quad (1.49)$$

1.4.2 Distribution stationnaire en vitesse et en position

Dans cette partie, nous considérons uniquement le cas limite des atomes suffisamment froids et localisés autour du centre ($k\Delta v, k\mu_g\Delta z \ll \delta s$). Cela permet d'utiliser l'expression linéarisée de la force de ralentissement (équation (1.39)) et celle du coefficient de diffusion à vitesse nulle (cf. équation (1.43)). On obtient ainsi :

$$F_{\text{PMO}}(z, v) = -\alpha v - \kappa z \quad (1.50)$$

$$\mathcal{D}_{\text{PMO}}(z, v) = \mathcal{D}_p(v=0) \cong 0.34(\hbar k)^2 \Gamma s \quad (1.51)$$

où on rappelle que α est le coefficient de friction donné par l'expression (1.40) et $\kappa = \mu_g \alpha$ est la constante de rappel. La distribution stationnaire en position et en vitesse s'écrit comme dans la cas Doppler sous la forme:

$$\Pi(z, p) = A \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\langle z^2 \rangle}\right) \quad (1.52)$$

La température d'un piège est, dans l'approximation linéaire, égale à celle d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$:

$$k_B T \simeq \frac{1}{10} \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta|} \frac{4\delta^2 + 5\Gamma^2}{4\delta^2 + \Gamma^2} \quad (1.53)$$

et la taille caractéristique du piège est donnée par:

$$\langle z^2 \rangle \simeq \frac{1}{1200} \frac{1}{k^2} \frac{\Gamma}{\mu_g} \frac{\Omega^2}{\delta^2} \frac{(4\delta^2 + 5\Gamma^2)^2}{\Gamma^2(4\delta^2 + \Gamma^2)2} \quad (1.54)$$

Remarques:

- A grand désaccord ($\delta^2 \gg \Gamma^2$) on déduit de l'expression (1.53) que $k_B T \sim \hbar \Omega^2 / |\delta|$ et $\langle z^2 \rangle \sim \frac{1}{k^2} \frac{\Gamma}{\mu_g} \frac{\Omega^2}{\delta^2}$. Le fait que la température décroisse lorsque le paramètre de saturation baisse est caractéristique des processus sub-Doppler [DCT89]. Comme mentionné par Drewsen *et al.* [DLN⁺94], cette approche linéaire ne permet pas de déterminer la température et la taille minimales du nuage. Il faut pour cela résoudre l'équation de Fokker-Planck en gardant toute la dépendance en v et z de la force F et du coefficient de diffusion $\mathcal{D}_p$. Drewsen *et al.* montrent ainsi l'existence d'un minimum de température de l'ordre de $T_{\min} = 20 \mu\text{K}$ et d'une taille minimale de nuage de $\Delta z \sim 20 \mu\text{m}$ lorsque l'intensité diminue et pour $\delta = -5\Gamma$ et $b = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

- Le développement ci-dessus n'est valable qu'à très faible densité du nuage froid ($< 10^{10}$ atomes/cm³) [DLN+94, CHR+94, TCE+95]. A plus hautes densités les interactions entre atomes froids via la diffusion multiple de photons induisent un échauffement et une dilatation du nuage [HFB94]. Nous donnons dans le chapitre 5 (cf. p.128), les principaux résultats concernant la température des atomes dans un piège de haute densité.

Chapitre 2

Déséquilibre d'intensité et champ magnétique

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous effectuons une étude théorique de l'effet d'un déséquilibre d'intensité et d'un champ magnétique longitudinal sur le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette étude est motivée par le fait que l'application d'un champ magnétique ou d'un déséquilibre d'intensité induisent un entraînement des atomes ralentis dans une mélasse. Ceci constitue une manière d'extraire de façon continue les atomes d'un piège magnéto-optique anisotrope (cf. chapitre 6). En étudiant expérimentalement ces deux techniques, nous avons observé que l'entraînement des atomes ne dépendait de manière simple du déséquilibre d'intensité et du champ magnétique. C'est pour comprendre cette dépendance non triviale que nous avons entrepris les calculs présentés dans ce chapitre. Même si le modèle 1-D présenté ne permet pas d'expliquer entièrement les résultats expérimentaux du chapitre 6, ses résultats permettent de comprendre les mécanismes mis en jeu lors d'un ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ perturbé par un champ magnétique ou un déséquilibre d'intensité. Ils permettent également de prévoir les vitesses d'entraînement des atomes.

Nous avons considéré les effets d'un déséquilibre d'intensité et ceux d'un champ magnétique tant du point de vue Doppler que sub-Doppler. Dans l'approche qui tient compte des processus sub-Doppler, le calcul de la force qui s'exerce sur l'atome est basé sur la méthode proposée par Dalibard *et al.* [DCT89]. Cette méthode consiste en une élimination adiabatique des populations de l'état excité et des cohérences optiques [CTDRG88]. Elle permet de réduire l'évolution des degrés de libertés internes de l'atome à celle des populations et cohérences de l'état fondamental. Nous présentons

dans l'annexe B le calcul complet de la force exercée sur un atome dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un déséquilibre d'intensité et d'un champ magnétique. Les hypothèses et les principaux résultats de ce calcul sont repris dans ce chapitre. Par souci de clarté, nous avons traité séparément les effets d'un déséquilibre et ceux d'un champ magnétique.

2.2 Effet d'un déséquilibre d'intensité

2.2.1 Plan de la situation

Dans la description que nous avons donnée du ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$, nous avons fait l'hypothèse que les deux faisceaux opposés avaient la même intensité. En réalité, dans de nombreuses situations expérimentales, cette hypothèse se trouve violée. Ainsi par exemple, dans un montage avec faisceaux rétro-réfléchis (notre premier montage), l'absorption par les atomes de césium et les pertes sur les fenêtres d'entrée induisent des déséquilibres de l'ordre de 10%. Même dans le cas où l'intensité moyenne des faisceaux est équilibrée, il est très difficile de garantir un équilibrage local des intensités. Nous verrons dans le chapitre 5 (cf. p.132) qu'une série de déséquilibres locaux entraîne des irrégularités dans la forme des nuages.

Considérons un modèle unidimensionnel de piégeage où les faisceaux laser se propagent selon Oz . Le champ électrique total est créé par deux ondes d'amplitude $\mathcal{E}_+$ et $A \mathcal{E}_+$, et polarisée respectivement σ^+ et σ^- . Sa composante de fréquence positive (associée au terme $\exp(-i\omega_L t)$) est donnée par

$$\underline{\mathcal{E}}^+(z) = \mathcal{E}_0 e^{ikz} \underline{\epsilon}^+ + A \mathcal{E}_0 e^{-ikz} \underline{\epsilon}^- \quad (2.1)$$

Introduisons comme dans la référence [SCF92], le paramètre w qui donne le degré de déséquilibre:

$$w = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (2.2)$$

Notons que w s'exprime en fonction de A de la manière suivante:

$$w = \frac{1 - A^2}{1 + A^2} \quad (2.3)$$

En utilisant ces définitions, nous voulons estimer l'effet d'un déséquilibre d'intensité sur le piégeage. Il convient de distinguer deux effets. Le premier s'effectue sur les atomes qui sont en train d'être capturés et le second sur les degrés de liberté externes des atomes capturés. Le premier peut être décrit à l'aide d'un modèle Doppler alors que le second nécessite la considération de processus sub-Doppler.

2.2.2 Le régime Doppler

Modification du potentiel magnéto-optique

Pour décrire cette influence, nous considérons comme dans la partie 1.2.3, un atome avec une transition $|J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$. En présence d'un déséquilibre, la force Doppler s'écrit sous la forme suivante ¹:

$$F_z = \frac{\hbar k \Gamma}{1+w} \left\{ \frac{(1+w)\beta}{1+12\beta+4\delta_+^2(z,v)} - \frac{(1-w)\beta}{1+12\beta+4\delta_-^2(z,v)} \right\} \quad (2.4)$$

où $\beta = I/I_s$ et où $\delta_{\pm}(z,v)$ sont les désaccords effectifs donnés par:

$$\delta_{\pm}(z,v) = \frac{1}{\Gamma} \left(\delta \mp (kv + \frac{\mu_B b z}{\hbar}) \right) \quad (2.5)$$

Le terme 12β , qui apparaît au dénominateur des taux d'absorption de photons de l'équation (2.4), traduit la prise en considération du caractère tridimensionnel du piégeage dans la force radiative. En effet, comme nous le montrons dans l'annexe B, à partir de la saturation optique ($I \sim I_s$), la force radiative exercée par chaque faisceau est réduite par la présence des autres faisceaux. Cette réduction peut être prise en considération en multipliant le terme de saturation du taux d'absorption par le nombre de faisceaux [LPR⁺89]. Pour une vitesse v donnée, le potentiel magnéto-optique auquel est soumis un atome s'obtient en intégrant l'équation (2.4) par rapport z :

$$V(z,v) = -\frac{\hbar^2 \Gamma^2 k}{2\mu_B b} \frac{\beta}{\sqrt{1+12\beta}} \left\{ \arctan\left(\frac{2\delta_+(z,v)}{\sqrt{1+12\beta}}\right) + \frac{1-w}{1+w} \arctan\left(\frac{2\delta_-(z,v)}{\sqrt{1+12\beta}}\right) \right\} \quad (2.6)$$

La figure 2.1 où on représente le potentiel magnéto-optique pour 3 valeurs de w (0, 0.15, 0.3) montre que le déséquilibre a pour effet de rendre asymétrique le potentiel magnéto-optique. Cette abaissement du potentiel, du côté où l'intensité laser est la plus faible, donne une direction de fuite privilégiée des atomes.

Nous avons observé expérimentalement qu'en présence d'un déséquilibre d'intensité, la forme du nuage est modifié. Il apparaît une trainée floue qui indique les trajectoires suivies par les atomes pour quitter le piège. Comme nous le montre la figure 2.2, la sensibilité du potentiel à un déséquilibre est d'autant plus grande que le gradient magnétique est petit. Puisque dans une trappe magnéto-optique, le gradient est deux fois plus grand dans une direction (dite longitudinale) que dans les deux autres, on s'attend à ce que les fuites des atomes soient plus importantes dans le plan transversal de la trappe.

¹ Nous ne considérons ici ni la multiplicité des niveaux, ni le profil gaussien des faisceaux. En effet, nous cherchons à décrire les tendances plutôt que d'obtenir des résultats absolus.

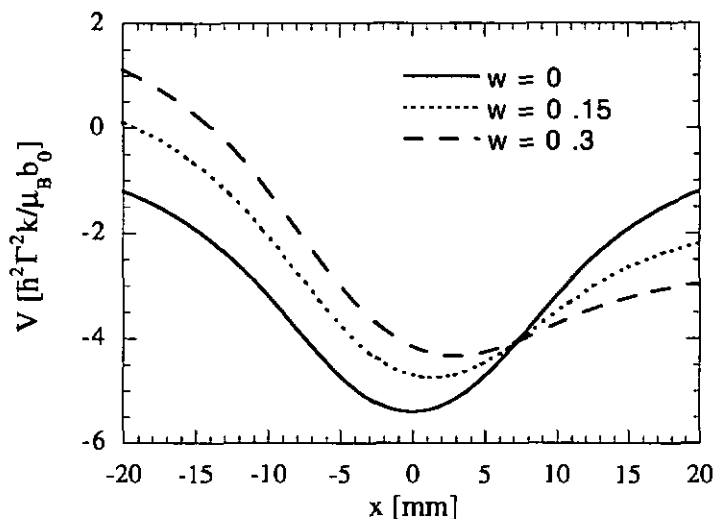


Figure 2.1: Potentiel magnéto-optique en unité de $\hbar^2\Gamma^2k/\mu_B b_0$ où $b_0 = 1 \text{ G cm}^{-1}$, en fonction de la position, pour $v = 0$ et pour différentes valeurs de déséquilibre w ; le désaccord vaut $\delta = -2\Gamma$, l'intensité $I = 2I_s$ et le gradient de champ magnétique $dB_z/dz = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

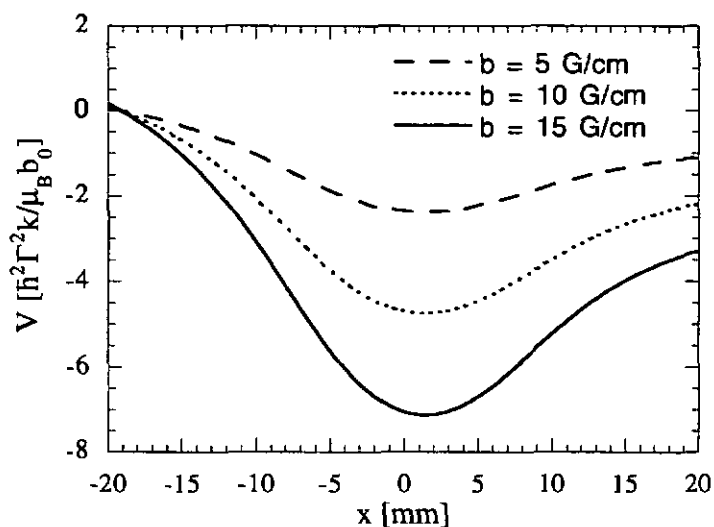


Figure 2.2: Le potentiel magnéto-optique en unité de $\hbar^2\Gamma^2k/\mu_B b_0$ où $b_0 = 1 \text{ G cm}^{-1}$ en fonction de la position, pour $v = 0$ et pour différentes valeurs du gradient magnétique; le désaccord vaut $\delta = -2\Gamma$, l'intensité $I = 2I_s$ et le déséquilibre $w = 0.15$.

Vitesse de dérive d'une mélasse dans le régime Doppler

Dans le cas particulier d'une mélasse optique ($b = dB_z/dz = 0$), l'effet d'un déséquilibre d'intensité est d'induire une vitesse de dérive au nuage d'atomes. En effet, la vitesse pour laquelle la force (2.4) s'annule est non nulle. Elle est donnée par l'équation suivante:

$$4w \left(\frac{kv_d}{\Gamma} \right)^2 + 8 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right) \left(\frac{kv_d}{\Gamma} \right) + w \left(1 + 12\beta + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 \right) = 0 \quad (2.7)$$

On vérifie que la vitesse de dérive v_d s'annule pour $w = 0$. Pour $w \neq 0$, elle est donnée par :

$$\left(\frac{kv_d}{\Gamma} \right) = -\frac{2}{w} \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right) \pm \sqrt{\frac{4}{w^2} \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right) - \left(1 + 12\beta + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)} \quad (2.8)$$

Seule la solution avec la plus petite valeur absolue est stable. Dans la limite des faibles déséquilibres ($w \ll 1$) et faibles coefficient de saturation (i.e. $\beta \ll 1$ et $\delta^2 \gg \Gamma^2$), l'expression (2.8) se réduit au premier ordre en w comme suit:

$$v_d \cong -\frac{w\delta}{2k} \quad (2.9)$$

Remarques:

- On prévoit que pour des paramètres de refroidissement compatibles avec le régime sub-Doppler, la vitesse de dérive due à un déséquilibre soit plus faible que celle donnée par l'équation (2.8). Lett *et al.* [LPR⁺89] ont d'ailleurs montré expérimentalement que la mélasse en régime sub-Doppler présentait une plus faible sensibilité à un déséquilibre donné que celle décrite par une mélasse Doppler.
- Dans le cas d'une transition $J_g \rightarrow J_g + 1$, pour obtenir une estimation de la vitesse de dérive, il faut effectuer une hypothèse sur la répartition des atomes dans les sous-niveaux de l'état fondamental. Si on fait l'hypothèse que les sous-niveaux sont également peuplés², le calcul de la vitesse de dérive doit tenir compte des coefficients de Clebsch-Gordan de la transition considérée (cf. Annexe A). Cependant, par symétrie de ces coefficients, on montre que la vitesse Doppler ne dépend pas de la transition considérée. Ainsi les résultats (2.8) et (2.9) sont valables en particulier pour la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ du césium sous l'hypothèse que les sous-niveaux de l'état $F = 4$ soient également peuplés.

²Comme on le montre dans le chapitre 4, cette hypothèse est justifiée durant le processus de capture.

Déplacement du nuage dans un modèle Doppler

Les courbes de la figure 2.1 montrent un déplacement du centre du piège qui dépend du déséquilibre w . Le déplacement Doppler du centre du piège s'obtient en linéarisant l'expression (2.4) au voisinage de $z = 0$ et $v = 0$ et en résolvant l'équation $F_z(z, v = 0) = 0$. On trouve:

$$\Delta z = \frac{\hbar \Gamma}{8\mu_B g_e b} \frac{\Gamma}{\delta} \left(1 - \sqrt{\frac{1-w}{1+w}} \right) \left(1 + 12\beta + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 \right) \quad (2.10)$$

Ce résultat n'est valable que pour $\mu_B g_e b \Delta z \ll \hbar \delta$ et il ne considère que les processus Doppler du piégeage. Pour de faibles déséquilibres ($w \ll 1$) et des désaccords tels que $\delta > \Gamma$, l'expression (2.10) se simplifie comme suit:

$$\Delta z = \frac{\hbar \Gamma}{2\mu_B g_e b} \frac{\delta}{\Gamma} w \quad (2.11)$$

Le résultat (2.11) sera à comparer à celui tenant compte des processus sub-Doppler.

Remarque:

- Nous verrons dans le chapitre 4 que le nombre d'atomes capturés dans un piège magnéto-optique est très peu affecté par les déséquilibres d'intensité tels que $w < 0.5$.

2.2.3 Le régime sub-Doppler

Dans cette partie, nous calculons la force sub-Doppler qui s'exerce sur un atome dans une mélasse 1-D ($\sigma^+ - \sigma^-$) avec un déséquilibre d'intensité. Nous utilisons la même méthode de calcul que celle proposée par Dalibard *et al.* [DCT89] pour calculer la force du refroidissement par orientation. Le calcul présenté ci-dessous a également été développé par Werner *et al.* [WHS93]. Notons que comme dans la référence [DCT89], ce calcul est effectué dans la limite des faibles intensités lumineuses ($\Omega \ll \Gamma$).

Dérivation de la force pour la transition $|J=1\rangle \rightarrow |J'=2\rangle$

Dans l'approximation dipolaire électrique et dans celle de l'onde tournante, le couplage atome-rayonnement s'écrit:

$$H_{\text{int}} = - [\underline{D}^+ \cdot \underline{\mathcal{E}}^+(z) \exp(-i\omega_L t) + \underline{D}^- \cdot \underline{\mathcal{E}}^-(z) \exp(i\omega_L t)] \quad (2.12)$$

où $\underline{\mathcal{E}}^\pm$ est donné par l'expression (2.1). En tenant compte des coefficients de Clebsch-Gordan de la transition $|J = 1\rangle \rightarrow |J' = 2\rangle$ (cf. annexe A), le couplage s'écrit:

$$\begin{aligned} H_{int} = & \frac{\hbar\Omega}{2} \left[|g_1\rangle\langle e_2| + \frac{1}{\sqrt{2}}|g_0\rangle\langle e_1| + \frac{1}{\sqrt{6}}|g_{-1}\rangle\langle e_0| \right] \exp(i(\omega_-t - kz)) \\ & - \frac{A\hbar\Omega}{2} \left[|g_{-1}\rangle\langle e_{-2}| + \frac{1}{\sqrt{2}}|g_0\rangle\langle e_{-1}| + \frac{1}{\sqrt{6}}|g_1\rangle\langle e_0| \right] \exp(i(\omega_+t + kz)) \\ & + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où on pose: $\omega_\pm = \omega_L \pm kv$.

La force qui découle du couplage (2.13) est donnée par la valeur moyenne du gradient du couplage, à savoir:

$$\begin{aligned} F(v) &= \left\langle -\frac{dH_{int}}{dz} \right\rangle \\ &= \text{Tr} \left\{ -\frac{dH_{int}}{dz} \cdot \sigma(t) \right\} \end{aligned} \quad (2.14)$$

où $\langle \rangle$ désigne une moyenne sur les états quantiques et $\sigma(t)$ la matrice densité de l'atome. Plaçons nous maintenant dans le référentiel propre de l'atome et supposons qu'il se trouve dans ce référentiel en $z = 0$. Le calcul de la trace dans l'expression (2.14) donne:

$$\begin{aligned} F(v) = & i \frac{\hbar\Omega}{2} \{ \tilde{\sigma}(e_2, g_1) + \frac{1}{\sqrt{2}}\tilde{\sigma}(e_1, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}}\tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) \} \\ & - i \frac{A\hbar\Omega}{2} \{ \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) + \frac{1}{\sqrt{2}}\tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}}\tilde{\sigma}(e_0, g_1) \} \end{aligned} \quad (2.15)$$

où on a défini:

$$\tilde{\sigma}(e_{i\pm 1}, g_i) = \sigma(e_{i\pm 1}, g_i) \exp(i\omega_\pm t) \quad (2.16)$$

Notons que ces coefficients sont les éléments de matrice de σ dans le référentiel tournant défini par Dalibard *et al.* [DCT89]. Pour déterminer la force, il nous faut résoudre les équations de Bloch optiques pour obtenir l'expression des cohérences optiques $\tilde{\sigma}(e_{i\pm 1}, g_i)$. Nous donnons dans l'annexe B le détail des calculs qui permettent d'exprimer les cohérences optiques en fonction des populations et cohérences de l'état fondamental. Ce calcul, dont les grandes lignes sont présentées par Dalibard *et al.* [DCT89], utilise l'hypothèse des faibles intensités ($\Omega \ll \Gamma$) pour effectuer une élimination adiabatique des cohérences optiques [CTDRG88]. Cette dernière consiste à tenir compte de ce que les cohérences optiques atteignent leurs valeurs stationnaires avec une constante de temps ($1/\Gamma$) bien plus courte que le temps de relaxation

des populations de les états fondamentaux et excités ($1/\Omega$). Les cohérences optiques atteignent à chaque instant le régime stationnaire correspondant à la valeur des populations supposées figées à cet instant. Dans les équations des cohérences optiques, on utilise également l'hypothèse des faibles intensités pour négliger les populations et cohérences de l'état excité devant celles de l'état fondamental. Cette procédure permet d'exprimer la force donnée par l'expression (2.15) en fonction des éléments de matrice de l'état fondamental:

$$F(v) = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\Pi_1 \left(s_+ - \frac{s_-}{6} \right) + \frac{\Pi_0}{2} (s_+ - s_-) + \Pi_{-1} \left(\frac{s_+}{6} - s_- \right) + \frac{C_r}{6} \left(A s_+ - \frac{s_-}{A} \right) - \frac{C_i}{3} \left(A s_+ \frac{(\delta - kv)}{\Gamma} + \frac{s_-}{A} \frac{(\delta + kv)}{\Gamma} \right) \right] \quad (2.17)$$

où l'on rappelle les définitions suivantes:

$$\Pi_i = \langle g_i | \sigma | g_i \rangle \quad (2.18)$$

$$C_r + iC_i = \tilde{\sigma}(g_1, g_{-1}) = \langle g_1 | \sigma | g_{-1} \rangle \exp(-2ikv t) \quad (2.19)$$

$$s_+ = \frac{\Omega^2}{(\delta - kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.20)$$

$$s_- = \frac{A^2 \Omega^2}{(\delta + kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.21)$$

Pour $A = 1$, on retrouve l'expression (5.9) de la référence [DCT89]. La première ligne de l'équation (2.17) représente une différence de pression de radiation alors que la seconde ligne donne la composante réactive de la force. Par l'élimination adiabatique des cohérences optiques, on montre dans l'annexe B que les populations et cohérences de l'état fondamental qui apparaissent dans l'équation (2.17) sont solutions d'un système fermé de 5 équations à 5 inconnues (cf. équation (B.40)).

Populations et cohérences de l'état fondamental en présence d'un déséquilibre d'intensité

Dans le régime des faibles vitesses ($kv \ll \delta$) et au premier ordre en w , le système d'équation (B.40) peut être résolu analytiquement. On trouve les expressions suivantes:

$$\Pi_{+1} = \frac{1}{34} [13 + 25w] + \frac{kv}{s_0 \Gamma} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{1}{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2} \left[\frac{120}{17} + \frac{2840}{289} w \right] \quad (2.22)$$

$$\Pi_0 = \frac{4}{17} - \frac{1600}{289} \frac{kv}{s_0 \Gamma} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{w}{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2} \quad (2.23)$$

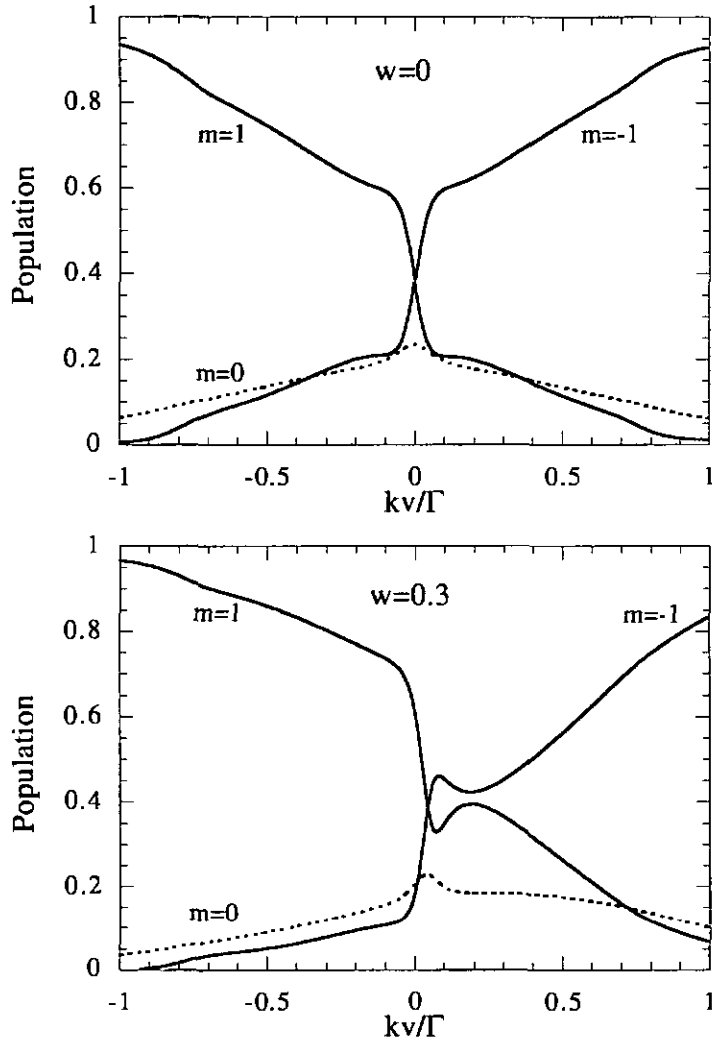


Figure 2.3: Populations des trois sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental en fonction de la vitesse des atomes dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Le désaccord vaut $\delta = -2\Gamma$ et l'intensité $I = 2I_g$. On considère le cas où les faisceaux $\pm z$ sont équilibrés ($w = 0$) et lorsque $w = 0.3$.

$$\Pi_{-1} = \frac{1}{34} [13 - 25w] - \frac{kv}{s_0\Gamma} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{1}{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \left[\frac{120}{17} + \frac{1240}{289} w \right] \quad (2.24)$$

$$C_r = \frac{5}{34} - \frac{2360}{289} \frac{kv}{s_0\Gamma} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{w}{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.25)$$

$$C_i = -\frac{60}{17} \frac{kv}{s_0\Gamma} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{1+w}{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.26)$$

Pour $w = 0$, on retrouve les relations (5.11) de la référence [DCT89]. Les résultats (2.22-2.26) sont intéressants à plus d'un titre. Ils montrent que, contrairement aux hypothèses du calcul de Steane *et al.* [SCF92], les populations des sous-niveaux de l'état fondamental sont modifiées au premier ordre de w . Cette modification s'effectue à deux niveaux: d'une part, pour $w > 0$, on a $s_+ > s_-$ et d'autre part, de par les rapports de branchement (cf. figure 1.7 p.17), les atomes sont pompés optiquement – même à vitesse nulle – vers $m = \pm 1$. On a ainsi à vitesse nulle:

$$\Pi_{\pm 1} = \frac{1}{34} (13 \pm 25w) \quad (2.27)$$

Des équations (2.22)-(2.26), on déduit qu'un déséquilibre d'intensité w augmente la différence de population. Celle-ci, créée par la vitesse, est à l'origine de l'efficacité du refroidissement par orientation [DCT89]. On s'attend donc à ce que pour des déséquilibres $w \sim 1$, les caractéristiques du refroidissement (coefficient de friction, température) soient dégradées par le déséquilibre.

Hors du régime des faibles vitesses et faibles déséquilibres, le système d'équations (B.40) de l'annexe B (cf. 182) n'a pas de solution analytique simple. Nous avons eu recours à une résolution numérique pour déterminer les populations et cohérences de l'état fondamental pour toute vitesse et tout déséquilibre w . Nous donnons dans la figure 2.3, l'effet d'un déséquilibre sur la manière dont les populations varient avec la vitesse. Nous avons vu dans la partie 1.3, l'importance de la différence de population entre les sous-niveaux $|g_{\pm 1}\rangle$. La figure 2.3 montre que l'effet d'un déséquilibre $w = 0.3$ est de décaler la vitesse pour laquelle les populations des sous-niveaux $|g_{\pm 1}\rangle$ sont égales (i.e $kv/\Gamma = 0.04$) et de rendre asymétrique le domaine de vitesse où le refroidissement sub-Doppler par orientation est efficace.

Force en fonction de la vitesse pour la transition $|J = 1\rangle \rightarrow |J' = 2\rangle$

Dans la limite des faibles vitesses ($kv \ll \delta$) et faibles déséquilibres ($w \ll 1$), on obtient une expression analytique de la force que subit un atome. En

remplaçant dans l'expression (2.17) les termes Π_i , C_r et C_i par leur expression limite (2.22-2.26) au premier ordre en w , on a:

$$F(v) = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\frac{240}{17} \frac{k v}{\Gamma} \frac{\Gamma \delta}{5 \Gamma^2 + 4 \delta^2} (1 + w) + \frac{40}{17} s_m w \right] \quad (2.28)$$

où s_m est le facteur de saturation moyen à vitesse nulle:

$$s_m = \frac{1}{2} (s_+(v=0) + s_-(v=0)) \quad (2.29)$$

Pour $w \ll 1$:

$$s_m \approx s_0 = 4 \Omega^2 / (\Omega^2 + 4 \delta^2) \quad (2.30)$$

Cette expression montre que les atomes sont ralentis vers une vitesse non nulle. Les atomes de la mélasse sont soumis à une vitesse de dérive v_d donnée par:

$$\frac{k v_d}{\Gamma} = -\frac{1}{3} \frac{\Gamma}{\delta} \frac{5 \Gamma^2 + 4 \delta^2}{\Gamma^2 + 4 \delta^2} \beta w \quad (2.31)$$

Remarquons que l'expression (2.31) n'est valable que dans le régime ($\beta, w \ll 1$). De plus, pour des désaccords tels que $\delta^2 \gg \Gamma^2$, on peut écrire:

$$\frac{k v_d}{\Gamma} = -\frac{1}{3} \frac{\Gamma}{\delta} \beta w \quad (2.32)$$

Cette expression montre que pour de grands désaccords ($\delta > \Gamma$), la mélasse sub-Doppler est très peu sensible à l'effet déséquilibre d'intensité. Pour $w \ll 1$, la comparaison des vitesses de dérive Doppler (cf. équation (2.11)) et sub-Doppler (cf. équation (2.32)) montre que:

$$v_d^{SD} = \beta \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 v_d^D \quad (2.33)$$

Pour des paramètres de refroidissement compatibles avec le régime sub-Doppler ($\beta \ll 1$, $\delta^2 \gg \Gamma^2$), la vitesse de dérive sub-Doppler est négligeable devant celle Doppler ($v_d^{SD} \ll v_d^D$). Le rapport v_d^{SD}/v_d^D augmente avec le coefficient de saturation. Cette insensibilité de la mélasse au déséquilibre fut une des premières manifestations expérimentales du refroidissement sub-Doppler [LPR+89].

Déterminons maintenant comment la force de refroidissement est modifiée par le déséquilibre et comment varie la vitesse de dérive lorsque w augmente. Pour cela, il nous faut résoudre numériquement³ le système d'équations (B.40) et introduire les éléments de matrice de l'état fondamental dans

³la résolution analytique du problème n'est possible que dans les limites de validité de l'équation (2.31).

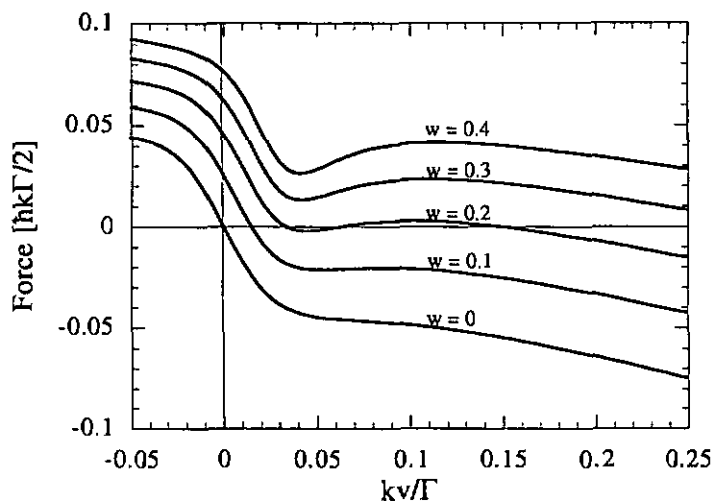


Figure 2.4: Force de refroidissement en fonction de la vitesse des atomes, dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, pour différentes valeurs du déséquilibre w . Le désaccord vaut $\delta = -2\Gamma$ et l'intensité $I = 2I_s$.

l'équation (2.17). Nous obtenons ainsi une force qui tient compte des régimes Doppler et sub-Doppler. Nous avons représenté dans la figure 2.4 la force en fonction de la vitesse pour différentes valeurs du déséquilibre w . Comme mentionné par Werner *et al.* [WHS93], l'effet est de modifier la vitesse pour laquelle la force s'annule (vitesse de dérive). Pour de petites valeurs de déséquilibre w , la vitesse de dérive augmente linéairement avec w en suivant la relation (2.31). Puis, pour des valeurs plus grandes de w ($w \in [w_1, w_2]$), la force s'annule pour trois valeurs différentes de la vitesse. Deux de ces vitesses (celles pour lesquelles la pente de la courbe $F(v)$ est négative) constituent des vitesses d'équilibre stable⁴. Dans ce cas, la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ dérive avec deux vitesses différentes. Puis, pour $w > w_2$, la vitesse pour laquelle la force s'annule sort de la région sub-Doppler; et la vitesse de dérive possède alors le comportement Doppler décrit dans la partie 2.2.2. Nous avons représenté la vitesse de dérive en fonction du déséquilibre dans la figure 2.5. On distingue nettement un domaine sub-Doppler ($w < w_1$) où la sensibilité de la mélasse au déséquilibre est faible et un domaine Doppler ($w > w_2$) où la pente de la vitesse de dérive est plus importante. Notons également l'existence d'une région avec une double vitesse de dérive ($w \in [w_1, w_2]$).

Remarques:

⁴La détermination de la distribution en vitesse des atomes nécessite la résolution de l'équation de Fokker-Planck [WDRP92]; nous nous contentons de donner le maximum de la distribution de vitesse et d'estimer le type de régime à partir du coefficient de friction.

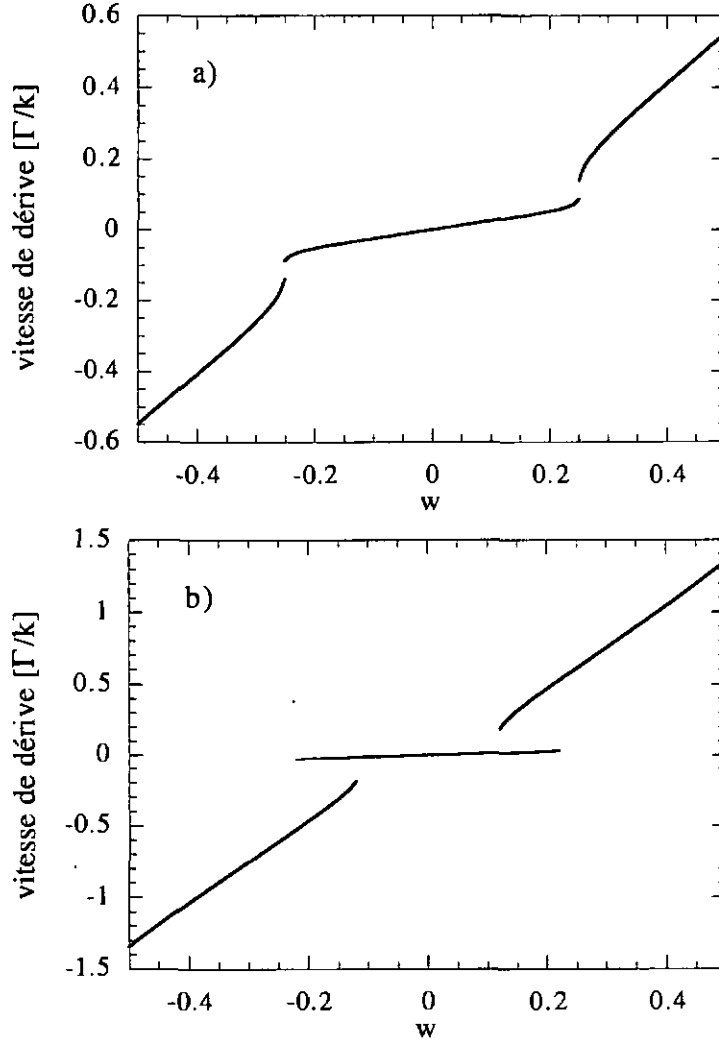


Figure 2.5: Vitesse de dérive en fonction d'un déséquilibre w , dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, et pour une intensité de $I = 2I_s$. Le désaccord vaut: a) $\delta = -2\Gamma$; b) $\delta = -5\Gamma$.

- Le modèle exposé ci-dessus ne permet pas d'effectuer des prévisions quantitatives de la vitesse de dérive pour l'atome de césium. En effet, ce modèle est unidimensionnel et utilise la transition $J = 0 \rightarrow 1$. Werner *et al.* [WHS93] ont calculé la vitesse de dérive induite par un déséquilibre pour la transition $F = 4 \rightarrow 5'$. Ils ont trouvé qu'à faible déséquilibre ($w \ll 1$), celle-ci était inférieure d'un facteur 8 à celle prédite pour la transition $J = 0 \rightarrow 1$. Ce résultat est en accord avec les estimations théoriques du coefficient de friction effectuées par Drewsen *et al.* [DLN⁺94] et Steane *et al.* [SHF92]. Elles prévoient que la friction pour la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ est supérieure d'un facteur 10 à celle de la transition $J = 0 \rightarrow 1$. De ce fait, la figure 2.5 ne donne que l'allure du comportement de la vitesse de dérive lorsque le déséquilibre augmente.
- Le rapport entre les pentes Doppler et sub-Doppler de la vitesse de dérive augmente avec le désaccord. Ce phénomène s'explique par le fait que le processus sub-Doppler est d'autant plus efficace que le désaccord est grand alors que pour le ralentissement Doppler, c'est l'inverse.

2.3 Effet d'un champ magnétique

2.3.1 Plan de la situation

Dans cette partie, nous étudions l'effet d'un champ magnétique sur le refroidissement par orientation. Cette étude est motivée par différents résultats expérimentaux: Lett *et al.* [LPR⁺89] ont montré que l'application d'un champ magnétique statique augmentait la température d'une mélasse optique. D'autre part, Valentin *et al.* [VGYP92] ont trouvé qu'un champ magnétique statique pouvait également induire une mélasse défilante sans réchauffement supplémentaire des atomes. Les résultats obtenus sur la trappe magnéto-optique [SF91, SCF92, DLN⁺94, CHR⁺94] ont montré que la température des atomes piégés était inférieure à la limite Doppler et que les coefficients de rappel étaient supérieurs à ceux d'un piège Doppler.

Deux études théoriques complètes, utilisant la représentation des familles [Cas92], ont été effectuées par Werner *et al.* [WWE92] et Walhout *et al.* [WDRP92]. Dans leurs études, les deux groupes ont évité de faire l'approximation des faibles vitesses ($kv \ll \delta s$) [DCT89] qui éliminerait la force Doppler. D'autre part, ils ont considéré les changements dans la vitesse des atomes, induits par l'émission spontanée. Nous allons dans notre développement tenir compte du premier point; par contre, nous allons ici, négliger le second. En effet, nous nous intéressons uniquement à la force

moyenne magnéto-optique s'exerçant sur l'atome. Contrairement à Walhout *et al.* [WDRP92], nous ne considérons pas les fluctuations de cette force autour de sa valeur moyenne dont il faut tenir compte dans une approche de type Fokker-Planck. De ce fait, nous considérons un atome de transition $J = 1 \rightarrow 2$ et de vitesse v pour lequel la condition $T_{ext} \gg T_{int} = (s_0\Gamma)$ permet de négliger les variations de v pendant le temps nécessaire pour que $\langle D_i \rangle$ atteigne un régime stationnaire. Nous utilisons ainsi, les équations de Bloch ordinaires (et non généralisées comme dans la référence [WDRP92]).

Dans cette approximation et dans celle des faibles intensités ($\Omega \ll \Gamma$), nous étudions l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur le processus de refroidissement par orientation (cf. partie 1.3). Dans un premier temps, on restreint notre développement au domaine des très faibles vitesses ($) correspondant au régime sub-Doppler. Puis, nous généralisons notre développement à toutes les classes de vitesse pour tenir compte de la force Doppler. Nous considérons les facteurs de Landé des états fondamentaux et excités pour décrire toute l'influence du couplage atome-champ magnétique. Comme mentionné dans la référence [DCT89], il existe une grande similarité entre les déplacements Doppler et Zeeman dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$: la vitesse et le champ magnétique partagent la même symétrie rotationnelle. On peut définir un domaine de champ magnétique équivalent à celui des faibles vitesses; à savoir, celui des très faibles champs magnétiques ($gJ_g\mu_B B \ll \hbar\Gamma s_0$).$

2.3.2 Champ magnétique et vitesses très faibles

Nous nous plaçons dans le domaine des faibles vitesses ($kv \ll \Gamma_p$). On rappelle que Γ_p est le taux de pompage optique et qu'il est donné par: $\Gamma_p = \Gamma s$. Nous avons vu que lorsque l'on se place dans le référentiel de repos de l'atome, par le théorème de Larmor tout se passe comme si l'atome était soumis à un champ magnétique fictif parallèle à l'axe Oz dont l'amplitude est donnée par la relation $\mu_B B = kv$. En présence d'un champ externe réel B_z , l'hamiltonien de perturbation devient:

$$\mathbf{V} = -\mathbf{Q}_B B + \mathbf{J}_z kv \quad (2.34)$$

où $\mathbf{Q}_B$ et $\mathbf{J}_z$ sont les opérateurs donnés par:

$$\mathbf{Q}_B = -g_g\mu_B \sum_{i=-1}^1 |g_i\rangle\langle g_i| - g_e\mu_B \sum_{j=-2}^2 |e_j\rangle\langle e_j| \quad (2.35)$$

$$\mathbf{J}_z = \sum_{i=-1}^1 |g_i\rangle\langle g_i| \hbar + \sum_{j=-2}^2 |e_j\rangle\langle e_j| \hbar \quad (2.36)$$

Dans le régime des faibles intensités, on néglige les cohérences optiques ainsi que les populations des états excités devant les populations et les cohérences Zeeman de l'état fondamental. De ce fait, la contribution du second terme des équations (2.35) et (2.36) dans la différence de population entre les états $|g_{\pm 1} \rangle_z$ est négligeable. On peut ainsi écrire:

$$\mathbf{V} = \left(\frac{g_g \mu_B B}{\hbar} + kv \right) \mathbf{J}_z \quad (2.37)$$

De cette expression on déduit que, dans le régime des faibles vitesses ($kv \ll \Gamma_p$) et des faibles champs magnétiques ($g_g \mu_B B \ll \hbar \Gamma_p$) où la méthode perturbative est applicable [DCT89], l'effet d'un champ magnétique est de déplacer la vitesse pour laquelle la différence de population entre les états $|g_{\pm 1} \rangle_z$ est nulle. On en déduit qu'un faible champ magnétique induit une vitesse de dérive v_d donnée par:

$$v_d = - \frac{g_g \mu_B B}{\hbar k} \quad (2.38)$$

Remarques:

- La vitesse de dérive donnée par l'équation (2.38) correspond à la situation où l'onde polarisée σ^+ (resp. σ^-) se propage selon $+\mathbf{e}_x$ (resp. $+\mathbf{e}_x$). Dans la situation inverse, la vitesse de dérive est opposée à l'expression (2.38)
- Dans nos conditions usuelles de refroidissement ($\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$), le calcul du taux de pompage optique, $\Gamma_p = \Gamma s$, montre que la relation (2.38) n'est valable que pour $B \ll 3.5$ G.
- Le fait que la vitesse de dérive dépende uniquement du facteur de Landé de l'état fondamental est lié ici à l'approximation des faibles intensités qui a permis de négliger le terme $g_e \mu_B B \left(\sum_{j=-2}^2 |e_j \rangle \langle e_j| \right)$ dans l'expression de V_B utilisée dans l'approche perturbative.
- Ce résultat a déjà été obtenu et publié par de nombreux groupes [WDRP92, WWE92, SSM⁺91, VGY92]. En particulier Valentin *et al.* [VGY92] ont vérifié expérimentalement, en appliquant à un jet de césium un champ magnétique longitudinal et une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ unidimensionnelle, que les atomes subissaient un entraînement de vitesse donnée par la relation (2.38). Leurs résultats ont été obtenus pour des champs magnétiques $|B_z| \leq 3$ G. Notons qu'avec leur coefficient de saturation ($s = 0.65$), le domaine de validité de l'équation (2.38) est donné par $B_z \ll 10$ G.

Dans le cas d'une trappe magnéto-optique, les atomes sont soumis à un gradient de champ magnétique $b = dB_z/dz$. A chaque position z , l'atome est refroidi vers une vitesse $v_d(z) = -g_g\mu_B bz/\hbar k$. Ainsi pour $kv \ll \Gamma_p$ et $g_g\mu_B bz/\hbar \ll \Gamma_p$, la force magnéto-optique exercée sur un atome s'écrit:

$$F(z, v) = -\alpha(v - v_d(z)) = -\alpha v - \kappa z \quad (2.39)$$

Dans nos conditions de piégeage ($s = 0.25$ et $b = 10 \text{ G cm}^{-1}$), l'expression linéarisée de la force magnéto-optique n'est valable que pour $z \ll 3 \text{ mm}$. Etant donné l'étendue spatiale d'un nuage d'atomes froids (typiquement 1-2 mm) on en déduit que seulement une partie des atomes piégés subit une force de type (2.39). Il y a donc un besoin de déterminer l'effet d'un champ magnétique plus grand sur le refroidissement.

2.3.3 Effet d'un champ magnétique longitudinal: Cas général

Nous allons maintenant déterminer l'influence d'un champ magnétique sur le refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$, pour toute valeur de la vitesse des atomes et du champ magnétique. Pour cela, nous avons utilisé la méthode décrite par Dalibard *et al.* [DCT89] dans le paragraphe 5 de leur article, en tenant compte des modifications induites par le champ magnétique. Pour tenir compte de l'existence de facteurs de Landé différents dans les niveaux $F = 4$ ($g_g = 0.25$) et $F' = 5$ ($g_e = 0.4$), nous gardons dans ce développement toute l'expression du couplage $\mathbf{V}_B$ donnée par:

$$\mathbf{V}_B = g_g\mu_B B \sum_{i=-1}^1 i |g_i\rangle\langle g_i| + g_e\mu_B B \sum_{j=-2}^2 j |e_j\rangle\langle e_j| \quad (2.40)$$

Dans la référentiel de l'atome, $d\mathbf{V}_B/dz = 0$. L'expression de la force magnéto-optique développée par Dalibard *et al.* (cf. équation (5.3) de [DCT89]) n'est donc pas modifiée par le champ magnétique:

$$\begin{aligned} F(v) = & i \frac{\hbar\Omega}{2} \left\{ \tilde{\sigma}(e_2, g_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_1, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) \right\} \\ & - i \frac{\hbar\Omega}{2} \left\{ \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_1) \right\} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Par contre, on s'attend à ce que la présence du champ magnétique modifie les solutions stationnaires des équations de Bloch optiques et en particulier les cohérences optiques qui apparaissent dans l'équation (2.41). L'effet du

champ magnétique induit un déplacement énergétique $\Delta E = m g_g \mu_B B$ (respectivement, $\Delta E = m g_e \mu_B B$) des sous-niveaux $|g_m\rangle$ (resp., $|e_m\rangle$) de l'état fondamental (resp., excité). De plus, il provoque chez l'atome une précession de Larmor de pulsation $\omega_g = g_g \mu_B B / \hbar$ (respectivement, $\omega_e = g_e \mu_B B / \hbar$) lorsque l'atome se trouve dans l'état fondamental (resp., excité). Nous avons inclus ces deux effets dans les équations de Bloch optiques et nous avons utilisé la méthode décrite par Dalibard *et al.*. Nous présentons dans l'annexe B, le développement mathématique de cette méthode en présence d'un champ magnétique longitudinal. La prise en compte de l'effet Zeeman se fait en modifiant le désaccord effectif de chaque transition $|g_{m_g}\rangle \rightarrow |e_{m_e}\rangle$ comme suit:

$$\delta_{\pm}(m_g, m_e) = \delta \pm kv - \frac{\mu_B B}{\hbar} (m_e g_e - m_g g_g) \quad (2.42)$$

où les signes $\pm$ se rapportent à l'absorption du photon d'une onde se propageant vers $\pm z$, donc polarisée $\sigma^{\pm}$. Ainsi, le désaccord effectif est entièrement défini par le sous-niveau de l'état fondamental et le type de transition ($\Delta m = \pm 1$):

$$\delta_{\pm}(m_g) = \delta \pm kv + \frac{\mu_B B g_g}{\hbar} \left[m_g \left(1 - \frac{g_e}{g_g} \right) \mp \frac{g_e}{g_g} \right] \quad (2.43)$$

Le coefficient de saturation lié à l'absorption d'un photon polarisé $\sigma^{\pm}$ dépend également de m_g :

$$s_{\pm}(m_g) = \frac{\Omega^2/2}{(\delta_{\mp}(m_g))^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.44)$$

La détermination des cohérences optiques stationnaires, en tenant compte des équations (2.43) et (2.44), permet d'écrire la force magnéto-optique de l'équation (2.41) sous la forme suivante (cf. annexe B):

$$\begin{aligned} F(v) = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\Pi_1 \left(s_+(1) - \frac{s_-(-1)}{6} \right) + \Pi_0 \left(\frac{s_+(0) - s_-(-1)}{2} \right) \right. \\ \left. + \Pi_{-1} \left(\frac{s_+(-1)}{6} - s_-(-1) \right) + \frac{1}{6} C_r (s_+(-1) - s_+(1)) \right. \\ \left. - \frac{1}{3} C_i \left(s_+(-1) \frac{\delta_-(-1)}{\Gamma} + s_-(1) \frac{\delta_-(1)}{\Gamma} \right) \right] \quad (2.45) \end{aligned}$$

On rappelle que $\Pi_i = \sigma(g_i, g_i)$ et $C_r + iC_i = \tilde{\sigma}(g_1, g_{-1})$ sont les populations et cohérences Zeeman $\Delta m = 2$ de l'état fondamental. La détermination des valeurs stationnaires de ces grandeurs à partir des équations de Bloch optiques nécessite la considération de la précession de Larmor. Comme nous le montrons dans l'annexe B, le champ magnétique modifie l'évolution des

cohérences Zeeman de l'état fondamental et de l'état excité. Il introduit une contribution $\mu_B g_g B/\hbar$ (ou $\mu_B g_e B/\hbar$) qui s'ajoute à celle des vitesses. On retrouve ici la similitude entre les déplacements Zeeman et Doppler.

Dans les équations d'évolution des cohérences optiques et des populations, nous avons tenu compte des désaccords effectifs et des paramètres de saturation (cf. équations (2.43) et (2.44)) associés à chaque transition. Dans l'annexe B, nous donnons les détails de la dérivation du système de 5 équations à 5 inconnues qui donne les populations et les cohérences stationnaires de l'état fondamental.

Nous avons représenté dans la figure 2.6 la force magnéto-optique en fonction de la vitesse pour différentes valeurs du champ magnétique. Nous avons distingué deux cas: celui d'un atome fictif pour lequel $g_e = g_g$ et celui de l'atome de Cs pour lequel $g_g = 0.25$ et $g_e = 0.4$ ⁵. Cette figure met en évidence une caractéristique intéressante de l'effet d'un champ magnétique. Dans le cas où $g_e = g_g$, le champ magnétique déplace la courbe $F(v)$ sans la modifier. Ainsi la vitesse pour laquelle la force s'annule (v_d) augmente avec le champ magnétique.

Par contre, dans le cas où $g_e \neq g_g$, on constate que lorsque le champ magnétique augmente, la vitesse de dérive ne correspond plus au centre du domaine sub-Doppler. Elle finit même par en sortir. On trouve ainsi pour des champs magnétiques de l'ordre de $B \sim 6$ G, une paire de vitesse de dérive⁶: la plus petite correspond à un régime sub-Doppler et l'autre à un régime Doppler. Comme Walhout *et al.* [WDRP92] l'ont montré en résolvant l'équation de Fokker-Planck, on obtient une distribution de vitesses des atomes à deux pics: l'une étroite (régime sub-Doppler), l'autre plus large (régime Doppler). A notre connaissance, ce double pic n'a pas encore clairement été observé expérimentalement. De plus, pour de grandes valeurs du champ magnétique (ici, $B > 6$ G), on ne trouve plus qu'une seule vitesse de dérive Doppler.

Nous avons représenté dans la figure 2.7, la vitesse de dérive en fonction du champ magnétique pour des paramètres de refroidissement proches des paramètres expérimentaux. Cette figure montre clairement l'existence d'un domaine de champ magnétique (ici, $B < 5.5$ G) où la mélasse reste sub-Doppler (grand coefficient de friction) et où la vitesse de dérive suit la loi linéaire donnée par l'expression (2.38). Cette figure montre également un domaine de champ magnétique, $I_D = [5.5, 10$ G], correspondant à la coexis-

⁵il s'agit, en fait, également d'un atome fictif de Cs puisque l'on considère une transition $|F\rangle = 1 \rightarrow |F'\rangle = 2$ et on utilise les constantes de Landé de la transition $|F\rangle = 4 \rightarrow |F'\rangle = 5$ qui intervient dans le processus de ralentissement des atomes de césium.

⁶La force s'annule pour 3 valeurs de la vitesse mais seules deux de ces vitesses sont stables

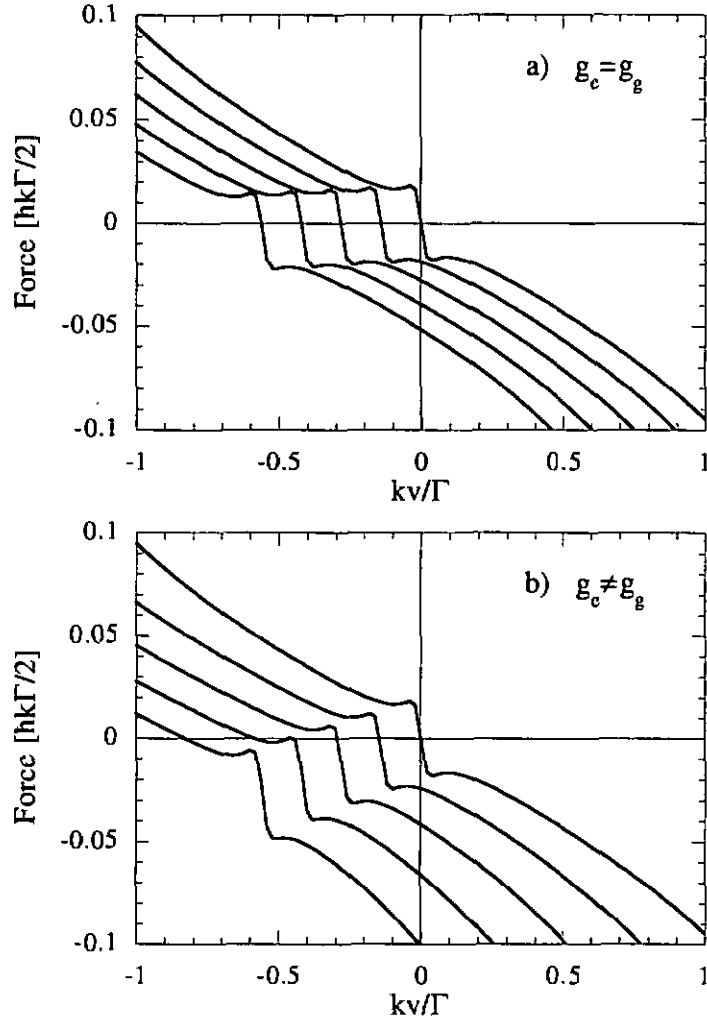


Figure 2.6: Force de refroidissement en fonction de la vitesse des atomes, dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, pour différentes valeurs du champ magnétique ($B = 0, 2, 4, 6, 8$ G) dans deux cas différents: a) correspond à des facteurs de Landé égaux dans les états fondamental et excité ($g_e = g_g$) et b) au cas $g_e \neq g_g$. Le désaccord vaut $\delta = -3\Gamma$ et l'intensité $I = I_s$.

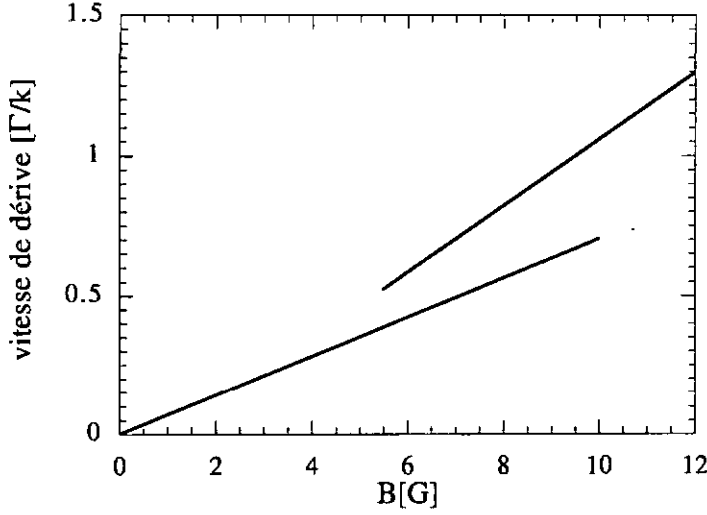


Figure 2.7: Vitesse de dérive en fonction d'un champ magnétique B , dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Le désaccord vaut $\delta = -5\Gamma$ et l'intensité $I = I_s$.

tence de deux vitesses de dérive. Puis, pour de plus grandes valeurs de champ magnétique ($B > 10$ G), on retrouve une seule vitesse de dérive Doppler.

Les calculs numériques montrent que lorsque le coefficient de saturation augmente, le domaine de champ magnétique de double vitesse de dérive se réduit et il se rapproche des petites valeurs de champ magnétique (à $I = I_s$, $I_D = [5.4, 6.4$ G] pour $\delta = -3\Gamma$ et $I_D = [5.0, 5.3$ G] pour $\delta = -2\Gamma$). Cela traduit le fait que le régime sub-Doppler est d'autant plus résistant au champ magnétique que son domaine de capture en vitesse est grand, c'est-à-dire, que le coefficient de saturation est petit.

On constate également que les pentes de vitesse de dérive par rapport au champ magnétique dépendent très peu du désaccord du champ laser. Ils indiquent également que la relation (2.38) reste valable sur tout le domaine sub-Doppler. Le fait que les facteurs de Landé des niveaux fondamentaux et excités soient différents ne modifie pas le facteur de proportionnalité entre v_d et B sur ce domaine.

Les calculs numériques vérifient un résultat obtenu par Walhout *et al.* [WDRP92]: dans le régime Doppler, la vitesse de dérive est donnée à grands désaccords ($\delta \gg \mu_B B/\hbar$) par une relation proche de l'équation suivante:

$$v_d = -\frac{g_e \mu_B B}{\hbar k} \quad (2.46)$$

Remarque:

- Le calcul numérique montre que le fait que la vitesse de dérive dans le régime Doppler (respectivement sub-Doppler) ne dépende que du

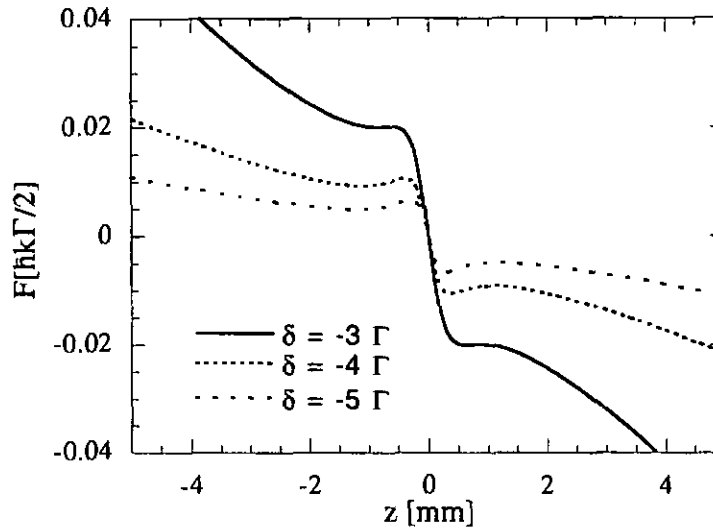


Figure 2.8: Cette figure représente la force de refroidissement en fonction de la position des atomes de vitesse nulle, dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, pour différentes valeurs du désaccord δ du laser. Le gradient magnétique vaut $b = 10$ G/cm et l'intensité $I = I_s$.

facteur de Landé de l'état excité (resp. fondamental) est vrai essentiellement à grand désaccord ($\delta \gg \mu_B B/\hbar$) (resp. à faibles intensités ($\Omega \ll \Gamma$)).

2.3.4 Force de rappel dans une trappe magnéto-optique

Le calcul de l'effet du champ magnétique sur le refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$ permet de déterminer la force de rappel exercée sur un atome dans une trappe magnéto-optique. Il suffit pour cela de poser $B = bz$ et de calculer la force magnéto-optique pour, par exemple, des atomes de vitesse nulle.

Comme nous le montre la figure 2.8, la force de rappel n'est une fonction linéaire de la position z que pour de petites valeurs de z ($z < 1$ mm, pour nos paramètres usuels de refroidissement). En fait, ce n'est qu'à l'intérieur de ce domaine que la constante de rappel a la valeur décrite dans le chapitre 1 ($\kappa = \mu_g \alpha$ où α est donnée par l'équation (1.40) cf. p.19). Comme le montre la figure 2.9, la constante de rappel est grande près du centre. Au-delà, elle devient très vite Doppler. La force de rappel due au gradient magnétique peut être interprétée comme une vitesse de dérive dépendant de la position. De ce fait, en tenant compte des résultats de la partie précédente, un fort confinement de la partie centrale de la trappe trouve son origine dans l'influence du champ magnétique sur le pompage optique des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental; alors que le confinement faible (de type Doppler) est dû au déplacement Zeeman des transitions vers l'état excité. Comme supputé

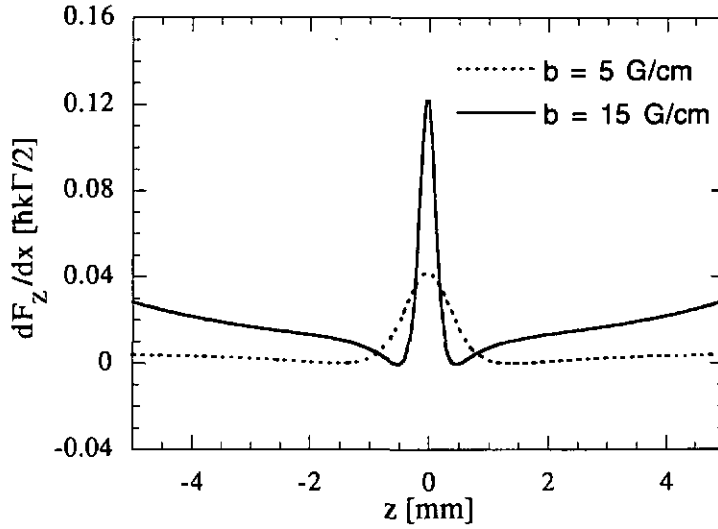


Figure 2.9: Cette figure représente la constante de rappel en fonction de la position des atomes de vitesse nulle, dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, pour différentes valeurs du gradient magnétique. Le désaccord vaut $\delta = -3\Gamma$ et l'intensité $I = I_s$.

par Townsend *et al.* [TCE⁺95], on prévoit dans un nuage d'atomes piégés, l'existence d'une zone centrale de forte densité, entourée par une région moins dense et de volume plus grand. Une trappe magnéto-optique avec un grand nombre d'atomes abriterait donc deux régimes différents de piégeage. L'un, sub-Doppler concerne les premiers atomes piégés: il est localisé près du centre; l'autre Doppler concerne la plupart des atomes qui se trouve à la périphérie du nuage.

2.3.5 Effet d'un champ transverse

Considérons maintenant un champ magnétique $\underline{B} = B\underline{e}_z$ perpendiculaire à la direction de propagation ($0z$) des faisceaux laser. Le couplage $\mathbf{V}_B$ entre l'atome et le champ magnétique peut être exprimé dans la base des états propres de $\mathbf{J}_z$, comme suit:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{V}_B &= \frac{g_g \mu_B B}{\hbar} \mathbf{J}_x \\
 &= \frac{g_g \mu_B B}{\sqrt{2}} \{ |g_0\rangle\langle g_1| + |g_1\rangle\langle g_0| \\
 &\quad + |g_0\rangle\langle g_{-1}| + |g_{-1}\rangle\langle g_0| \}
 \end{aligned} \tag{2.47}$$

La forme de ce couplage ne permet plus d'utiliser la procédure décrite par Dalibard *et al.* [DCT89] pour déterminer la force de ralentissement en présence

d'un champ transverse. En effet, l'expression (2.47) induit des couplages entre les cohérences optiques correspondant à différentes transitions.

La méthode à utiliser ici est décrite par le groupe de Metcalf dans les références [NvdSS91, vdSSS+93]. Elle consiste à déterminer la matrice densité, en développant ces composantes en série de Fourier comme dans la méthode des fractions continues décrite dans l'annexe C. On obtient alors un système d'équations linéaires couplées dont les inconnues sont les coefficients de Fourier et que l'on résout numériquement. Le développement complet de ce calcul sort du cadre de cet exposé. Nous nous contentons ici de donner et d'interpréter les résultats des calculs numériques de Nienhuis *et al.* [NvdSS91]. Leur description s'effectue en terme de résonance à deux photons, sélective en vitesse (*Velocity Selective Resonance* (VSR)). Dans le ralentissement sub-Doppler, ils attribuent le transfert de quantité de mouvement à une transition à deux photons entre deux sous-niveaux de l'état fondamental. La différence d'énergie entre ces deux sous-niveaux correspond à la différence entre les fréquences déplacées par effet Doppler des deux faisceaux laser: $(\underline{k}_1 - \underline{k}_2) \cdot \underline{v}$.

En présence d'un champ magnétique transverse, si on choisit l'axe de quantification selon la direction du champ magnétique, chaque faisceau peut induire des transitions σ^+ , σ^- et π . On peut montrer que dans ce cas, on peut induire des processus stimulés à deux photons de $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$ entre deux niveaux de l'état fondamental. En tenant compte des déplacements Zeeman, la condition de résonance sélective en vitesse s'écrit dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$: $2kv = \Delta m \omega_x$ où $\omega_x = g_g \mu_B B / \hbar$ est la fréquence de Larmor dans l'état fondamental. En présence d'un champ magnétique transverse B_x , les atomes sont ralentis selon l'axe Oz vers les vitesses:

$$v_r = n g_g \mu_B B / 2 \hbar k, \quad \text{avec } n = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (2.48)$$

Il s'ensuit, en principe, une distribution de vitesse à cinq pics. A notre connaissance une telle distribution n'a pas encore été observée expérimentalement.

Remarque:

- Dans le cas d'une transition $F = 4 \rightarrow 5'$, on prévoit également cinq vitesses résonantes correspondant à des processus stimulés à deux photons de $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre et dans l'annexe B, nous avons présenté une approche semi-classique basée sur les calculs de Dalibard *et al.* [DCT89] qui permet d'étudier les effets d'un déséquilibre d'intensité w ou d'un champ magnétique longitudinal B sur le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette étude trouve son originalité dans le fait que l'on ait traité de manière similaire l'effet d'un déséquilibre d'intensité et celui d'un champ magnétique sur le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$. Elle a montré que la vitesse de dérive des atomes ne dépend pas de manière simplement linéaire de w et de B . Lorsque le déséquilibre w ou le champ magnétique augmentent, les atomes de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ passent d'un régime sub-Doppler pur, à un régime mixte correspondant à une distribution de vitesse avec deux pics, l'un sub-Doppler et l'autre Doppler. Puis, pour de grandes valeurs de w et de B , le régime devient purement Doppler. Par ailleurs, le calcul de la vitesse de dérive a mis en évidence la grande insensibilité de la mélasse sub-Doppler à un déséquilibre d'intensité. Nous avons également montré que dans un piège magnéto-optique, la force de rappel possède deux régimes différents: près du centre, la constante de rappel a une valeur sub-Doppler, et dans les périphéries du piège elle est beaucoup plus faible et s'approche de celle prévue par la théorie Doppler.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous donnons une description du montage expérimental que nous avons utilisé. Comme nombre d'éléments et techniques de notre expérience sont communément utilisés dans le domaine des atomes froids et ont été, de ce fait, abondamment décrits dans la littérature, nous ne donnons ici que les caractéristiques qui sont propres à notre montage. Nous présentons, ici, une vue d'ensemble du système optique, puis nous décrivons les structures permettant d'obtenir les gradients magnétiques et les autres éléments indispensables à la réalisation d'une trappe magnéto-optique. Ensuite, nous présentons les différentes techniques de détection que nous avons utilisées.

3.2 Le système optique

3.2.1 Les lasers

Nous travaillons sur la transition $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$ du césium qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 852.115$ nm. A cette longueur d'onde, il existe plusieurs types de lasers: laser à colorant, laser titane-saphir et diodes laser. Même si les diodes laser offrent une puissance lumineuse moins importante que les deux premiers types de laser, elles présentent nombre d'avantages qui font qu'elles sont les plus adaptées au domaine des atomes froids. En plus du fait qu'elles soient moins onéreuses que les autres sources optiques, les diodes laser présentent une grande souplesse d'utilisation (grande accordabilité en fréquence, petite dimension, simplicité du fonctionnement). En outre, il est maintenant possible de trouver des diodes avec suffisamment

de puissance (~ 150 mW) pour réaliser une trappe. Dans notre expérience, nous avons utilisé trois types de diodes laser:

- les diodes à simple puit quantique. Il s'agit de diode SDL (Spectra Diode Lab.) de forte puissance (typiquement 100 mW).
- les diodes à double-puits quantiques (DQW-SCH: *Double Quantum Well -Separate Confinement Hetero-structure*). Il s'agit de diodes STC qui sont monomodes et de forte puissance (typiquement 50 mW pour un courant de 100 mA).
- les diodes DBR (*Distributed Bragg Reflector*). Il s'agit de diodes qui fonctionnent sur le même principe qu'une diode à cavité étendue [dL88] mais dans leur cas tout est optiquement intégré. Elles sont manufacturées par Yokogawa (OMTEC) d'une part et Spectra Diode Lab. (SDL) d'autre part. La diode OMTEC est de faible puissance (typiquement 5-10 mW) alors que la diode SDL présente une puissance de ~ 50 mW.

Pour un bon fonctionnement du piège, on a besoin d'une lumière laser de largeur spectrale négligeable devant la largeur naturelle du niveau excité du Cs ($\Gamma = 5.3$ MHz). L'inconvénient des diodes laser traditionnelles est que leur raie d'émission possède une largeur spectrale élevée. Nous avons mesuré le spectre de bruit de différentes diodes laser entre 0 et 100 kHz et déduit de ces mesures leur largeur spectrale [Lau89]. Les résultats de cette étude sont présentés dans l'annexe F. A part les diodes de types DBR – pour la diode OMTEC par exemple, la largeur spectrale calculée à partir du bruit de phase vaut $\Delta\nu = 4$ MHz ¹ – les diodes traditionnelles possèdent une largeur spectrale en fonctionnement libre d'environ 20 MHz, ce qui est trop important pour nos expériences.

Il existe différentes techniques pour affiner spectralement ces sources laser [WH91]. Nous présentons dans la partie suivante celles que nous avons utilisées dans notre expérience.

3.2.2 Méthode d'affinement de la largeur spectrale

La cavité étendue

Une des techniques communément utilisées pour réduire la largeur spectrale d'une diode laser consiste à utiliser la contre-réaction optique d'un réseau

¹Le groupe C. Salomon de l'Ecole Normale Supérieure de Paris a mesuré la largeur spectrale d'une diode OMTEC par battement avec une diode à cavité externe et ils ont trouvé une largeur de 4 MHz [Lou93]

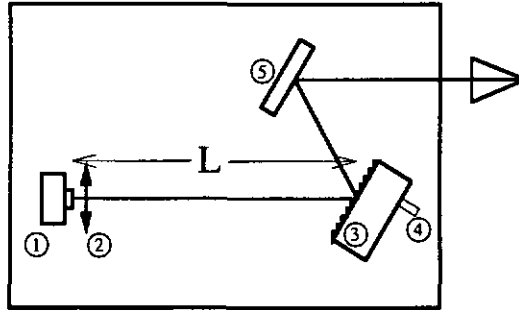


Figure 3.1: Schéma d'un laser à cavité étendue en configuration Littrow. 1: laser, 2: collimateur, 3: réseau holographique, 4: éléments piézo-électrique 5: miroir de sortie

[dL88]. Il existe plusieurs schémas possibles de cavité externe [dL88, Lau89]. Nous avons utilisé la configuration de Littrow [Hec87]. Nous présentons dans la figure 3.1, le schéma de la cavité étendue utilisée. Dans celle-ci, on utilise une diode laser (STC de type LT50A-034) dont la fenêtre de sortie a été traitée anti-reflet à $\lambda = 852 \text{ nm}$ ². L'onde laser produite est collimatée à l'aide d'une lentille asphérique de distance focale $f = 4.5 \text{ mm}$ (Optima Precision Inc) placée à la sortie de la diode. Cette lentille, dont le positionnement est ajusté avec précision, est tenue dans un support solidaire de l'ensemble du montage.

Le faisceau collimaté est réfléchi par un réseau holographique composé de 1200 lignes/mm (Jobin Yvon). L'ordre 0, qui est la partie du faisceau réfléchi ($\sim 25-30\%$) quitte la cavité et est utilisé pour l'expérience. L'ordre 1 est rétro-réfléchi vers la diode. Le réseau est monté sur un support dont la position est ajustée à l'aide d'un élément piézo-électrique (Physik Intruments P-819.10) qui permet de balayer la longueur de la cavité de plusieurs fois la longueur d'onde λ . L'orientation du support peut être également réglée à l'aide de vis micrométriques. Ceci permet d'ajuster très précisément la position angulaire du réseau afin de rétro-réfléchir parfaitement l'ordre 1 vers la diode. Une parfaite auto-injection est obtenue lorsque le courant de seuil de la diode baisse de manière significative³.

Pour éviter que les fluctuations de la température externe n'entraînent des modifications de la longueur L de la cavité, et donc des fluctuations de la fréquence, tout le montage est placé à l'intérieur d'une boîte. Il est stabilisé en température ($T \sim 40^\circ \text{ C}$) à l'aide de rubans chauffants placés sous le socle principal.

Tout ce montage permet d'obtenir un faisceau laser de puissance envi-

²Cette déposition a été effectuée par le groupe du Dr Besse de l'institut d'électronique quantique de l'ETH à Zurich.

³Pour la diode STC, on observe une baisse de courant de seuil de environ 5 mA.

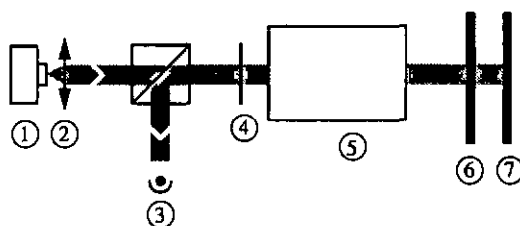


Figure 3.2: Schéma d'un montage d'absorption saturée. On distingue les éléments suivants: 1: laser, 2: collimateur, 3: photodétecteur, 4: lame quart d'onde, 5: cellule à vapeur de césium, 6: filtre gris, 7: miroir

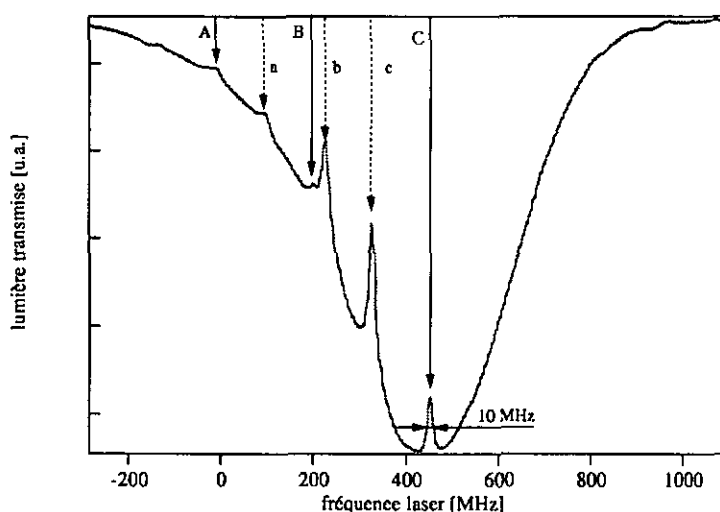


Figure 3.3: Spectre d'absorption saturée $|F = 4 \rightarrow |F' >$ d'une vapeur de césium. Les flèches en trait plein représentent les transitions et les flèches en pointillé les croisements de niveaux.

ron 20 mW, dont la largeur spectrale, mesurée par plusieurs groupes [dL88, Lau89], est de l'ordre de 50 kHz et balayable en fréquence sur plus d'un profil Doppler (> 2 GHz).

Asservissement électronique sur la raie $F = 4 \rightarrow 5$ du spectre d'absorption saturée

Pour stabiliser la fréquence du laser à cavité étendue sur la transition $F = 4 \rightarrow 5$ du césium, on utilise une cellule de vapeur de césium dans un montage d'absorption saturée [Shi73]. Nous présentons dans la figure 3.2 le schéma de ce montage et dans la figure 3.3 le spectre d'absorption correspondant. Nous verrouillons la fréquence du laser sur la raie $F = 4 \rightarrow 5'$ en utilisant un asservissement électronique basé sur la détection synchrone [Dud96] dont nous donnons le schéma du principe de fonctionnement dans la figure 3.4.

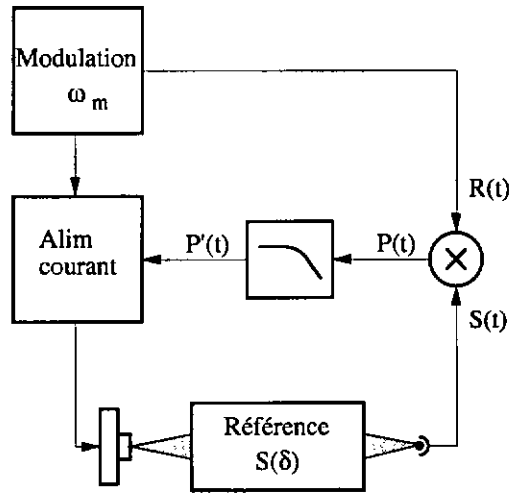


Figure 3.4: Schéma de principe de l'asservissement électronique des diodes laser sur une transition de l'atome de césium

Dans notre réalisation pratique, cette méthode consiste en les points suivants:

- Modulation du courant de la diode à la fréquence $\nu_m = 50$ kHz avec une amplitude de modulation en fréquence d'environ 5 MHz;
- Détection du signal d'absorption saturée par photodiode (Hamamatsu);
- Amplification et filtrage du signal à la sortie de la photodiode à l'aide de deux filtres passe-bande placés en série;
- Détection de la composante à la fréquence ν_m du signal amplifié de la photodiode par détection synchrone à la fréquence ν_m : on obtient le signal d'erreur qui est la dérivée du pic correspondant à la transition $F = 4 \rightarrow 5'$; ce signal d'erreur s'annule au sommet de ce pic;
- Passage du signal d'erreur par deux sorties parallèles; l'une comprend un intégrateur et l'autre un filtre passe-bas de fréquence de coupure $\nu_c = 1.6$ kHz. Cette dernière sortie est utilisée pour corriger le courant de la diode. Pour les lasers à cavité étendue, la sortie de l'intégrateur est utilisée pour corriger les dérives lentes (essentiellement thermiques) en appliquant une tension de correction à l'élément piézo-électrique.

Injection des lasers de puissance

Pour disposer d'une puissance suffisante pour obtenir un piège efficace, nous avons utilisé la lumière du laser à cavité étendue pour asservir par injection

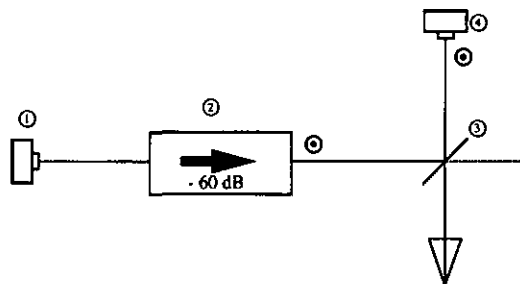


Figure 3.5: Schéma d'un montage d'injection. On distingue les éléments suivants : 1: laser maître, 2: isolateur optique, 3: lame séparatrice, 4: laser esclave.

[Sie86] une diode de puissance. Dans cette technique, la diode dite *esclave* reproduit les propriétés spectrales de la diode dite *maître*. La diode *esclave* est d'autant mieux asservie que le faisceau de la diode injectante et celui de la diode injectée ont au niveau de la zone active du laser *esclave* les mêmes polarisations, divergences et tailles. Nous avons représenté dans la figure 3.5 le montage utilisé pour obtenir l'injection. Dans ce montage, nous avons utilisé la réflexion ($\sim 10\%$) d'une lame séparatrice pour envoyer la lumière du laser *maître* vers le laser *esclave*. Nous estimons que la puissance injectée est de l'ordre de $100 \mu\text{W}$. Avec une telle puissance nous avons obtenu l'injection de la diode sur la plage de fréquence d'environ 1 GHz.

3.2.3 Le montage optique

Dans cette partie, nous donnons les principales caractéristiques du montage optique utilisé pour obtenir la trappe magnéto-optique. Nous avons utilisé trois diodes laser différentes, de longueur d'onde correspondante à la raie D_2 du césium. Dans la figure 3.6, nous donnons le schéma simplifié du montage optique.

Le laser maître

Le laser maître est un laser à cavité étendue, asservi électroniquement (cf. partie 3.2.2) avec un décalage en fréquence. Celui-ci est créé par le modulateur acousto-optique (AOM1) (Crystal Technology 3080-122) qui est utilisé en double-passe. La radiofréquence injectée dans le modulateur vaut typiquement: $\nu_{\text{RF}} = 70 - 80 \text{ MHz}$. L'efficacité de la transmission du modulateur est de l'ordre de 50% en double passage. Pour l'asservissement décalé, nous utilisons une cellule de vapeur de césium placée dans un montage d'absorption saturée (cf. partie 3.2.2). Ceci permet d'utiliser la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ comme référence de fréquence.

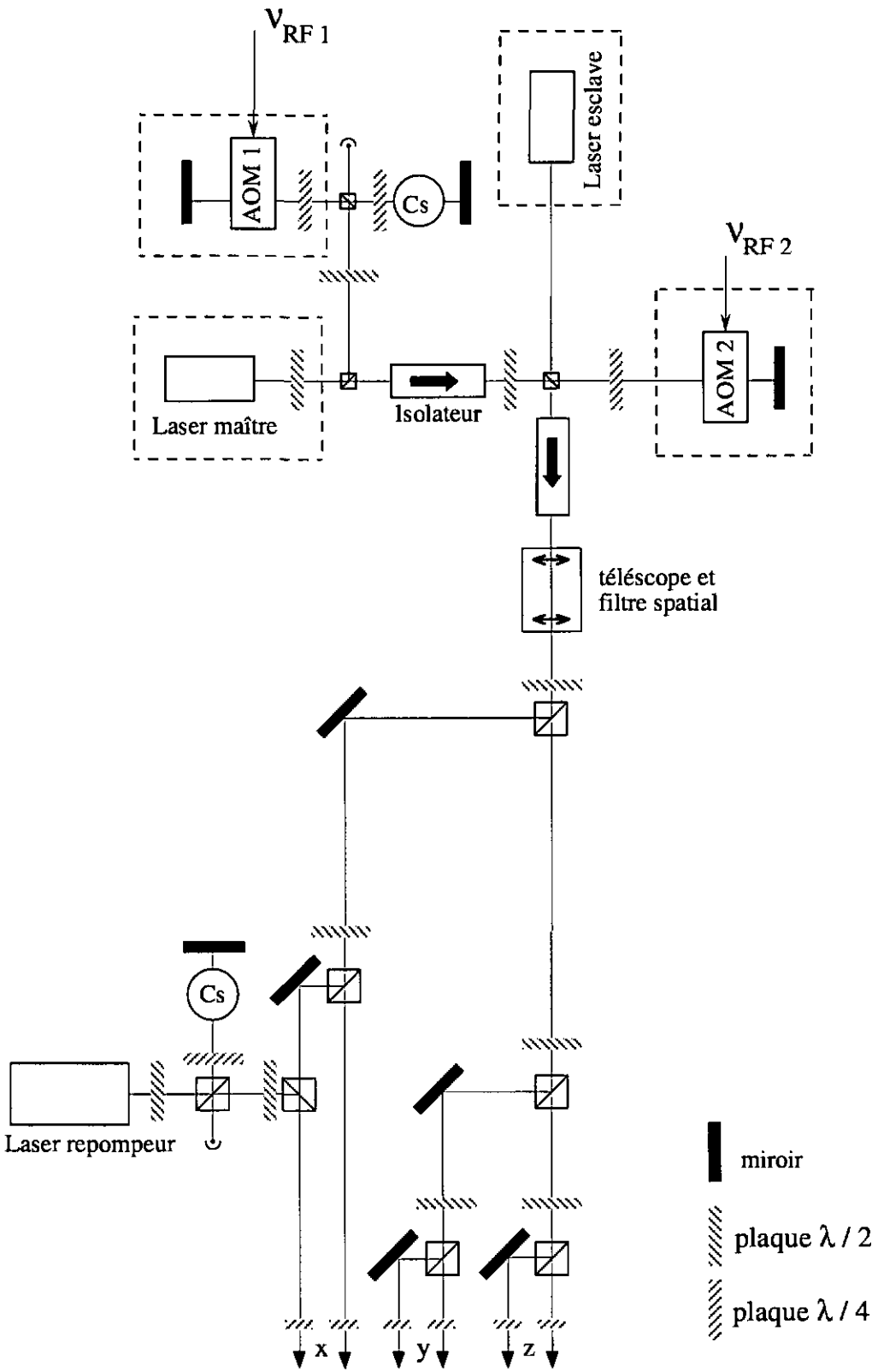


Figure 3.6: Schéma du montage optique du piège magnéto-optique.

Le faisceau qui sort du laser maître a une fréquence de $\nu_M = \nu_{45'} - 2\nu_{RF1}$. Ce faisceau passe à travers un isolateur optique -60 dB (Isowave I-80-U-4) pour atténuer l'effet du feedback. Il est ensuite de nouveau décalé en fréquence, à l'aide d'un second modulateur acousto-optique (AOM2) utilisé également en double passage ($\delta\nu = 2\nu_{RF2}$), pour l'injection d'un second laser (laser *esclave*). La lumière envoyée vers le laser *esclave* ($\sim 100 \mu\text{W}$) a la fréquence $\nu_E = \nu_{45'} - 2(\nu_{RF1} - \nu_{RF2})$. En changeant la différence entre les deux radiofréquences, on ajuste le désaccord entre les faisceaux de refroidissement et la résonance atomique.

Le laser esclave

Il s'agit d'une diode laser (modèle SDL-5422) de puissance nominale 150 mW, utilisée pour générer les faisceaux de refroidissement. Une fois asservie en fréquence par injection, la diode fournit 70-80 mW de puissance totale qui peuvent directement être utilisés pour le refroidissement ⁴. La lumière issue de la diode passe à travers un prisme anamorphique (Melles-Griot 06 GPA 004) pour rendre circulaire la section elliptique du faisceau. Après un passage à travers un isolateur optique -60 dB (Isowave I-80-U-4), le faisceau passe par un ensemble télescope ($f_1 : f_2 = 20 \text{ mm} : 120 \text{ mm}$)- filtre spatial (*pinhole* de $25 \mu\text{m}$). Son diamètre est alors agrandi ($\times 6$) et il est partiellement nettoyé de ses irrégularités.

Comme le montre la figure 3.7, le profil spatial des faisceaux après le filtre spatial est très près d'une gaussienne. Cependant, on note un certain nombre d'accidents sur la courbe qui proviennent, d'une part, de la forme des faisceaux émis par la diode; d'autre part, de la qualité des surfaces optiques traversées à partir du filtre spatial. Les déviations relatives par rapport à une forme gaussienne sont de l'ordre de 10-15%. Le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux est alors typiquement $L_{e2} = 14 \text{ mm}$. Leur divergence est inférieure à 0.2 mrad. Alors que dans la première trappe le faisceau principal était divisé en trois faisceaux rétro-réfléchis selon les 3 directions Ox , Oy , Oz de l'espace, dans la seconde réalisation, il est divisé en six faisceaux indépendants.

Avant d'entrer dans la cloche à vide, ces faisceaux passent à travers des lames quart d'onde pour obtenir la polarisation circulaire requise pour le piège magnéto-optique. Après les passages de prismes anamorphiques de l'isolateur, du filtre spatial et des différents éléments optiques, la puissance totale disponible à l'entrée de la cloche est de l'ordre de 40 mW, à partager entre 6 faisceaux.

⁴L'avantage d'un tel système est que l'ensemble des manipulations en fréquence et la lumière soustraite pour l'asservissement, se font sur le laser maître.

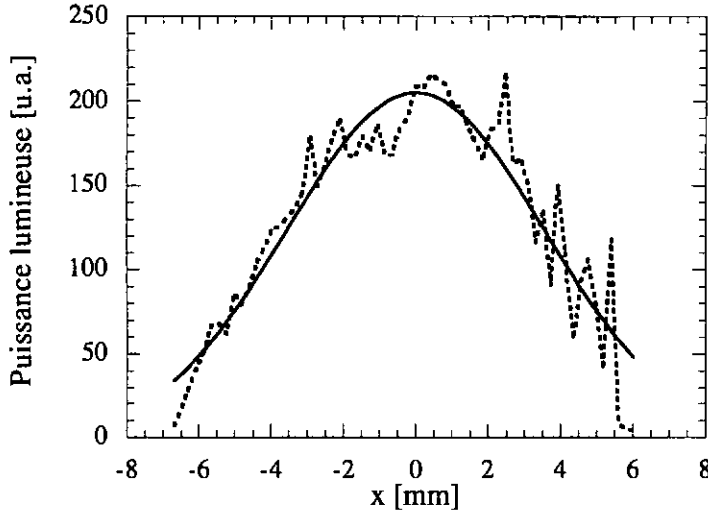


Figure 3.7: Profil spatial d'un faisceau selon une direction transversale. La courbe en pointillé représente les résultats expérimentaux et la courbe en trait plein est le résultat de l'ajustement des points expérimentaux par une fonction de type gaussien; le diamètre en $1/e^2$ du résultat de l'ajustement vaut: $L_{e^2} = 14$ mm.

Des miroirs placés à l'intérieur de la cloche permettent de libérer l'axe vertical des faisceaux lumineux: les faisceaux selon Oy et Oz sont remplacés par deux paires de faisceaux à $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale. Les six faisceaux indépendants ont été alignés pour, d'une part, passer par le point de champ magnétique nul et, d'autre part, être superposés deux à deux. La superposition des faisceaux a été réglée à mieux que 1.5 mrad. L'équilibrage en intensité des six faisceaux a été assuré à mieux que 5%.

Le laser repompeur

Comme le niveau hyperfin $F' = 4$ n'est séparé du niveau $F' = 5$ que par une énergie d'environ $50\hbar\Gamma$, il peut être faiblement excité par les lasers de refroidissement qui sont accordés sur la transition $F = 4 \rightarrow 5'$. De plus, un atome se trouvant dans le niveau $F' = 4$ a une chance sur deux de se désexciter vers le niveau $F = 3$ de l'état fondamental. Si cela se produit, l'atome n'est plus résonnant avec les faisceaux de refroidissement et n'est donc plus soumis à l'action du piège magnéto-optique. Pour le fonctionnement du piège, il est nécessaire d'utiliser un laser supplémentaire (le laser repompeur) accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Il permet de maintenir les atomes dans un état où le piégeage magnéto-optique fonctionne. Dans notre expérience, il s'agit d'une diode DBR (SDL 5702-H1) que l'on a asservie électroniquement sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ par absorption saturée.

Notons que cette diode est très sensible au feedback, c'est pourquoi nous

avons placé un isolateur -60 dB sur le parcours du faisceau. Celui-ci est ensuite mélangé avec l'un des faisceaux se propageant selon x . La seule condition sur la qualité du faisceau repompeur que nous ayons imposée est qu'il couvre toute la zone d'intersection entre les faisceaux de refroidissement (de diamètre en $1/e^2$ $L_{e^2} = 14$ mm).

3.3 Le gradient de champ magnétique

Nous avons utilisé deux montages différents pour créer le gradient de champ magnétique qui permet le piégeage magnéto-optique. Nous les présentons ci-dessous, en notant que la plupart des résultats et observations expérimentales ont été obtenus avec le second montage.

3.3.1 Montage de type anti-Helmholtz

Dans la première réalisation de la trappe, le champ magnétique était créé par deux bobines coaxiales d'axe Oz , de rayon a et distance de $2d$. Ces bobines sont parcourues par le même courant I mais en sens inverse. Cette configuration qui est présentée dans la figure 3.8 est celle qui est usuellement utilisée dans les pièges magnéto-optiques [RPC⁺87]. La composante z du champ magnétique s'écrit facilement pour les points de l'axe Oz :

$$B_z(0, 0, z) = \frac{\mu_0 I a^2}{2} \left\{ \left[a^2 + (z + d)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} - \left[a^2 + (z - d)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \right\} \quad (3.1)$$

On montre facilement qu'au voisinage du centre, le champ magnétique est donné par :

$$\underline{B} = b \left(z \underline{e}_z - \frac{1}{2} x \underline{e}_x - \frac{1}{2} y \underline{e}_y \right) \quad (3.2)$$

où b est le gradient à l'origine du champ magnétique dans la direction Oz . Il est donné par :

$$b = \frac{dB_z}{dz}(0, 0, 0) = -3\mu_0 I \frac{da^2}{(a^2 + d^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (3.3)$$

Nous voulons obtenir un gradient magnétique aussi constant que possible dans les trois directions. On montre que, par symétrie, cette condition est réalisée lorsque la dérivée seconde de la fonction $B_z(z) = B_z(0, 0, z)$ s'annule à l'origine. On montre facilement que cela correspond à la condition :

$$\sqrt{3}a = 2d \quad (3.4)$$

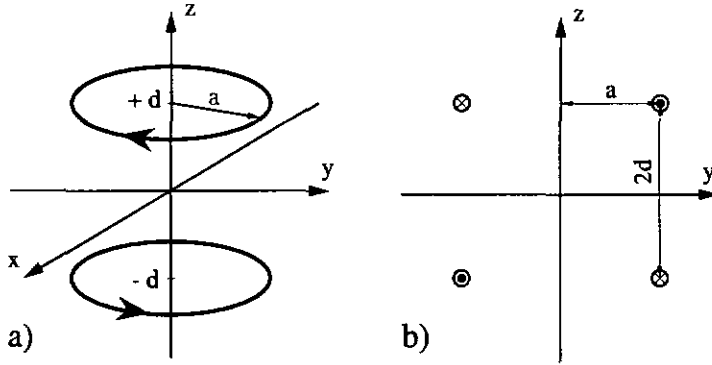


Figure 3.8: Schéma d'une configuration de bobines anti-Helmholtz correspondant au premier piège magnéto-optique. Dans cette réalisation, nous avons choisi $a = 25$ mm

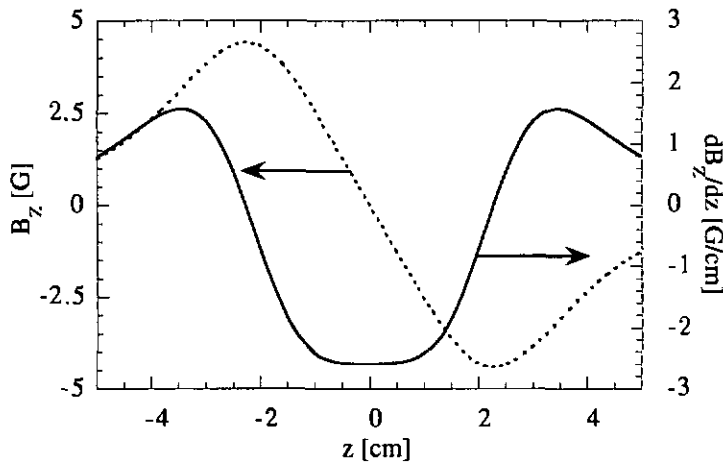


Figure 3.9: Champ magnétique (ligne pointillée) et son gradient (ligne pleine) dans la direction Oz en fonction de la position z . Les paramètres sont ceux de l'expérience: le rayon des spires vaut $a = 25$ mm, la distance entre les spires $2d = 43$ mm, et le courant $I = 20$ A.

Dans la réalisation expérimentale du gradient, nous avons respecté cette condition: le rayon des bobines est donnée par $a = 25$ mm et leur distance est de $2d = 43$ mm. Dans cette configuration, nous avons utilisé une source de courant qui fournit un courant maximum de $I = 20$ A. Ceci donne un gradient maximal dans la direction Oz de $b_z = 2.6$ G cm⁻¹. Notons que ce gradient magnétique est faible par rapport à ceux utilisés par les autres groupes (typiquement 10 G cm⁻¹). Nous avons représenté, dans la figure 3.9, la composante z , telle que l'on peut la calculer à partir de la relation (3.1). On constate que le gradient est constant sur une zone supérieure au diamètre en $1/e^2$ ($L_{e^2} = 14$ mm) des faisceaux utilisés.

3.3.2 Gradient anisotrope

La configuration anti-Helmholtz, décrite dans la section précédente, ne permet pas d'extraire les atomes de manière continue du piège, car les atomes sont confinés dans un puits de potentiel tridimensionnel. Pour résoudre ce problème, nous avons développé une structure magnétique quadrupolaire bidimensionnelle d'axe Oz , dans laquelle le champ magnétique est uniquement dans le plan Oxy . Cette structure, jointe à la mélasse 3-D $\sigma^+ - \sigma^-$ adéquate, permet d'obtenir une trappe magnéto-optique dans le plan Oxy et une mélasse optique 1-D dans la direction Oz . Notons que cette configuration a été tout d'abord introduite dans le domaine des atomes froids par Riis *et al.* [RWMC90] et Nellessen *et al.* [NWE90], dans le but de confiner transversalement un jet d'atomes.

Pour obtenir un gradient bidimensionnel de champ magnétique dans le plan Oxy , on utilise une structure quadrupolaire qui consiste en quatre conducteurs parallèles à l'axe Oz . Ils sont supposés de longueur infinie et disposés sur un carré de côté a et d'axe de symétrie Oz . La figure 3.10 donne une représentation de cette structure. Notons que la composante selon Oz du champ est nulle en tout point de l'espace. De plus, par symétrie, le champ magnétique est invariant par translation selon l'axe Oz . En supposant que les fils soient infinis, le champ magnétique s'écrit comme suit:

$$B_x(x, y) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left\{ \left[\frac{y + \frac{a}{2}}{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2} - \frac{y + \frac{a}{2}}{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2} \right] + \left[\frac{y - \frac{a}{2}}{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2} - \frac{y - \frac{a}{2}}{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2} \right] \right\} \quad (3.5)$$

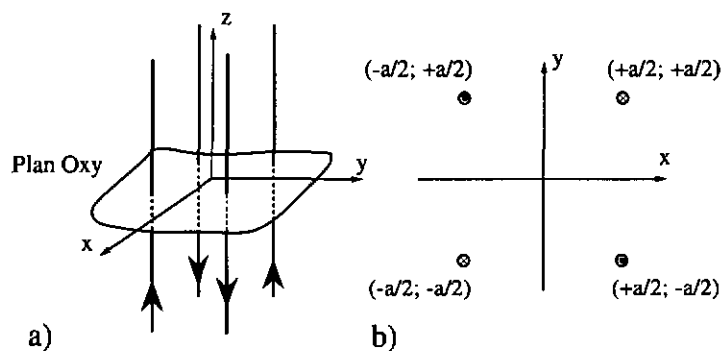


Figure 3.10: Représentation de la structure quadrupolaire qui permet d'obtenir le gradient magnétique 2-D. Celle-ci consiste en quatre fils supposés infinis et placés aux sommets d'un carré de côté a et centré à l'origine. Les courants de deux fils voisins sont de signes opposés.

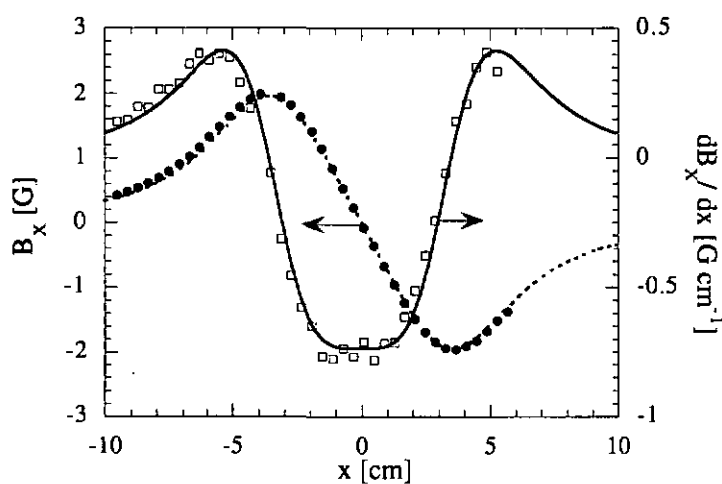


Figure 3.11: Champ magnétique et son gradient dans la direction Ox en fonction de la position x . Les lignes sont obtenues à partir des équations (3.5) et les points sont les résultats de mesures sur la structure quadrupolaire. Les paramètres du calcul et de l'expérience sont tels que: la distance entre les fils vaut $a = 66$ mm et le courant $I = 20$ A.

$$B_y(x, y) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left\{ \left[\frac{x + \frac{a}{2}}{\left(y - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2} - \frac{x + \frac{a}{2}}{\left(y + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2} \right] + \left[\frac{x - \frac{a}{2}}{\left(y + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2} - \frac{x - \frac{a}{2}}{\left(y - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2} \right] \right\} \quad (3.6)$$

A partir de ces expressions, on calcule les composantes dB_x/dx et dB_y/dy du gradient magnétique ⁵. Nous montrons, dans la figure 3.11, la composante x du champ (ligne en pointillé) et du gradient (ligne pleine) calculée à partir des relations (3.5) et (3.6). On constate comme pour la structure anti-Helmholtz que le gradient varie de moins de 1% sur un diamètre en $1/e^2$ ($L_e = 14$ mm) des faisceaux.

Dans la réalisation expérimentale de la structure quadrupolaire nous avons utilisé quatre fils disposés sur un carré de côté $a = 66$ mm, centré à l'origine et de longueur $l = 10$ cm. De plus, les fils verticaux sont parcourus par le même courant. Ceci implique l'emploi d'éléments conducteurs de liaison entre les fils. La forme de ces éléments a été choisie de telle sorte que les champs magnétiques créés par ces éléments s'annulent deux à deux. Pour estimer l'effet de la troncature des fils verticaux et celui des éléments de raccord, nous avons mesuré le champ magnétique le long de l'axe Ox et nous avons comparé dans la figure 3.11, ces mesures aux prévisions théoriques du cas idéal (cf. équation (3.5)). On constate que dans le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux, le champ magnétique et le gradient ne s'écartent pas à plus de 7% du cas idéal. Ce résultat est en accord avec le calcul théorique de l'effet de troncature des conducteurs qui prévoit pour des fils de longueur $l=10$ cm, une réduction du gradient de moins de 5% par rapport au cas des conducteurs infinis.

Nous avons ajouté à la structure quadrupolaire d'axe Oz , une seconde structure du même type d'axe Oy , indépendante de la première, et dont les conducteurs se trouvent sur un carré de côté $a = 72$ mm. La combinaison des deux structures permet d'obtenir un gradient magnétique 3-D semblable à celui produit par la configuration anti-Helmholtz. En effet, si les courants relatifs sont tels que leurs composantes du gradient selon Ox aient le même signe, on obtient un champ magnétique quadrupolaire 3-D d'axe Ox . Cette similarité entre la combinaison des deux structures et une configuration anti-Helmholtz d'axe Ox est illustrée par la figure 3.12.

Chacune des structures est alimentée par une source de courant fort pouvant fournir jusqu'à 250 A. Nous avons utilisé des conducteurs creux dans lesquels on fait circuler de l'eau de refroidissement. A cause de la différence

⁵la condition $\text{div} B = 0$ permet de prévoir que $dB_x/dx = -dB_y/dy$.

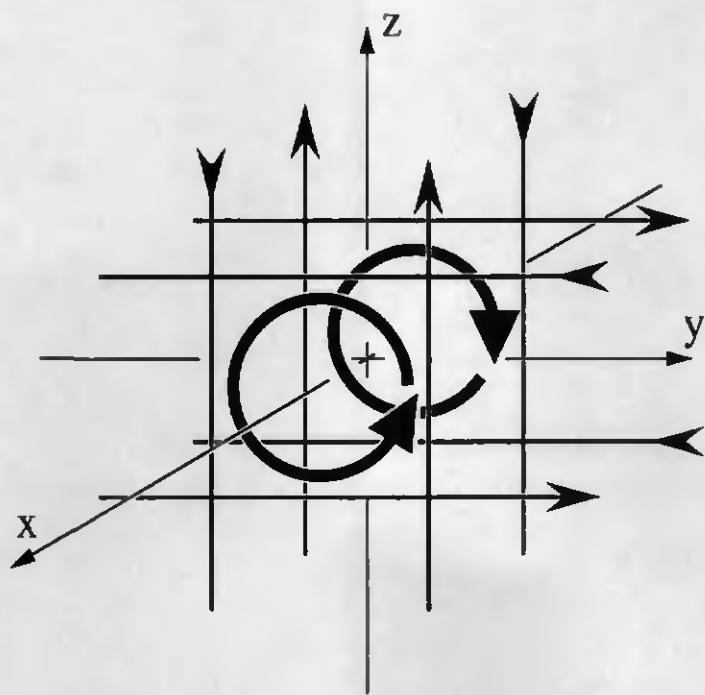


Figure 3.12: Schéma des deux structures quadrupolaires formant un gradient magnétique 3-D. Les cercles symbolisent les deux spires de la structure anti-Helmholtz correspondante.

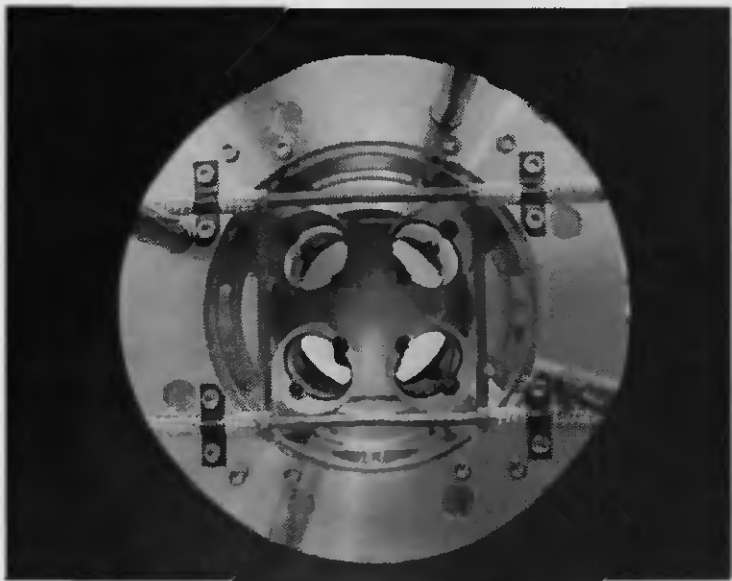


Figure 3.13: Photo du montage comprenant les deux structures quadrupolaires.

des côtés des carrés des deux structures (66 et 72 mm), le facteur de conversion courant-gradient magnétique est différent pour les deux structures. Il vaut 0.04 G cm^{-1} pour la structure d'axe Oz et 0.03 G cm^{-1} pour celle d'axe Oy . Les gradients magnétiques maximaux pour les structures d'axe Oz et d'axe Oy sont respectivement $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$ et $dB_x/dx = 7.5 \text{ G cm}^{-1}$. En combinant les deux structures, le gradient maximal du champ quadrupolaire 3-D vaut $dB_x/dx = 15 \text{ G cm}^{-1}$.

Nous montrons dans la figure 3.13 une photo du montage permettant d'obtenir le gradient magnétique.

Remarques:

- Nous avons vérifié que les axes de champ magnétique nul des deux structures étaient coplanaires à 0.5 mm près. Ce qui assure l'existence d'un point de champ magnétique nul lorsque les deux structures sont alimentées simultanément pour créer un champ quadrupolaire 3-D.
- En alimentant uniquement l'une des deux structures, on parvient à obtenir des champs magnétiques quadrupolaires 2-D d'axe Oz et Oy . On montre cependant que l'on ne peut pas, même en choisissant de manière adéquate les courants des deux structures, obtenir un champ magnétique quadrupolaire 2-D d'axe Ox .

3.4 Les autres éléments du piège

3.4.1 Le système à vide

La trappe magnéto-optique est localisée à l'intérieur d'une enceinte à vide en acier inox, de volume d'environ 100 l, construite par Balzers A. G. Le vide dans le volume est assuré simultanément par une pompe ionique (230 l/s) et par une pompe turbo-moléculaire (330 l/s). Il peut être décomposé en deux parties.

Dans la partie supérieure, se trouve le piège magnéto-optique. On y trouve quatre miroirs permettant d'obtenir les faisceaux faisant des angles de $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale (cf. figure 3.13) et les conducteurs permettant d'obtenir le gradient magnétique. A ce niveau, la cloche possède quatre hublots dont deux sont traités anti-reflet à $\lambda = 852 \text{ nm}$. Ceux-là permettent l'introduction des faisceaux dans la cloche avec des pertes inférieures à 1%. Les deux autres hublots sont utilisés pour observer le nuage d'atomes avec une caméra CCD et une photodiode.

Dans la partie inférieure de la cloche, on détecte les atomes qui ont été relâchés de la trappe magnéto-optique. On trouve à ce niveau trois autres hublots permettant l'entrée et la rétro-reflexion du faisceau de détection ainsi que la collection des photons de fluorescence grâce à une seconde photodiode. Entre les deux parties de la cloche, nous avons placé une cavité de Ramsey [Dud96]. La pression totale dans l'enceinte à vide est de l'ordre de 10^{-8} hPa. Cette pression est haute par rapport à celle qu'utilise les autres groupes [RPC⁺87]. Cependant, le grand volume et le dégazage des éléments organiques qui se trouvent dans l'enceinte (par exemple le capton) nous ont empêché de descendre à des pressions plus basses.

3.4.2 La source de césium

Le césium se trouve dans un doigt séparé de l'enceinte à vide par une vanne. La cellule en verre dans laquelle se trouve un gramme de Cs, est cassée après que l'on ait obtenu un bon vide ($\sim 10^{-8}$ hPa) dans l'enceinte.

La pression partielle de la vapeur de césium est contrôlée (et stabilisée) à l'aide d'un élément Peltier qui ajuste la température du doigt. En principe, pour obtenir une pression partielle de Cs de 10^{-8} hPa, il faut refroidir la source de Cs à environ -20 °C [Dud96]. Dans la pratique, nous avons eu à chauffer la source de césium jusqu'à des températures voisines de 80 °C. Ceci peut être expliqué par le fait que les parois en acier inox de l'enceinte à vide semblent être un getter pour les atomes de césium. Pour atteindre l'équilibre, il faut au préalable saturer les parois de l'enceinte de Cs pour baisser leur vitesse de pompage. Ce processus peut prendre plusieurs jours et il correspond à une grande consommation de Cs. Ensuite, une pression partielle de césium de l'ordre de 10^{-8} hPa peut être obtenue avec des températures de la source de Cs de l'ordre de 40 °C.

La mesure de la pression partielle de Cs dans la cloche s'effectue en mesurant l'absorption d'un faisceau laser accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ lorsque celui-ci traverse la cloche. Nous avons utilisé cette mesure de manière relative pour toujours travailler avec la pression partielle de Cs qui permet d'avoir le plus grand nombre d'atomes piégés.

3.4.3 Les champs magnétiques de compensation

Pour une trappe magnéto-optique isotrope, l'effet d'un champ magnétique parasite est de déplacer le point de champ magnétique nul (donc le centre du piège) vers des régions où l'intensité lumineuse est plus petite. Ceci réduit aussi l'efficacité de la capture. D'autre part, comme nous le verrons dans la partie 2.3, l'action d'un champ magnétique B sur une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$

est de communiquer aux atomes une vitesse de dérive proportionnelle à B . Cette dérive chasse les atomes de la zone d'intersection des faisceaux. Il est nécessaire de compenser tous les champs parasites (le champ magnétique terrestre, champs de la jauge Penning, écrous et vis magnétiques, etc...) au niveau du piège. Pour cela on utilise trois paires de bobines ⁶ créant des champs magnétiques statiques dans les trois directions de l'espace. Le bobinage crée un champ magnétique jusqu'à ± 1 G dans les directions Ox et Oy et de ± 2 G dans la direction Oz . L'échauffement des fils constitue l'élément limitant dans notre expérience.

Pour régler les champs de compensation dans une trappe magnéto-optique, nous avons utilisé l'image de la relâche des atomes piégés lorsque l'on coupe le gradient magnétique. Étant donné qu'un champ magnétique induit une dérive dans une direction préférentielle, on règle les compensations pour que la diffusion soit la plus uniforme possible.

Remarque:

- le déséquilibre d'intensité entre deux faisceaux opposés induit également une dérive des atomes de la mélasse (cf. chapitre 2). Cette dérive dépend du coefficient de saturation de la lumière. Ainsi, en réglant le champ de compensation pour que la diffusion soit isotrope pour tout désaccord, on s'assure que les champs magnétiques ne compensent pas des déséquilibres et que le champ magnétique statique est nul au centre de la mélasse. Notons que le champ magnétique statique B_z , créé par la bobine de compensation, est utilisé pour entraîner les atomes de la mélasse 3-D et de la trappe magnéto-optique anisotrope dans la direction Oz (cf. chapitre 6).

3.5 Les outils d'analyse du piège

3.5.1 Visualisation et détermination du nombre d'atomes

L'utilisation d'une caméra CCD, sensible à l'infrarouge, nous permet de visualiser en permanence la zone d'intersection des faisceaux et en particulier les atomes piégés. Pour effectuer des mesures quantitatives sur le nombre d'atomes, la caméra CCD est connectée à un ordinateur dans lequel l'image du piège est digitalisée pour le traitement. Nous avons calibré le système caméra CCD-traitement d'image en utilisant un puissance-mètre (Fieldmaster). Ainsi, notre calibration tient compte de la non-linéarité de la réponse

⁶Seule la paire de bobine d'axe de symétrie Oz est dans la configuration Helmholtz.



Figure 3.14: Photo d'un nuage d'atomes froids. Au premier plan, on distingue les éléments de connexions entre les conducteurs de la structure quadrupolaire d'axe Oy .

du CCD. A partir de la puissance reçue par la caméra CCD (P_{CCD}), il est facile, en connaissant l'angle solide de collection de l'objectif (Ω_{obj}), de déterminer la puissance totale émise par les atomes piégés et ainsi leur nombre (N_{at}). Ce dernier s'exprime comme suit:

$$N_{\text{at}} = \frac{4\pi}{\Omega_{\text{obj}}} \frac{1 + 12I/I_s + 4(\delta/\Gamma)^2}{6(I/I_s)} \frac{P_{\text{CCD}}}{\hbar\omega\Gamma} \quad (3.7)$$

où on rappelle que I et δ correspondent à l'intensité et au désaccord des faisceaux. Dans notre montage, l'angle solide de l'objectif vaut $\Omega_{\text{obj}}/4\pi = 8.4 \cdot 10^{-3}$

Remarques:

- Dans l'expression 3.7 nous avons tenu compte du paramètre de saturation totale des six ondes du piège.
- Nous n'avons pas tenu compte de la structure interne de l'atome de césium et des différents coefficients de Clesbch-Gordan de la transition $F = 4 \rightarrow 5'$. Les calculs théoriques et les mesures expérimentales faits à l'Ecole Normale Supérieure [Bou95] montrent que la prise en compte de la structure interne nécessiterait la multiplication des termes proportionnels à I/I_s de l'équation (3.7) par le facteur $\gamma = 0.8$.
- Pour obtenir la relation (3.7), nous avons fait implicitement l'hypothèse que la densité atomique n'était pas très élevée. En effet, pour de fortes

densités, on doit tenir compte de phénomènes de diffusion multiple [SWW91, HFB94] qui font qu'un photon fluorescé par un atome peut être absorbé par un autre atome. Ceci peut ainsi perturber la mesure du nombre d'atomes par fluorescence.

Nous présentons dans la figure 3.14, une photo d'un nuage d'atomes froids. La boule lumineuse qui apparaît au centre de l'image représente témoin de la présence d'environ 10^7 atomes à une température d'environ $50 \mu\text{K}$.

3.5.2 Mesure de la température par le temps de vol

Pour déterminer la distribution de vitesse des atomes dans un piège ou une mélasse, nous laissons tomber les atomes sur un faisceau sonde accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow 5'$. Durant leur passage dans le faisceau sonde, les atomes émettent des photons au cours de cycles de fluorescence successifs. Une photodiode permet de détecter ces photons. A partir de l'analyse temporelle du signal de fluorescence, on peut déterminer la distribution de vitesse verticale des atomes dans le piège ou la mélasse. En effet, appelons H et τ les hauteurs et temps de chute. Supposons d'une part, que les distributions de vitesse et de position des atomes dans le piège ou la mélasse suivent des lois gaussiennes et d'autre part que le profil du faisceau sonde soit gaussien:

$$I = I_z \exp[-r^2/2r_s^2] \quad (3.8)$$

Dans ce cas, on montre [Dud96, Bou95] que pour de grandes hauteurs H de chute, le signal sur la photodiode est tel que:

$$S(t) = C \exp\left(-\frac{(t - \tau)^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)}\right) \quad (3.9)$$

où

$$\sigma_1^2 = \frac{k_B T}{mg^2} ; \sigma_2^2 = \frac{r_n^2}{2gH} ; \sigma_3^2 = \frac{r_s^2}{2gH} \quad (3.10)$$

sont les contributions de la température T , de la taille du nuage r_n et de la taille du faisceau r_s . Dans notre réalisation expérimentale du temps de vol, la hauteur de chute vaut $H = 28 \text{ cm}$, la taille du nuage est de l'ordre de $r_n \sim 1 - 2 \text{ mm}$ et le faisceau sonde est tel que $r_s = 5 \text{ mm}$. Dans ce cas, on a:

$$\sigma_1 \gg \sigma_2, \sigma_3 \quad (3.11)$$

On en déduit que la température du piège en ajustant le signal de la photodiode à la fonction suivante:

$$S(t) = C \exp\left(-\frac{(t - \tau)mg^2}{2k_B T}\right) \quad (3.12)$$

Dans notre expérience, le faisceau sonde est produit par un laser STC placé dans une cavité étendue, asservi électroniquement par absorption saturée d'une vapeur de Cs, sur la transition $F = 4 \rightarrow 5'$ (cf. partie 3.2.2). Ce faisceau, polarisé linéairement, traverse la cloche à vide. Il est rétro-réfléchi pour créer une onde stationnaire dans la zone de détection et éviter ainsi que des atomes soient chassés de cette zone par pression de radiation. La lumière fluorescée est collectée à l'aide d'une lentille de distance focale $f = 25.4$ mm, se trouvant à une distance de 25 cm du faisceau sonde. Ceci donne un angle solide de détection de:

$$\Omega_{\text{det}}/4\pi = 2 \cdot 10^{-3} \quad (3.13)$$

Comme photodétecteur, nous avons utilisé une photodiode à avalanche (Hamamatsu 55460-D).

Au cours de la mesure, le chargement du piège et son interruption sont contrôlés par un microprocesseur (HC7111E9) [Dud96]. Pour mesurer la température d'une mélasse:

- on charge le piège pendant environ 1 s avec $10^7 - 10^8$ atomes;
- on coupe le gradient magnétique (temps de coupure ~ 10 ms); les atomes se thermalisent alors en mélasse durant ~ 10 ms;
- les faisceaux de refroidissement sont coupés à l'aide d'un obturateur mécanique (temps de coupure $\sim 50 \mu\text{s}$).

Pour mesurer la température du piège, le gradient magnétique est coupé ~ 10 -12 ms avant les faisceaux pour tenir compte de son temps de coupure.

Chapitre 4

Processus de capture

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous effectuons une étude théorique et expérimentale du processus de capture dans une trappe magnéto-optique isotrope. L'efficacité de ce processus est déterminante pour le fonctionnement d'une horloge atomique à jet continu d'atomes froids. En effet, il détermine directement le nombre d'atomes qui participent au signal micro-onde. Dans cette partie, notre objectif est double. Nous voulons d'une part, déterminer les paramètres qui permettent d'optimiser le nombre d'atomes piégés; d'autre part, nous cherchons à caractériser le rôle du gradient magnétique dans le processus de capture.

Nous présentons ici des mesures du nombre d'atomes en fonction de paramètres comme l'intensité, le désaccord et le diamètre des faisceaux de refroidissement, mais aussi la pression totale dans l'enceinte à vide et le gradient magnétique. Ces résultats sont comparés aux prédictions de deux modèles théoriques du piégeage magnéto-optique. Ces modèles, quoique entièrement unidimensionnels, tiennent compte de la présence des faisceaux transverses par le biais d'une modification du taux d'absorption. Ils diffèrent essentiellement sur la nature des hypothèses concernant les effets d'un pompage Zeeman. La confrontation de leurs prédictions aux résultats expérimentaux permet de dire lequel décrit le mieux les caractéristiques internes de l'atome durant la capture.

Nous commençons, dans ce chapitre, par présenter une description théorique unidimensionnelle du processus de capture de l'atome de Cs dans une trappe magnéto-optique. Pour ne pas entraver la lecture de cette partie, les calculs longs ont été placés dans les annexes C et D. Nous présentons ensuite, les résultats expérimentaux concernant les mesures sur le nombre d'atomes

piégés. Puis, nous effectuons une analyse des résultats dans laquelle nous comparons les deux modèles théoriques. Nous mettons également en évidence le rôle du champ magnétique dans le processus de capture.

4.2 Modèle unidimensionnel de la capture

4.2.1 Position du problème

Dans cette partie, nous présentons une description simple du processus de capture dans une trappe magnéto-optique isotrope. Les premières descriptions de la capture utilisaient un traitement analytique dans lequel les effets du champ magnétique étaient négligés [MSRW90]. Cependant, Lindquist *et al.* [LSW92] ont mis en évidence expérimentalement le rôle critique que joue le champ magnétique dans le processus de capture. Pour décrire ce rôle, Lindquist *et al.* [LSW92] utilisent un modèle quasi-unidimensionnel qui tient compte explicitement de la nature tri-dimensionnelle du champ magnétique. Ils considèrent le changement en direction du champ magnétique en moyennant le processus de refroidissement selon une direction donnée (disons Ox) sur la section (dans le plan Oyz) des faisceaux de refroidissement. De ce fait, ce modèle tient compte du changement en norme et en direction du champ magnétique et du profil spatial gaussien des faisceaux.

Dans les modèles proposés ci-dessous, nous considérons uniquement un gradient de champ magnétique longitudinal. Nous montrons qu'en tenant compte de quelques caractéristiques de la trappe 3-D dans le modèle 1-D, celui-ci décrit de manière très satisfaisante les caractéristiques principales de la capture, ceci sur une large gamme de gradients magnétiques. De plus, les prédictions de ce modèle unidimensionnel nécessitent très peu de temps de calcul.

Nous faisons l'hypothèse que les atomes se propagent selon la direction Ox , dans un champ magnétique:

$$\underline{B}(x) = b x \underline{e}_x \quad (4.1)$$

Ils sont soumis à l'action de deux ondes laser opposées et polarisées circulairement $\sigma^\pm$ et avec un vecteur d'onde $\underline{k} = \pm k \underline{e}_x$. Un des aspects importants de notre description est que la vitesse des atomes, le champ magnétique et les vecteurs d'ondes des faisceaux de refroidissement sont parallèles. A l'instar de Monroe *et al.* [MSRW90], nous faisons l'hypothèse que le processus de capture dans une trappe magnéto-optique est isotrope. Nous supposons que lorsqu'un atome rentre dans le volume piégeant, quelle que soit la direction de sa vitesse, il "voit" une paire de faisceaux qui lui sont co- et

contre-propageants ¹. Dans une trappe magnéto-optique conventionnelle, cette hypothèse trouve sa justification si le processus de capture peut être décrit en terme de pression de radiation. Dans ce cas, la vitesse se décompose selon chacun des axes de propagation de la lumière et on se ramène à une somme de trois problèmes unidimensionnels pour la capture.

Nous avons conscience que la plupart des atomes entre dans le domaine piégeant hors axe, cependant notre but n'est pas de déterminer le nombre absolu d'atomes piégés. Nous voulons seulement comprendre comment ce nombre dépend des différents paramètres du piégeage. Pour cela, nous avons choisi de décrire le processus de capture et le rôle du champ magnétique dans celui-ci, en considérant les atomes avec une vitesse selon l'axe des faisceaux.

4.2.2 Description du remplissage de la trappe

Le nombre d'atomes dans la trappe magnéto-optique provient d'un équilibre entre deux flux: celui des atomes qui sont capturés et celui des atomes qui quittent la trappe:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{capture}} + \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{perte}} \quad (4.2)$$

Calcul du taux de perte

Nous supposons ici que les seuls processus qui conduisent à l'expulsion d'un atome de césium piégé de la trappe, sont les collisions avec les atomes rapides présents dans l'enceinte à vide (atomes de Cs, atomes du gaz résiduel) ou celles entre atomes de Cs piégés ². En fait, la contribution des collisions intra-trappe [JH91] dans le taux de perte est de la forme $-\beta N^2$. Sesko *et al.* [SWM⁺89] ont montré que cette contribution est négligeable pour les densités d'atomes que nous avons obtenues expérimentalement (typiquement 10^{11} cm^{-3}). Aussi, nous négligeons dans ce qui suit les pertes dues aux collisions entre atomes froids, en gardant en mémoire que celles-ci imposent une limite à la densité maximale que l'on peut atteindre dans une trappe magnéto-optique.

Le calcul du taux de collision entre atomes de césium lents et rapides s'effectue très aisément si on suppose une distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann de la vapeur de césium. On se place dans le référentiel d'un atome

¹En fait, cette hypothèse décrit exactement ce qui se passe dans les expériences de refroidissement en lumière isotrope réalisés par Ketterle *et al.* [KMJP92] et Batelaan *et al.* [BPY⁺94].

²On suppose que chaque choc confère aux atomes piégés la quantité de mouvement nécessaire pour quitter la trappe.

de césium piégé et on cherche le nombre d'atomes de la vapeur qui frappe celui-ci par unité de temps. La résolution de ce problème typique de physique statistique [Rei85] indique que le taux de collision entre atomes de Cs lents et rapides est donné par:

$$\Gamma_c = n_0 \bar{v}_{Cs} \sigma_{Cs} \quad (4.3)$$

où σ_{Cs} est la section efficace de collision entre atomes de Cs; $\bar{v}_{Cs}$ est la vitesse relative moyenne entre les atomes lents et rapides de césium. Comme les atomes piégés sont approximativement au repos, $\bar{v}_{Cs}$ est la vitesse moyenne des atomes de Cs de la vapeur:

$$\bar{v}_{Cs} = v_{th} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{Cs}}} \quad (4.4)$$

En tenant compte des collisions avec les atomes ou molécules (i) du gaz résiduel dans le vide, on obtient au total:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{perte}} = -\frac{N}{\tau_T} \quad (4.5)$$

où τ_T est le temps de séjour moyen d'un atome dans la trappe:

$$\frac{1}{\tau_T} = n_0 \sigma_{Cs} \bar{v}_{Cs} + \left(\sum_i n_i \sigma_i \bar{v}_i \right) \quad (4.6)$$

Remarques:

- La section efficace de collision entre atomes de Cs peut être déterminée expérimentalement, en mesurant le temps de séjour moyen dans la trappe. Cette mesure nécessite une pression partielle des gaz résiduels négligeable. Elle nécessite également un contrôle sévère de la pression partielle et de la température de la vapeur de césium. Elle a été effectuée par Monroe *et al.* [MSRW90]: ils ont retrouvé la valeur $\sigma_{Cs} = 2 \cdot 10^{-13} \text{cm}^2$ qu'avait mesuré Esterman *et al.* [EFS47].
- Par contre, il est très difficile de connaître précisément la composition des gaz résiduels dans l'enceinte à vide, ainsi que de déterminer aussi bien expérimentalement que théoriquement les sections efficaces σ_i . Nous allons, par la suite, faire l'hypothèse que la pression partielle des gaz résiduels est négligeable devant celle du Cs.
- Ce calcul du taux de perte ne tient pas compte des pertes dues à la diffusion spatiale des atomes hors de la trappe. Comme celle-ci devient importante pour de petites valeurs de gradients magnétiques, et en particulier dans une mélasse, cela donne une première limite de validité de notre modèle.

Calcul du taux de remplissage

Le taux de capture R peut être écrit comme le nombre d'atomes qui entrent dans la région piégeante par unité de temps, multiplié par la fraction des atomes ayant une vitesse à l'entrée qui permet la capture. La région de piégeage est une sphère de diamètre L , L étant le diamètre en $1/e$ des faisceaux de refroidissement. Avec l'hypothèse de l'isotropie de la capture, on peut définir la *vitesse de capture* v_c comme étant la plus grande vitesse avec laquelle un atome peut entrer dans l'intersection des faisceaux et être capturé. Le nombre d'atomes entrant dans la zone de capture avec une vitesse $v < v_c$ par unité de temps est donné par:

$$\Phi = 2\pi S \int_0^{v_c} n_0 f(v) v^3 dv \quad (4.7)$$

où $S = \pi L^2$ est la surface apparente du volume piégeant et où

$$f(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (4.8)$$

est la distribution de vitesse Maxwellienne des atomes de césium de la vapeur. En introduisant la vitesse moyenne des atomes donnée par l'équation (4.4), le calcul de l'intégrale (4.7) donne:

$$\Phi = \frac{4}{\pi^2} n_0 S \frac{v_c^4}{v_{th}^3} \quad (4.9)$$

Cependant Φ ne donne pas encore le taux d'atomes capturés. Il faut, en effet, tenir compte de la fraction d'atomes qui est perdue au cours de la capture. Cette fraction vaut $\tau_{\text{capt}}/\tau_T$: τ_{capt} est le temps moyen nécessaire pour qu'un atome atteigne son régime final en vitesse et en position. Ainsi le taux de capture de la trappe est donné par:

$$R = \frac{4}{\pi^2} n_0 S \frac{v_c^4}{v_{th}^3} \left(1 - \frac{\tau_{\text{capt}}}{\tau_T} \right) \quad (4.10)$$

Cette relation souligne la forte dépendance du taux de capture en la vitesse de capture et le diamètre des faisceaux ($R \propto d^2 v_c^4$). Cela montre toute l'importance de la méthode et du critère de détermination de la vitesse de capture.

Remarques:

- Dans le cas où les pertes sont uniquement provoquées par les collisions avec les atomes de césium rapides ($\tau_T = 1/n_0 \sigma_{Cs} \bar{v}_{Cs}$), le temps caractéristique de positionnement d'un atome ($\tau_{capt} \leq 100$ ms) est négligeable l'inverse du taux de collision moyen ($\tau_T \sim 1$ s). De ce fait, dans les calculs nous utiliserons l'approximation: $R = \Phi$.
- Dans ce modèle, la valeur du diamètre apparent du volume piégeant relève d'un choix. Nous avons considéré le diamètre en $1/e$ des faisceaux laser gaussien pour écrire la surface apparente et pour déterminer la vitesse de capture. Ce choix n'est pas crucial puisque notre but n'est pas de prédire le nombre absolu d'atomes piégés.

Evolution du nombre d'atomes dans le piège

L'équation d'évolution du nombre d'atomes dans une trappe magnéto-optique est donnée par:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau_T} \quad (4.11)$$

la solution de cette équation s'écrit

$$N(t) = N_S \left(1 - e^{-t/\tau_T}\right) \quad (4.12)$$

où N_S est le nombre d'atomes en régime stationnaire. Si on néglige les collisions entre atomes de césium froids et les molécules du gaz résiduel, on peut écrire:

$$N_S = R\tau_T = \frac{4}{\pi^2} \frac{S}{\sigma} \left(\frac{v_c}{v_{th}}\right)^4 \left(1 - \frac{\tau_{capt}}{\tau_T}\right) \quad (4.13)$$

Remarques:

- L'expression (4.12) montre que le régime transitoire du nombre d'atomes piégés suit une loi exponentielle. La constante de temps de remplissage de la trappe est égale au temps τ_T . Le temps de charge de la trappe ne dépend que du taux de perte des atomes. Cette propriété sera utilisée pour caractériser les mécanismes d'entraînement d'atomes hors de la trappe (cf. chapitre 6 p.151).
- L'expression (4.13) montre que le nombre d'atomes piégés est indépendant de la pression partielle de césium. Ceci cesse d'être vrai pour des valeurs de n_0 telle que τ_T ($= 1/n_0 v_{th} \sigma$) soit comparable à τ_{capt} . D'autre part, pour de faibles valeurs de n_0 , lorsque les molécules du gaz résiduel constituent une fraction non négligeable de la composition du vide, le nombre d'atomes dépend alors de la pression totale.

- Pour prédire N_S , il faut déterminer la vitesse de capture v_c qui intervient à la puissance 4. Pour cela, il faut modéliser la force magnéto-optique. Ceci est l'enjeu de la partie suivante.

4.2.3 Dérivation de la force magnéto-optique

Forme de la force dans le processus de capture

Dans notre modèle de capture, nous considérons une force magnéto-optique du type Doppler. Cette force résulte de la différence de pression de radiation des deux faisceaux laser due aux déplacements Doppler et Zeeman (cf. chapitre 1 p.6). Nous négligeons ainsi les interférences entre deux faisceaux et le refroidissement sub-Doppler qu'elles induisent (cf. partie 1.3). En effet, le ralentissement et le piégeage sub-Doppler qui déterminent les caractéristiques internes du nuage froid comme sa température et sa taille [SCF92, DLN⁺94] n'interviennent que pour des vitesses atomiques telles que $kv \sim \Gamma_p$ où Γ_p est le taux de pompage optique [DCT89]. Dans nos conditions expérimentales de piégeage, les processus sub-Doppler ne sont efficaces que pour des atomes de vitesse inférieure à $v = 10 \text{ cm.s}^{-1}$. Ceci correspond à des atomes qui se trouvent en fin de processus de capture.

Nous considérons ici, la moyenne de la pression de radiation sur une période optique. Nous ne tenons pas compte des fluctuations dans la quantité de mouvement des atomes dues aux fluctuations dans la direction des photons émis par fluorescence et dans le nombre de photons diffusés [ML87, DRCT84, CI90]. En effet, la diffusion en impulsion n'influence pas le changement global d'impulsion d'un atome pendant le processus de capture.

Comme décrit dans la partie 1.2 (cf. p6), nous partons de la force moyenne exercée par un faisceau laser monochromatique, qui est donnée par:

$$F(x, v) = \hbar k \Gamma \frac{\beta(x)}{1 + 2\beta(x) + 4\delta_{\text{eff}}^2(x, v)} \quad (4.14)$$

où δ_{eff} est le désaccord effectif normalisé à la largeur naturelle Γ de l'atome de césium pour la transition $|F = 4, m_g = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5, m_e = 5 \rangle$. δ_{eff} peut inclure le désaccord $\delta = \omega_L - \omega_0$ et les déplacements Doppler et Zeeman. L'expression linéarisée de la force ($F = -\alpha v + \kappa x$) souvent utilisée [RPC⁺87] est inadéquate pour décrire le processus de capture. En effet, la force magnéto-optique n'a une dépendance linéaire par rapport à la position x et à la vitesse v que pour $kv \ll \Gamma$ et $\mu_B b x \ll \hbar \Gamma$. Pour nos paramètres de refroidissement, ces conditions ne sont valables que pour des atomes déjà piégés [SCF92].

Considération de tous les faisceaux

Une des difficultés de décrire le processus de capture dans une trappe 3-D par un modèle 1-D réside dans la question suivante: comment tenir compte de la présence des six faisceaux dans le piégeage selon Ox ? Pour répondre à cette question, il nous faut déjà traiter un cas d'apparence simple, à savoir, celui d'un atome de vitesse v dans une onde stationnaire créée par deux ondes progressives. A faible intensité, la force totale qui s'exerce sur l'atome est la somme des pressions de radiation de chacune des deux ondes. Cependant, de manière générale, il n'existe pas de forme analytique pour les solutions stationnaires des équations de Bloch optiques [Dal86, ML87]. Dans l'annexe C, nous utilisons la méthode des fractions continues [Dal86] pour déterminer numériquement la force qui s'exerce sur un atome soumis d'une part, à une paire de faisceau opposés et d'autre part, à deux ondes stationnaires de vecteurs d'onde orthogonaux.

Les résultats de ce développement montrent que dans une onde stationnaire 1-D, la force de ralentissement reste proche de la somme des pressions de radiation de deux ondes. Cependant, pour $I = 2I_s$ et $\delta = -2\Gamma$, on constate une réduction de la pente de la force dans la gamme de vitesse où elle est linéaire (cf. figure C.1-a de l'annexe C). Cette remarque prévaut également pour l'influence d'une paire de faisceaux transverses sur la force qu'exercent des faisceaux $\pm x$ sur un atome se propageant selon Ox (cf. figure C.2 de l'annexe C).

On peut sur la base de ces résultats numériques dire que la présence des autres faisceaux de refroidissement modifie la forme de la force $F(v)$. En particulier, elle réduit le coefficient de friction. Nous avons tenté de modéliser cette diminution du coefficient de friction en l'assimilant à un élargissement radiatif [CTDRG88] dans la courbe d'absorption par l'atome des photons de chacune des ondes longitudinales [LPR⁺89]. Dans cette modélisation, la force de ralentissement selon Ox s'écrit comme la somme des pressions de radiations individuelles avec un terme d'élargissement radiatif tenant compte de la présence d'un faisceau opposé et de faisceaux transverses. Pour ne pas surestimer l'élargissement dû aux faisceaux transverses, nous avons tenu compte de leur profil gaussien et nous avons écrit dans la force de refroidissement selon Ox , le terme d'intensité du dénominateur de l'équation (4.14) comme suit:

$$2\beta \left(2 + 4 \exp \left(-4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right) \right) \quad (4.15)$$

Dans cette expression, le premier terme correspond aux faisceaux longitudinaux (selon Ox) alors que le second décrit l'effet des faisceaux transverses.

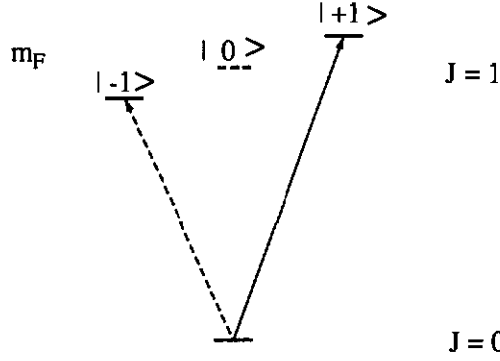


Figure 4.1: Système à trois niveaux résultant de l'approximation de pompage optique

Remarques:

- Pour $I > I_s$, nous avons trouvé qu'un profil rectangulaire pour les faisceaux transverses conduit à un modèle qui sous-estime le taux d'absorption de photons se propageant selon Ox . Et ainsi l'efficacité du refroidissement dans cette direction.
- Cette modélisation constitue une réponse intuitive à un problème très complexe. En effet, dans la trappe magnéto-optique 3-D, il y a superposition de trois configurations $\sigma^+ - \sigma^-$ avec des faisceaux gaussiens. Ceci rend difficile toute détermination du champ lumineux local et toute résolution locale des équations de Bloch.

Approximation du pompage optique

L'expression de la force F dépend du type de transition considéré dans le processus de ralentissement. Sur ce point précis nous considérons deux hypothèses opposées conduisant à deux modèles différents.

Dans un premier temps, nous supposons que sous l'action de deux faisceaux laser polarisés $\sigma^+ - \sigma^-$, les atomes sont pompés optiquement (par pompage Zeeman) vers les sous-niveaux extrêmes $m_F = \pm 4$ du niveau hyperfin $F = 4$ de l'atome de césium. De plus, on exagère volontairement l'effet du pompage optique en supposant que seul les sous-niveaux $m_F = \pm 4$ de l'état fondamental sont peuplés. Un atome, qui se trouve dans l'état $m_F = -4$ (respectivement, $m_F = 4$), possède d'après les rapports de branchement de la transition $|F = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5 \rangle$ (cf. figure A.2 de l'annexe A) une probabilité 45 fois plus grande d'absorber un photon σ^- (resp. σ^+) qu'un photon σ^+ (resp. σ^-). Ceci joint à l'hypothèse de pompage Zeeman permet de réduire la transition $|F = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5 \rangle$ du césium en une transition $|J = 0 \rangle \rightarrow |J' = 1 \rangle$. De plus comme le sous-niveau $|J = 1, m_J = 0 \rangle$ est

découplé dans cette hypothèse, l'atome de césium se réduit à un système à trois niveaux (cf. figure 4.1).

En tenant compte du terme d'élargissement radiatif de l'équation (4.15), on obtient la force magnéto-optique suivante:

$$F(x, v) = \hbar k \Gamma \beta \left[\frac{1}{1 + 4\beta \left(1 + 2 \exp \left(-4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right) \right) + 4 \left(\frac{\delta - (kv + \mu_B \hbar^{-1} bx)}{\Gamma} \right)^2} - \frac{1}{1 + 4\beta \left(1 + 2 \exp \left(-4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right) \right) + 4 \left(\frac{\delta + (kv + \mu_B \hbar^{-1} bx)}{\Gamma} \right)^2} \right] \quad (4.16)$$

Remarques:

- Dans l'expression (4.16), les déplacements Zeeman qui interviennent dans les désaccords effectifs sont obtenus à partir des fréquences de Larmor des transitions $|F = 4, m_g = \pm 4 \rangle \rightarrow |F' = 5, m_e = \pm 5 \rangle$. Elles sont données par:

$$\hbar \omega_{\pm}^L = \mu_B b x ((m_g \pm 1) g_e - m_g g_g) \quad (4.17)$$

En prenant les constantes de Landé des niveaux hyperfins de césium ($g_e = 0.4$, $g_g = 0.25$), on obtient:

$$\hbar \omega_{\pm}^L = \pm \mu_B x \quad (4.18)$$

- Nous avons conscience du caractère grossier de l'hypothèse qui permet d'écrire l'atome comme un système à trois niveaux. Dans la gamme de vitesse concernée par la capture ($1-20 \text{ m s}^{-1}$) l'atome ne "voit" que le faisceau qui lui est opposé. Pendant la capture, un atome sera pompé soit vers $m_F = 4$ soit vers $m_F = -4$. L'hypothèse utilisée dans ce modèle traduit un aspect statistique sur l'ensemble des atomes durant la capture dans un piège 1-D. Ces derniers sont pompés vers $m_F = \pm 4$ avec la même probabilité.
- le cas extrême que l'on considère, bien que peu réaliste, est intéressant car il correspond souvent au système utilisé pour décrire un piège magnéto-optique. En utilisant une transition $|J = 0 \rangle \rightarrow |J' = 1 \rangle$, on fait implicitement l'hypothèse que, sous l'effet du pompage Zeeman, seuls les sous-niveaux $m_F = \pm 4$ de l'état fondamental sont peuplés.

Approximation de non-pompage optique

A l'inverse, dans le second modèle (*modèle multi-niveaux*), nous supposons que les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont également peuplés. Cette hypothèse repose sur le fait que le temps de pompage optique (τ_p) est plus grand que les temps caractéristiques d'évolution de la polarisation de la lumière et de la direction du champ magnétique, ces derniers étant liés à la vitesse atomique pendant la capture. Nous présentons, dans l'annexe D, le calcul numérique permettant d'obtenir le temps de pompage Zeeman d'un atome de césium dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette étude montre que durant la capture et dans nos conditions usuelles d'irradiation, le temps de pompage est supérieur à $\tau_p \geq 2\mu s$.

Montrons maintenant que par la présence d'un gradient magnétique 3-D, le pompage Zeeman n'a pas le temps de s'effectuer. Pendant le processus de capture, pour la grande partie des atomes, le champ magnétique change de direction et d'amplitude. Si on choisit l'axe de quantification selon Oz , les composantes selon Ox et Oy du champ magnétique tendent à égaliser les populations des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental par précession de Larmor. En principe, il faudrait comparer le temps minimum de pompage optique $\tau_p = 2\mu s$ avec le temps caractéristique de changement d'orientation de $\underline{B}$. Cependant ce dernier temps est difficile à estimer, car il dépend beaucoup de la trajectoire suivie par les atomes au cours de leur capture. Pour obtenir un ordre de grandeur de ce temps, nous estimons le temps caractéristique (τ_L) de la précession de Larmor due aux composantes transverses du champ magnétique. Celui-ci est donné par:

$$\tau_L = \frac{1}{\omega_L} = \frac{\hbar}{\mu_B b x} \quad (4.19)$$

Le temps τ_L est d'autant plus grand que l'atome se rapproche du centre: pour un gradient magnétique de $b = 10 \text{ G cm}^{-1}$, on trouve aux bords du piège ($x = \pm L/2$) que:

$$\tau_L(x = L/2) = 0.02 \mu s \quad (4.20)$$

Le fait qu'aux bords du piège $\tau_L \ll \tau_p$ indique que lorsque l'atome entre dans la zone de piégeage la précession de Larmor tend à détruire l'effet du pompage Zeeman. Les temps τ_p et τ_L ne sont comparables que pour des distances au centre ($d \approx 50\mu m$) inférieures au rayon du nuage froid. C'est-à-dire pour des atomes déjà piégés. Pour les atomes qui sont en train d'être capturés, le pompage Zeeman n'a pas le temps de s'effectuer.

Il faut noter que le caractère tridimensionnel du ralentissement contribue également à la destruction du pompage Zeeman. En effet, l'atome est

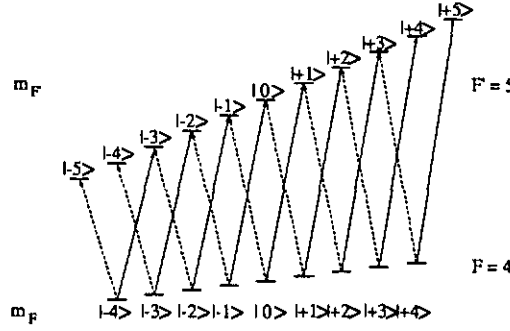


Figure 4.2: Ensemble des sous-niveaux à considérer dans l'approximation de non-pompage optique. Les traits pleins (resp. hachurés) correspondent aux transitions provoquées par l'absorption d'un photon de l'onde polarisée σ^+ (resp. σ^-).

éclairé par six faisceaux polarisés circulairement par rapport à leur direction de propagation. Les transferts de moment cinétique entre l'atome et les six faisceaux tendent également à rendre la distribution des populations uniforme.

Nous faisons donc ici l'hypothèse que la population de chaque sous-niveau est donné par $1/9$ ³. Dans ce cas, nous devons tenir compte de toutes les transitions $\Delta m = \pm 1$, à partir de l'état fondamental $|F = 4\rangle$. Aussi, la force magnéto-optique est donnée par:

$$F(x, v) = \frac{1}{9} \hbar k \Gamma \sum_{m_g=-4}^4 \left[\frac{\beta_{m_g}^+}{1 + 4\beta_{m_g}^+ \left(1 + 2 \exp \left(-4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right) \right) + 4\delta_{m_g}^{+2}(x, v)} - \frac{\beta_{m_g}^-}{1 + 4\beta_{m_g}^- \left(1 + 2 \exp \left(-4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right) \right) + 4\delta_{m_g}^{-2}(x, v)} \right] \quad (4.21)$$

où $\beta_{m_g}^\pm$ est le paramètre de saturation associé à la transition $|F = 4, m_g\rangle \rightarrow |F' = 5, m_g \pm 1\rangle$. $\beta_{m_g}^\pm$ est le désaccord effectif correspondant, normalisé à Γ . Il est donné par:

$$\delta_{m_g}^\pm(x, v) = \frac{1}{\Gamma} \left(\delta \mp kv - \frac{\mu_B b x}{\hbar} ((m_g \pm 1) g_e - m_g g_g) \right) \quad (4.22)$$

où $g_e = 0.4$ et $g_g = 0.25$ sont les facteurs de Landé des états excités et fondamentaux.

³on néglige la population des sous-niveaux Zeeman de l'état excité en raison du faible paramètre de saturation ($s = 0.2$).

4.2.4 Détermination de la vitesse de capture

Quelques exemples de trajectoires dans l'espace de phase

Pour mieux comprendre la notion de vitesse de capture, nous avons résolu l'équation de Newton:

$$m\dot{v} = F(x, v) \quad (4.23)$$

où $F(x, v)$ est donné par l'expression (4.21) pour différentes valeurs de la vitesse des atomes à l'entrée du volume piégeant. On considère que le volume piégeant est unidimensionnel et qu'il possède un profil d'intensité plat de longueur $L = 1$ cm. Les figures 4.3-a et b représentent des exemples de trajectoires d'atomes dans l'espace de phase, dans le cas d'une mélasse (a) et dans celui d'un piège (b). La comparaison de ces deux figures permet de dire que le principal effet d'un champ magnétique est de courber les trajectoires dans l'espace des phases.

Dans le cas du piège, la figure 4.3-b montre que les atomes avec des vitesses initiales $v \leq 11$ m.s⁻¹ sont piégés, alors que ceux avec des vitesses $v \geq 12$ m.s⁻¹ sortent du volume piégeant sans avoir pu être capturés. Cette figure permet également de visualiser le caractère oscillant du mouvement d'un atome dans une trappe magnéto-optique Doppler, comme décrit dans le chapitre 1 (cf. p.13): la vitesse de l'atome change deux fois de signes avant que celui-ci ne se verrouille à l'origine du diagramme des phases.

Dans notre description unidimensionnelle, pour tenir compte de l'étendue limitée selon Ox des faisceaux transverses, nous avons limité la région piégeante au segment $[-L/2; L/2]$. Cette limitation est légitime. Considérons un atome qui entre dans la trappe avec une vitesse $v \geq 12$ m.s⁻¹. D'après la figure 4.3-b, la position x_0 pour laquelle la vitesse atomique change de signe est telle que $x_0 > L/2$. A une dimension (selon Ox), l'atome reste certes dans le faisceau Ox , mais il sort des faisceaux se propageant selon Oy et Oz . Les composantes en vitesse v_y et v_z ne sont pas modifiées et l'atome sort ainsi rapidement des faisceaux se propageant selon Ox .

Dans notre description, nous définissons la *vitesse de capture* comme la vitesse maximale de l'atome en $x = L/2$ pour qu'il effectue son changement de signe de vitesse dans le segment $[-L/2; L/2]$. Il s'agit donc de résoudre l'équation de Newton (4.23). La difficulté à surmonter ici, réside dans la non linéarité de la force F par rapport à x et v (cf. équations (4.16) et 4.21)). Ceci rend impossible la résolution analytique de l'équation du mouvement atomique.

Nous présentons dans les parties qui suivent, deux approches pour estimer la vitesse de capture: l'une consiste à effectuer des approximations sur la force pour pouvoir résoudre le problème analytiquement; l'autre est une résolution

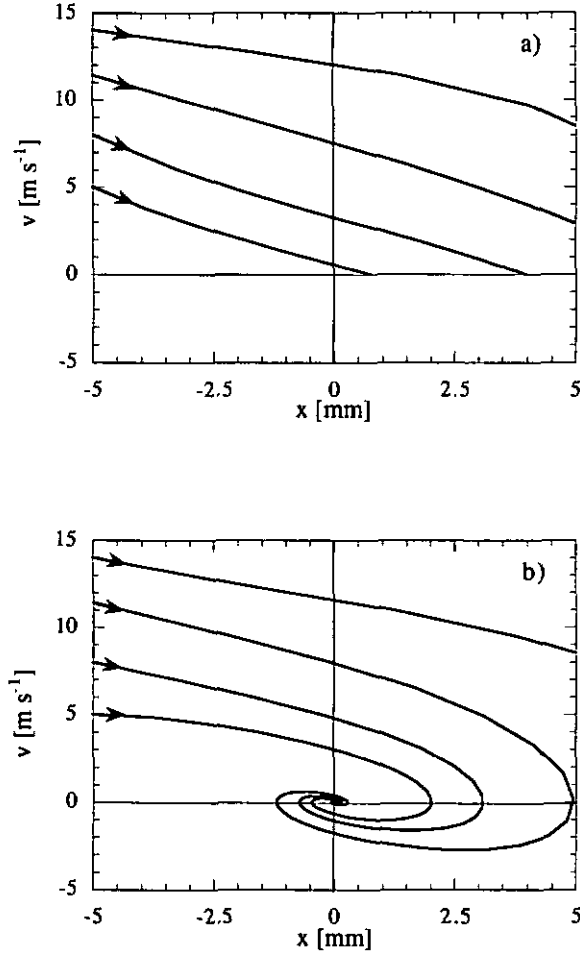


Figure 4.3: Trajectoires atomiques dans l'espace des phases pour différentes valeurs de vitesses initiales. Ces trajectoires sont obtenues à partir du modèle multi-niveaux. Les atomes partent du point $x_0 = 5$ mm. Le désaccord des faisceaux est donnée par $\delta = -2\Gamma$ et l'intensité par $I = 2I_s$. a) Cas d'une mélasse (gradient magnétique nul); b) Cas d'un piège magnéto-optique avec $dB_x/dx = 10$ G cm $^{-1}$.

numérique complète.

Estimation analytique de la vitesse de capture

Pour obtenir un ordre de grandeur de la vitesse de capture, diverses approximations sont possibles. On peut, par exemple, à l'instar de Walhout *et al.* [WDRP92], se dire que la vitesse qui correspond à la force maximale en $x = 0$ donne une bonne estimation de la vitesse de capture. Cette approximation, bien qu'elle considère implicitement une zone de piégeage de longueur infinie, donne une estimation pessimiste de la vitesse de capture. En effet, elle restreint l'action de la force de ralentissement à un faible domaine en vitesse. Elle néglige la force dans la région où elle n'est plus proportionnelle à la vitesse. De plus, cette approximation néglige complètement le rôle du gradient magnétique dans la capture.

Comme proposé par B. Lounis [Lou93], on peut aussi utiliser le fait que durant sa capture, un atome de vitesse v n'est soumis qu'à la pression de radiation de l'onde qui lui est opposée⁴. Pour un système à trois niveaux, les droites de l'espace de phase d'équation $\delta \pm (kv + \hbar^{-1}\mu_B b x) = 0$, représente le lieu des points (x, v) où les pressions de radiation des ondes σ^+ et σ^- sont maximales. La pente de ces droites détermine la pente (dv/dx) maximale que peut posséder l'atome dans sa trajectoire pour pouvoir être piégé. La condition limite de capture s'écrit:

$$\left(\frac{dv}{dx}\right) = \frac{\mu_B b}{\hbar k} \quad (4.24)$$

Comme

$$\frac{dv}{dx} = \frac{dv}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{F}{Mv} \quad (4.25)$$

où F représente la pression de radiation à résonance, exercée par une onde opposée au mouvement de l'atome⁵, la vitesse de capture s'écrit :

$$v_c = \frac{\hbar k \hbar k \Gamma}{M \mu_B b} \frac{\beta}{1 + 12\beta} \quad (4.26)$$

La limitation selon Ox des faisceaux transverses fait qu'il existe pour chaque désaccord un gradient magnétique qui optimise la capture. C'est celui qui

⁴Ceci est d'autant plus vrai que le désaccord du laser est grand, c'est à dire que les Lorentziennes correspondant aux pressions de radiation des deux ondes ne se superposent pas.

⁵On néglige par souci de simplicité, le profil gaussien des faisceaux transverses.

permet à un atome dont la vitesse s'annule en $x = \pm L/2$ d'être résonnant avec le faisceau se propageant selon $\mp \underline{e}_x$. Cette condition s'écrit:

$$\frac{\mu_B b}{\hbar} \frac{L}{2} = -\delta \quad (4.27)$$

Les expressions (4.26) et (4.27) permettent de donner l'ordre de grandeur de la vitesse de capture et de prévoir certaines dépendances de la vitesse de capture comme sa saturation par rapport à l'intensité, l'existence d'un gradient magnétique et d'un désaccord optimal. Toutefois, cette résolution intuitive et analytique ne permet pas une prédiction précise des variations de la vitesse de capture. C'est pour cela que nous avons eu recours à un calcul numérique.

Estimation numérique de la vitesse de capture

Dans notre résolution numérique, nous utilisons pleinement le caractère unidimensionnel du modèle et le sur-amortissement du mouvement de l'atome. Un atome venant de $x = -L/2$ sera piégé si et seulement si sa vitesse s'annule dans l'intervalle $[-L/2; L/2]$. La vitesse de capture est, pour nous, la vitesse v_0 pour laquelle la vitesse atomique s'annule en $x = L/2$. Pour la déterminer, nous inversons le temps pour "remonter l'histoire d'un atome" dont la vitesse s'annule en $x = L/2$. Cela revient à résoudre numériquement, en utilisant la méthode Runge-Kutta [PFTV89], l'équation de Newton inversée temporellement:

$$m\dot{v} = F(x, -v) \quad (4.28)$$

et à déterminer la vitesse qu'avait l'atome à l'entrée du volume piégeant.

Nous avons déterminé numériquement la vitesse de capture correspondant aux modèles à trois niveaux et multi-niveaux, en fonction des paramètres de refroidissement. La figure 4.4 montre la vitesse de capture en fonction du diamètre en $1/e$, L des faisceaux de refroidissement⁶. Pour les deux modèles, on trouve:

$$\begin{cases} v_c \propto L & \text{pour } L \leq 10 \text{ mm} \\ v_c \propto L^{0.4} & \text{pour } L > 10 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.29)$$

Cette dépendance est à comparer avec le fait que, la distance nécessaire pour arrêter un atome de vitesse v_c , avec un faisceau laser qui lui est opposé, soit donnée par [GKC92]:

$$d = \frac{v_c^2}{2\Gamma_A v_{rc}} \implies v_c \propto d^{0.5} \quad (4.30)$$

⁶le choix du diamètre en $1/e$ plutôt qu celui en $1/e^2$ pour délimiter la zone de piégeage est arbitraire. Cependant à des fortes intensités ($I \gg I_s$), il serait plus judicieux de choisir un diamètre plus grand car le diamètre apparent des faisceaux augmente avec l'intensité.

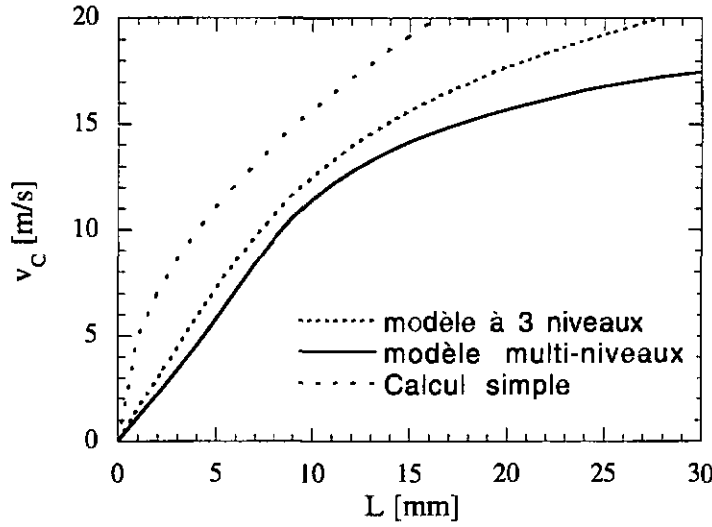


Figure 4.4: Vitesse de capture prédite par les deux modèles en fonction du diamètre en $1/e$ des faisceaux et celle que l'on calcule à partir de la relation (4.30). Le désaccord des faisceaux est donnée par $\delta = -2\Gamma$, l'intensité par $I = 2I_s$ et le gradient de champ magnétique vaut $b = 10 \text{ G.cm}^{-1}$

où $v_{rc} = \hbar k / M_{Cs} = 3.5 \text{ mm s}^{-1}$ est la vitesse de recul de l'atome de Cs après absorption et émission d'un photon et où Γ_A est le nombre de photons absorbés par unité de temps⁷. La figure 4.4 montre que nos modèles donnent une estimation de la vitesse de capture qui reste proche de celle de la relation 4.30.

La figure 4.5 souligne l'importance de la considération des faisceaux transverses dans la capture. Cette figure montre en effet, que la vitesse de capture sature pour des valeurs d'intensités lumineuses très proches de la saturation optique I_s . Cette saturation résulte de celle du taux d'absorption de la lumière par l'atome. Cependant, la présence de faisceaux transverses renforce ce phénomène de saturation en diminuant la fraction de photons utile pour le ralentissement selon Ox ⁸. Remarquons que les deux modèles prédisent une baisse de la vitesse de capture: cette baisse intervient pour $I > I_s$ pour le modèle à trois niveaux; et pour $I > 10I_s$ pour le modèle multi-niveaux. Cette différence de comportement s'explique par le fait que dans la transition $F = 4 \rightarrow 5'$, la saturation de toutes les transition $\Delta m = \pm 1$ arrive seulement pour $I = 45I_s$ (cf. figure A.2 de l'annexe A). Nous verrons lors de la confrontation avec les résultats expérimentaux (cf. partie 4.3) lequel de ces

⁷On fait ici l'approximation que Γ_A ne change pas durant le processus de ralentissement; on néglige les variations du déplacement Doppler en fréquence.

⁸Si dans le même calcul on néglige la présence des faisceaux transverses, on trouve que pour le modèle multi-niveaux la saturation de la vitesse arrive au delà de $3I_s$

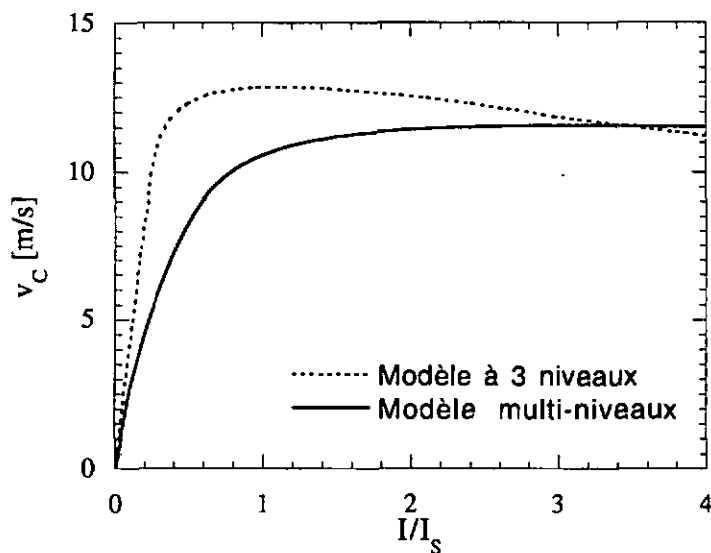


Figure 4.5: Vitesse de capture prédite par les deux modèles en fonction de l'intensité des faisceaux. Le désaccord des faisceaux est donnée par $\delta = -2\Gamma$, leur diamètre en $1/e$ par $L = 10$ mm et le gradient de champ magnétique par $b = 10$ G.cm $^{-1}$.

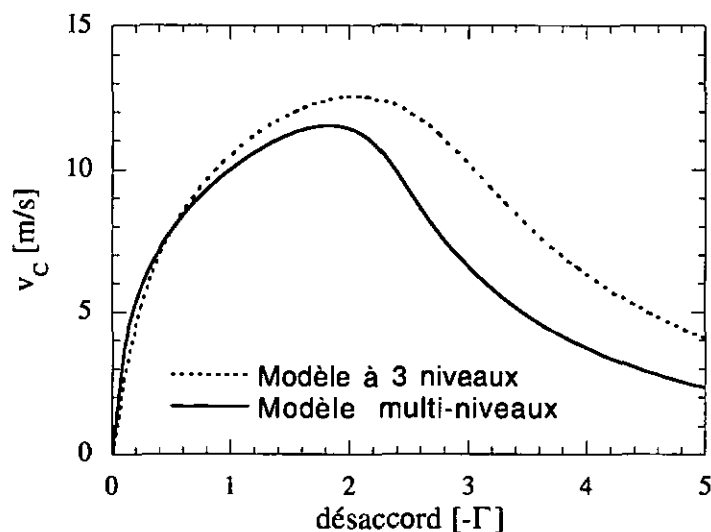


Figure 4.6: Vitesse de capture prédite par les deux modèles en fonction du désaccord des faisceaux. Le diamètre en $1/e$ des faisceaux est donnée par $L = 10$ mm, l'intensité par $I = 2I_s$ et le gradient de champ magnétique vaut $b = 10$ G.cm $^{-1}$.

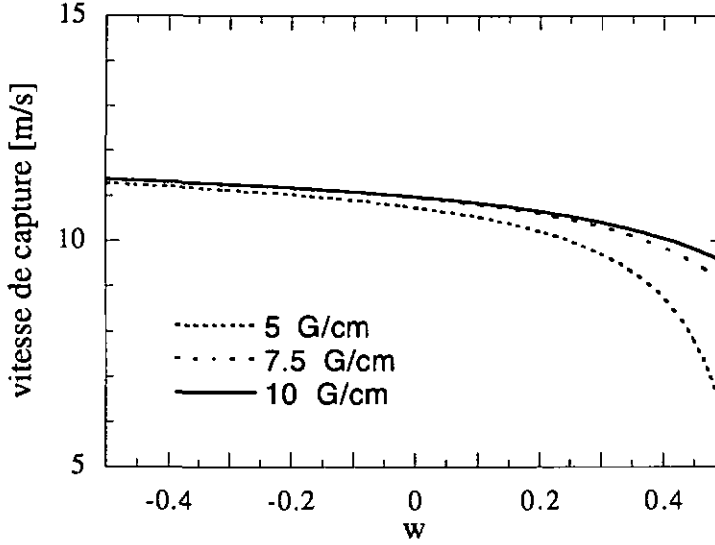


Figure 4.7: Vitesse de capture d'un atome se propageant vers $+x$ en fonction du degré de déséquilibre w entre les faisceaux $+x$ et $-x$, pour trois valeurs différentes du gradient magnétique. Le désaccord vaut $\delta = -2\Gamma$, l'intensité $I = 2I_s$ et le diamètre en $1/e$ des faisceaux laser $L = 10\text{mm}$.

modèles reproduit au mieux la réalité physique.

Comme le montre la relation (4.27), il existe pour chaque valeur de gradient magnétique et de diamètre, un désaccord qui optimise l'efficacité de capture; celle-ci augmente avec dB_x/dx et L . Le comportement de la vitesse de capture en fonction du désaccord (cf. figure 4.6) que prévoient les modèles s'explique facilement en considérant les trajectoires des atomes dans l'espace de phase (cf. figure 4.3). Au centre du piège, pour de petites valeurs de désaccord δ , lorsque δ augmente la vitesse pour laquelle la force est optimale (v_{opt}) croît également. Comme un atome avec une vitesse $v > v_{\text{opt}}$ a peu de chance d'être piégé, on comprend que la vitesse de capture commence par augmenter avec δ . D'autre part, si on considère la position x_0 où la vitesse de l'atome s'annule (le premier rebond), celle-ci se trouve près de la région où la force est optimale ($x_{\text{opt}} \propto -\delta/b$). En augmentant le désaccord, on déplace le premier rebond de l'atome jusqu'à ce qu'il sorte du diamètre des faisceaux. Ceci explique que la vitesse de capture baisse ensuite avec le désaccord.

Regardons maintenant l'effet d'un déséquilibre d'intensité sur l'efficacité de capture du piège. Nous avons vu dans la partie 2.2.2 (cf. 27), que l'effet d'un déséquilibre sur le piégeage Doppler est de déplacer le centre du piège vers un point de champ magnétique non nul. De plus, la déformation du potentiel magnéto-optique, mise en évidence dans le chapitre 2 (cf. figure 2.1 p.28), entraîne une anisotropie de la vitesse de capture des atomes. La dire-

ction où il existe un déséquilibre d'intensité n'est plus équivalente aux deux autres. On ne peut plus calculer le nombre d'atomes en faisant l'hypothèse de l'isotropie de la capture.

Nous avons déterminé la vitesse de capture d'un atome se propageant vers $+x$, lorsque la différence d'intensité freine ($w < 0$) ou accélère ($w > 0$) l'atome. Nous présentons ce résultat dans la figure 4.7, pour différentes valeurs du gradient b . On constate que la sensibilité de la vitesse de capture au déséquilibre décroît très vite avec le gradient. Ainsi, pour un gradient $b = 10$ G/cm et pour nos conditions usuelles de piégeage ($\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$), un déséquilibre de $w = 0.2$ entraîne seulement une augmentation de 2% de la vitesse de capture des atomes se propageant selon $-x$, et une diminution de 3% pour ceux qui se propagent selon $+x$.

Une si faible sensibilité s'explique facilement à l'aide d'un modèle 1D de la capture. Dans la gamme de vitesses (1 – 20 m/s) et de positions (diamètre d'intersection) importantes pour le processus de capture, les déplacements Doppler et Zeeman sont grands par rapport au désaccord du laser. Les atomes, au cours de leur capture, ne voient en fait que le faisceau qui leur est contre-propageant. Comme par ailleurs on sait que la force de pression de radiation d'une onde sature par rapport à l'intensité, on comprend que pour $I = 2I_s$ on ne commence à voir un effet du déséquilibre sur la vitesse de capture que pour $w = 0.5$.

On conclut donc qu'au dessus de la saturation en intensité ($I > I_s$), le déséquilibre d'intensité ne commence à perturber le processus de capture, et donc le nombre d'atomes piégés, que pour $w = 0.5$.

4.2.5 Conclusion de la partie théorique

Nous avons construit dans cette partie deux modèles permettant d'effectuer une analyse du rôle des différents paramètres d'une trappe magnéto-optique. Ces modèles prennent en considération le gradient de champ magnétique et l'élargissement radiatif dû aux faisceaux transverses. Le fait que les deux modèles soient basés sur des hypothèses opposées concernant le pompage optique, permet, après confrontation avec les résultats expérimentaux, de conclure sur la distribution des populations des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental pendant la capture.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Introduction

Dans cette partie, nous présentons comment varie le nombre d'atomes piégés dans une trappe magnéto-optique en fonction des paramètres de piégeage que sont l'intensité, le désaccord et le diamètre des faisceaux de refroidissement, le gradient magnétique et la pression totale dans l'enceinte à vide. Pour chacun des paramètres, nous présentons également les prévisions des deux modèles théoriques unidimensionnels de la partie 4.2. La quasi-totalité⁹ des résultats présentés a été obtenue en utilisant la seconde trappe magnéto-optique dans laquelle la pression partielle de Cs est fixe pendant toute la série de mesure.

Commençons par donner quelques éléments qui aident à la lecture des résultats présentés ci-dessous:

Le gradient magnétique Le fait que la composante x du gradient soit deux fois plus grande que les autres composantes pose un problème. En effet, les modèles sont unidimensionnels et ne peuvent donc pas prendre en compte l'anisotropie du gradient magnétique. Pour être plus près de la réalité physique, nous avons utilisé dans les prévisions théoriques:

$$\left(\frac{dB_x}{dx}\right)_{\text{th}} = \frac{2}{3} \left(\frac{dB_x}{dx}\right)_{\text{exp}} \quad (4.31)$$

Ceci est clairement une approximation, étant donné que la dépendance du nombre d'atomes dans le gradient magnétique n'est ni linéaire, ni faible (cf. figure 4.11 p.98).

L'intensité moyenne En ce qui concerne l'intensité, nous voulons que les atomes qui entrent dans la trappe sur l'axe soient représentatifs du processus de capture. Comme le profil des faisceaux ($\pm x$) de refroidissement est gaussien:

$$I = I_0 \exp[-8(y^2 + z^2)/L_e^2] \quad (4.32)$$

les atomes qui se propagent selon Ox à une distance d du centre, sont soumis à une intensité lumineuse plus faible que ceux qui sont sur l'axe. Nous en tenons compte en considérant la puissance lumineuse dans un diamètre $1/e^2$ (L_e^2), divisée par la surface correspondante $S = L_e^2 \pi/4$. Cette intensité moyenne vaut:

$$I_{\text{moy}} = \frac{I_0}{2} (1 - e^{-2}) \quad (4.33)$$

⁹Seule la mesure du nombre d'atomes en fonction de la pression totale du système à vide a été obtenue avec la première trappe magnéto-optique.

Les valeurs d'intensité qui apparaissent dans les figures ci-dessous et leurs légendes se réfèrent à cette intensité moyenne.

Les facteurs de normalisation: Pour faciliter la comparaison entre les comportements théoriques et expérimentaux, les prédictions théoriques ont été dans tous les cas, multipliées par un facteur de normalisation. Le but de nos modèles n'est pas de reproduire le nombre absolu d'atomes de Cs piégés. Même si un modèle 3-D entièrement quantique était développé, les imperfections dans les conditions de piégeage (désalignement et déséquilibres d'intensité des faisceaux laser, champ magnétique parasite), jointes aux incertitudes sur la chaîne de détection (calibration, épaisseur optique du nuage froid) rendraient très difficile la prédiction du nombre absolu d'atomes piégés. De plus, les modèles développés ne considèrent pas les facteurs géométriques liés à un piégeage 3-D. Par exemple, les atomes entrent dans le volume piégeant avec des paramètres d'impact non nuls et la forme de l'intersection des faisceaux est complexe. En fait, nous étudions ici la capacité des modèles à décrire comment le nombre d'atomes piégés dépend des paramètres de piégeage. C'est ainsi que l'on utilise différents facteurs de normalisation pour chaque courbe expérimentale.

4.3.2 Nombre d'atomes en fonction de l'intensité

Dans la figure 4.8, nous représentons le nombre d'atomes piégés en fonction de l'intensité de laser de refroidissement, pour différentes valeurs du gradient magnétique. Les valeurs sur l'axe des abscisses de ce graphe correspondent à l'intensité moyenne de chacun des six faisceaux de refroidissement, normalisée par rapport à l'intensité de saturation de la transition $|F = 4, m_g = +4 \rangle \rightarrow |F' = 5, m_g = +5 \rangle$ que l'on définit dans l'annexe A (cf. équation (A.6) p.174). Dans le même graphe, nous représentons les prédictions du modèle multi-niveaux (lignes pleines) et du modèle à trois niveaux (lignes en pointillé). Pour obtenir les résultats de la figure 4.8, nous avons utilisé les désaccords optimaux correspondant à chaque valeur de gradient magnétique.

Comme on peut le voir, le modèle à trois niveaux ne parvient pas à décrire précisément comment le processus de capture dépend de l'intensité laser. Il prévoit que lorsque l'intensité laser augmente, le nombre atteint un maximum vers I_s , puis tend vers une valeur plus faible. Un comportement aussi prononcé n'a pas été observé expérimentalement ¹⁰.

¹⁰Les autres groupes [LSW92, Gri92] qui ont mesuré le nombre d'atomes n'ont pas non plus observé de baisse du nombre d'atomes lorsque l'intensité laser augmente.

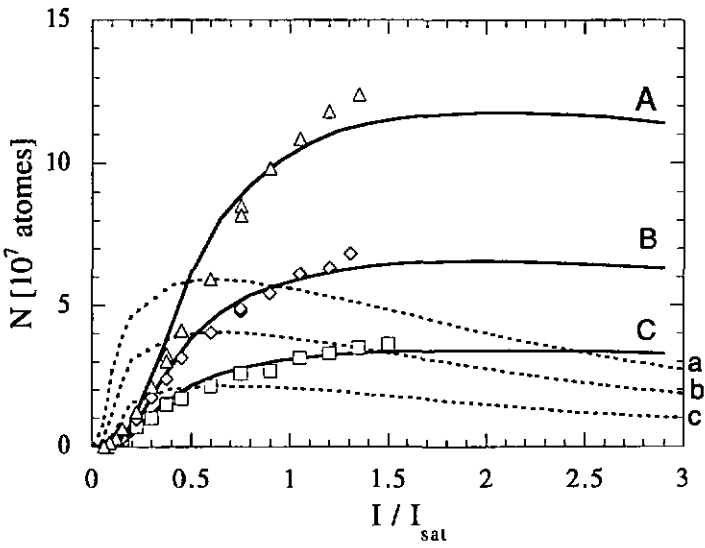


Figure 4.8: Nombre d’atomes piégés en fonction de l’intensité moyenne des faisceaux de refoidissement pour trois valeurs de gradient magnétique. Le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux est 14 mm. Les figures géométriques représentent les résultats expérimentaux alors que les lignes sont les prédictions théoriques des deux modèles de la partie 4.2. Les lignes pleines (respectivement, en pontillé) désignées par des lettres en majuscules (resp. minuscules) correspondent au modèle multi-niveaux (resp. à trois niveaux). Pour chacune de ses courbes nous avons utilisé le désaccord qui optimise le nombre. Nous donnons dans le tableau 4.1 les gradients, désaccords et facteurs de normalisation correspondant à chacune des courbes.

	A (a)	B (b)	C (c)
Résultats expérimentaux	$\triangle$	$\diamond$	$\square$
dB_x/dx [G cm ⁻¹]	12	6	4
Désaccord [Γ]	-2	-1.7	-1.3
Facteur de normalisation	3.81 (1.1)	2.4 (0.78)	1.35 (0.44)

Tableau 4.1: Caractéristiques des courbes de la figure 4.8

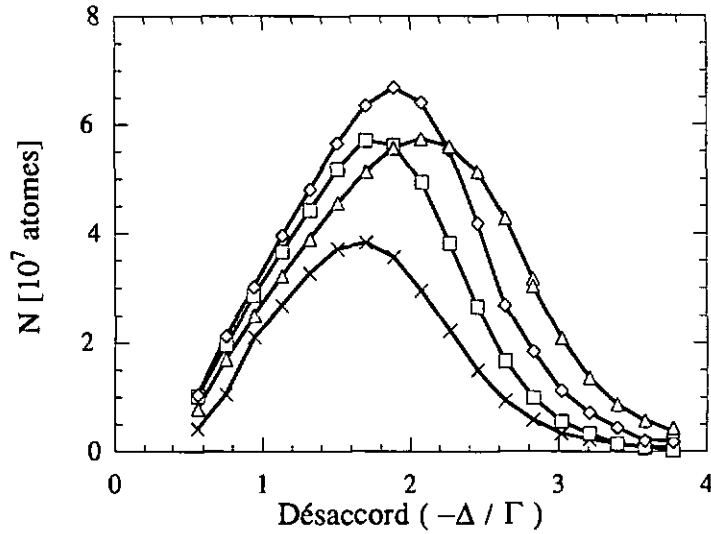


Figure 4.9: Nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord des faisceaux laser pour différentes valeurs du gradient magnétique. Le diamètre en $1/e^2$ et l'intensité moyenne des faisceaux valent $L_{e^2} = 14$ mm et $I = 1.8I_s$. Les points expérimentaux sont joints par des lignes par souci de clarté ($\Delta dB/dx = 14$ G cm $^{-1}$, $\diamond$ 10 G cm $^{-1}$, $\square$ 8 G cm $^{-1}$ and $\times$ 6 G cm $^{-1}$).

Par contre, le modèle multi-niveaux prévoit un maximum plus mou. Le nombre maximum d'atomes est atteint à une intensité plus grande et le nombre décroît ensuite très peu. Malheureusement, la puissance laser disponible ne nous a pas permis d'aller au-delà de $I = 1.8I_s$ pour comparer la saturation expérimentale du nombre avec celle que prévoit le modèle multi-niveaux. Cependant, nous pouvons dire qu'à faible intensité lumineuse le modèle multi-niveaux décrit très bien l'influence de l'intensité sur la capture.

4.3.3 Nombre d'atomes en fonction du désaccord

La figure 4.9 montre le nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord des faisceaux laser pour différentes valeurs du gradient magnétique. Cette figure met en évidence l'existence d'un désaccord et d'un gradient optimum, comme prévu par la relation (4.27) (cf. p.88).

Pour un gradient de champ magnétique entre 4 et 15 G cm $^{-1}$, le modèle multi-niveaux (respectivement à trois niveaux) prévoit des valeurs entre -1.6Γ et -1.8Γ (resp. -1.8Γ et -2Γ). La comparaison directe entre les prédictions des deux modèles de la figure 4.10 ne permet pas de choisir parmi les deux modèles celui qui reproduit le mieux les résultats expérimentaux. On constate qu'à faibles gradients magnétiques, les résultats expérimentaux sont plus proches des prédictions du modèle multi-niveaux que de celles du modèle à

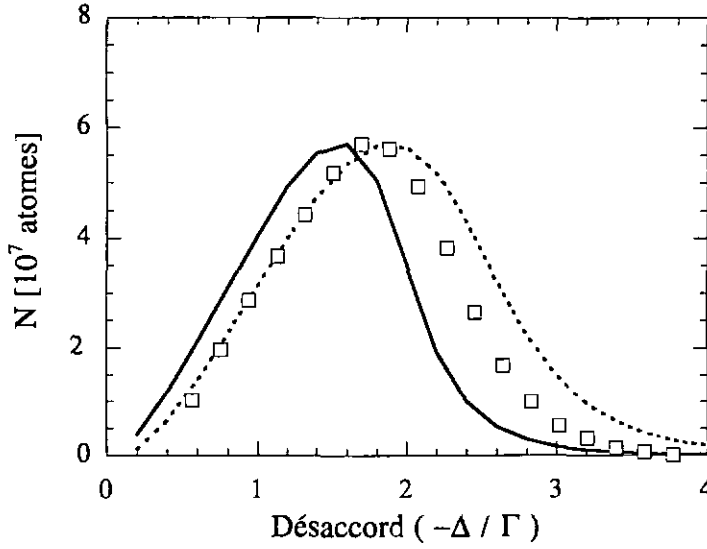


Figure 4.10: Comparaison entre les prédictions des modèles multi-niveaux et à trois niveaux concernant le nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord du laser. Le diamètre en $1/e^2$ et l'intensité moyenne des faisceaux valent $L_{e2} = 14$ mm et $I = 1.8I_s$. Les symboles (□) représentent les résultats expérimentaux obtenus pour un gradient magnétique de $dB/dx = 8$ G cm $^{-1}$. La ligne pleine (respectivement, en pointillé) correspond aux prédictions du modèle multi-niveaux (resp. à trois niveaux). Pour fitter les résultats expérimentaux les prédictions théoriques sont multipliées par un facteur de normalisation (2.0 pour le modèle multi-niveaux, 1.16 pour le modèle à trois niveaux).

trois niveaux. Et à plus grand gradient, c'est l'inverse. La figure 4.10 montre une situation intermédiaire.

4.3.4 Nombre d'atomes en fonction du gradient magnétique

A partir des courbes de la figure 4.9, nous avons représenté dans la figure 4.11, le nombre d'atomes piégés en fonction du gradient magnétique. Comme le montre la figure 4.11, l'existence d'un gradient optimum est également prévue par les modèles 1-D, même si l'accord entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques n'est pas parfait. La différence de comportement entre résultats expérimentaux et prévisions théoriques est surtout importante à faible gradient.

Nous avons constaté que le nombre d'atomes piégés à faible gradient dépendait beaucoup des conditions d'irradiation, et notamment de l'alignement et de l'équilibre en intensité des faisceaux. Nous présentons dans la figure 4.12, les résultats d'une autre mesure du nombre d'atomes en fonction du gradient effectuée à une intensité plus petite, et surtout avec des conditions

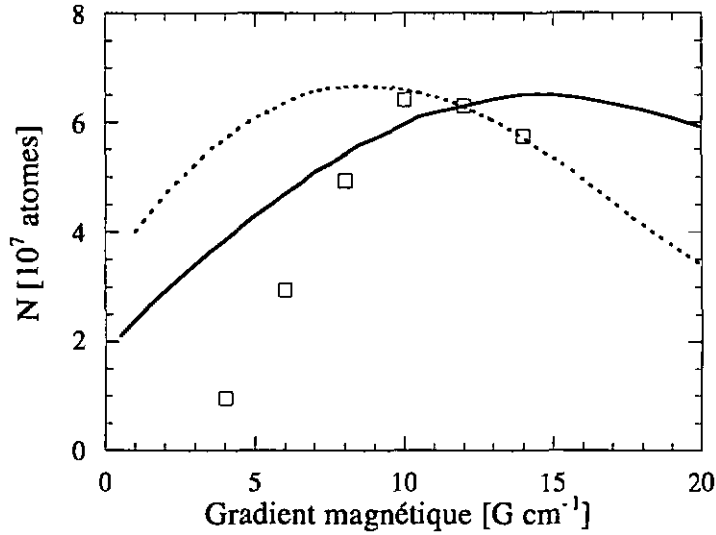


Figure 4.11: Nombre d'atomes piégés en fonction de la composante x du gradient magnétique ($dB_y/dy = dB_z/dz = 0.5dB_x/dx$). Le désaccord, le diamètre en $1/e^2$ et l'intensité moyenne des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$, $L_{e2} = 14$ mm et $I = 1.8I_s$. Les symboles ($\square$) représentent les résultats expérimentaux, la lignes pleine (respectivement, en pointillé) correspond aux prédictions du modèle multi-niveaux (resp. à trois niveaux).

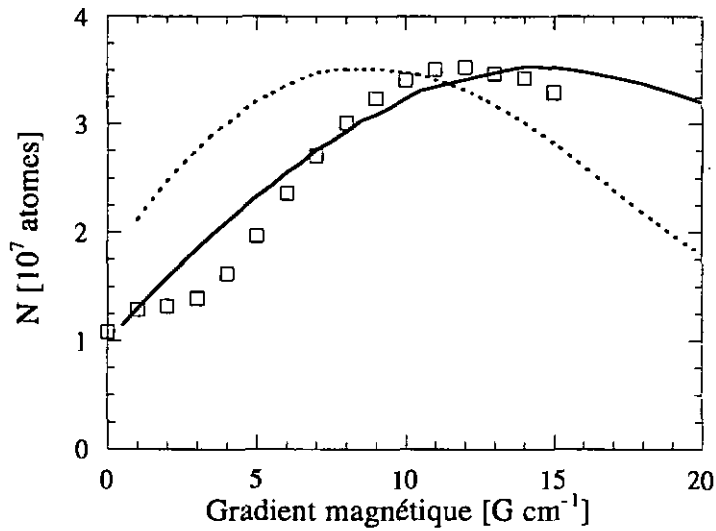


Figure 4.12: Nombre d'atomes piégés en fonction de la composante x du gradient magnétique ($dB_y/dy = dB_z/dz = 0.5dB_x/dx$). Le désaccord, le diamètre en $1/e^2$ et l'intensité moyenne des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$, $L_{e2} = 14$ mm et $I = 1.25I_s$. Les symboles ($\square$) représentent les résultats expérimentaux, la lignes pleine (respectivement, en pointillé) correspond aux prédictions du modèle multi-niveaux (resp. à trois niveaux).

d'irradiation différentes. En effet, entre les mesures de la figure 4.11 et celles de la figure 4.12, nous avons entièrement réaligné les faisceaux de refroidissement. Nous avons également optimisé les compensations de champ magnétique ainsi que les déséquilibres d'intensité pour avoir une diffusion isotrope du nuage lorsque l'on éteint les gradients magnétiques (cf. Chapitre 3 p.67). La comparaison des données expérimentales des figures 4.11 et 4.12 montre que l'influence du gradient sur le nombre d'atomes piégés est d'autant plus prononcée qu'il existe des déséquilibres d'intensité ou des champs magnétiques parasites.

Notons que lorsqu'on élimine (au mieux) ces imperfections (cas de la figure 4.12), la courbe expérimentale est très proche des prédictions théoriques du modèle multi-niveaux.

4.3.5 Nombre d'atomes en fonction du diamètre des faisceaux

Le processus de capture et ainsi le nombre d'atomes piégés dépendent fortement du diamètre des faisceaux de refroidissement. Pour déterminer la loi qui relie le nombre d'atomes et le diamètre des faisceaux, nous avons tronqué le profil gaussien des faisceaux en plaçant un diaphragme à la sortie du télescope (cf. chapitre 3 p.58). La figure 4.13 montre les courbes expérimentales correspondant à trois valeurs différentes de gradient magnétique. Pour les trois valeurs de gradient, l'accord entre les prévisions théoriques et l'expérience est bon pour des diamètres entre 3 et 12 mm. Notons qu'il n'y a pas de différences significatives entre les prédictions des deux modèles.

Remarques:

- La figure 4.13 ne montre pas comment varie le nombre d'atomes piégés en fonction du diamètre en $1/e^2$ des faisceaux. Aussi bien expérimentalement que théoriquement, le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux est fixe et seule varie l'étendue sur laquelle un atome peut être piégé. Dans la figure 4.13, si on tient compte du profil gaussien des faisceaux, quand le diamètre d diminue, l'intensité moyenne augmente, car on se restreint au centre de la gaussienne.
- Une analyse plus fine des résultats de la figure 4.13 montre que les prévisions des modèles diffèrent quelque peu des résultats expérimentaux dans la manière dont le nombre dépend du diamètre. Les modèles prévoient que le nombre augmente comme $d^{3.4}$, alors les résultats expérimentaux montrent une dépendance de la forme $N \propto d^{4.2}$. Notons qu'il

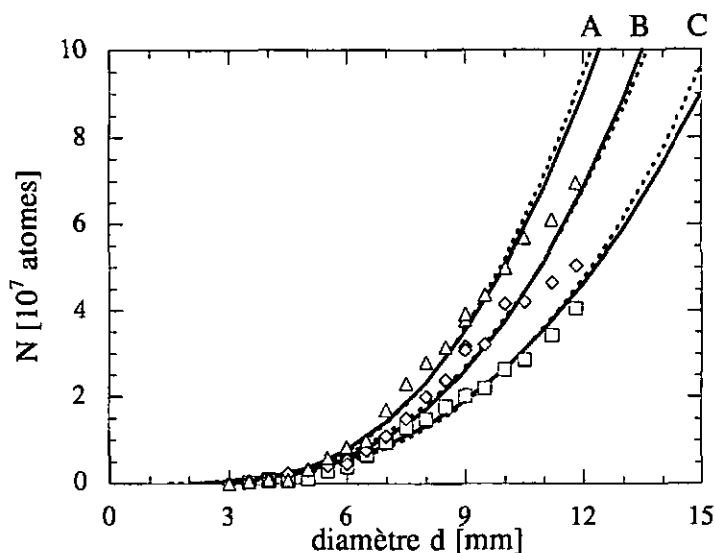


Figure 4.13: Nombre d'atomes piégés en fonction du diamètre des faisceaux de refroidissement pour trois valeurs de gradient magnétique. Le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux est 14 mm. Les figures géométriques représentent les résultats expérimentaux alors que les lignes sont les prédictions théoriques des deux modèles de la partie 4.2. Les lignes pleines (respectivement, en pointillé) désignées par des lettres en majuscule (resp. minuscule) correspondent au modèle multi-niveaux (resp. à trois niveaux). Pour chacune de ses courbes nous avons utilisé le désaccord qui optimise le nombre. Nous donnons dans le tableau 4.2 les gradients et facteurs de normalisation correspondant à chacune des courbes.

	A(a)	B(b)	C(c)
Résultats expérimentaux	$\triangle$	$\diamond$	$\square$
dB_x/dx [G cm $^{-1}$]	12	6	4
Facteur de normalisation	1.67 (0.98)	1.45 (0.85)	0.82 (0.65)

Tableau 4.2: Caractéristiques des courbes de la figure 4.13

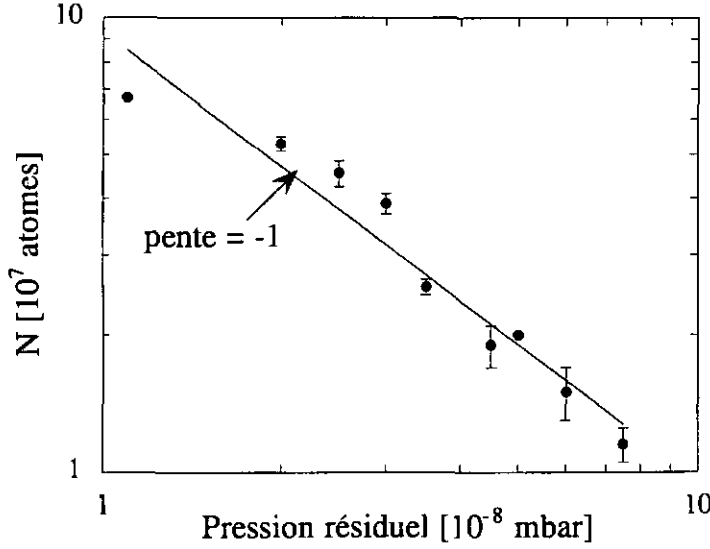


Figure 4.14: Nombre d'atomes piégés en fonction de la pression totale dans l'enceinte à vide mesuré avec une jauge Penning. Le désaccord, le diamètre en $1/e^2$ et l'intensité moyenne des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$, $L_{e^2} = 14$ mm et $I = 1.55I_s$, et le gradient est donné par $dB_z/dz = 2.6$ G cm⁻¹.

est difficile de comparer ces dépendances avec celles obtenues par Lindquist *et al.* [LSW92] et Gibble *et al.* [GKC92]. Ils ont fait varier le diamètre en $1/e^2$, L_{e^2} , des faisceaux en gardant constante l'intensité des faisceaux et ils ont trouvé: $N \propto L^{3.6}$. Cependant, le fait que les dépendances obtenues soient très proches n'est guère surprenant.

4.3.6 Nombre d'atomes en fonction de la pression totale

Nous avons représenté dans la figure 4.14, comment le nombre d'atomes piégés dépend de la pression totale dans l'enceinte à vide. Ce graphe montre que pour des pressions totales supérieures à 10^{-8} mbar, les pertes dues aux collisions entre atomes lents et atomes du gaz résiduel ne sont pas négligeables. On note également que ce nombre d'atomes décroît selon une loi de la forme $N \propto 1/p$. Cette loi est en accord avec la modélisation de la dynamique de remplissage du piège de la partie 4.2.2, qui prévoit qu'à taux de remplissage constant, le nombre d'atomes piégés en régime stationnaire s'écrit:

$$N = R\tau = \frac{R}{n_0\sigma_{Cs}\bar{v}_{Cs} + (\sum_i n_i\sigma_i\bar{v}_i)} \quad (4.34)$$

On rappelle que l'indice i désigne la composante i du gaz résiduel. Pour comparer de manière plus fine les résultats expérimentaux avec le modèle, il

faudrait connaître de manière précise la composition du gaz résiduel (ce qui est difficile), mais aussi les sections efficaces de collisions entre les atomes ou les molécules (i) et les atomes de Cs. Or, mis à part l'hélium [SCF92] et quelques autres gaz rares [KOS91], on ne connaît pas les sections efficaces σ_i .

4.4 Analyse et discussions

4.4.1 Comparaison des deux modèles

Le modèle à trois niveaux est le modèle le plus simple qui tienne compte du champ magnétique. Comme le montrent les figures 4.10 et 4.13, les prédictions de ce modèle reproduisent le comportement général de nombre d'atomes piégés en fonction de paramètres comme le désaccord et le diamètre des faisceaux laser. Malgré sa simplicité, ce modèle prédit le nombre d'atomes piégés avec une bonne précision: les facteurs de normalisation sont entre 0.7 et 1.2.

Toutefois, ce modèle ne parvient pas à décrire comment le processus de capture dépend de l'intensité des faisceaux laser et du gradient de champ magnétique. Cet échec dans la description montre que l'hypothèse (grossière) de pompage optique vers les sous-niveaux $m_F = \pm 4$, qui ne considère que les transitions avec les petites intensités saturantes, tend à surestimer l'effet de l'élargissement radiatif. Ce point est le seul sur lequel les deux modèles montrent nettement une différence dans leur prédiction. La figure 4.8 montre qu'une description précise de la saturation nécessite la considération de tous les sous-niveaux Zeeman. En effet, même s'il est nécessaire de normaliser ses prédictions avec un facteur compris entre 1 et 3.1, le modèle multi-niveau reproduit de façon précise (cf. figure 4.8), la manière dont le nombre d'atomes piégés dépend de l'intensité des faisceaux laser. Ce bon accord traduit le fait que le modèle reproduise, de manière très fidèle, la réalité physique. D'une part, il tient compte de la saturation optique due aux six faisceaux du piège 3-D; et d'autre part, il considère l'ensemble des transitions $\Delta m = \pm 1$ qui peuvent être induites à partir des sous-niveaux de l'état fondamental du césium, avec leur force d'oscillateur associée. Ceci permet de rendre compte de la saturation progressive des différentes transitions $\Delta m = \pm 1$ lorsque l'intensité augmente (cf. figure A.2 p.173).

La comparaison des prédictions des deux modèles avec les résultats expérimentaux montre que pour décrire la capture, l'hypothèse de non-pompage optique Zeeman est plus proche de la réalité physique que celle qui suppose un pompage optique vers les sous-niveaux $m_F = \pm 4$. Ce résultat constitue une des conclusions majeures de l'étude théorique et expérimentale du processus de capture.

D'autre part, le bon accord du modèle multi-niveaux avec l'expérience justifie, *a posteriori*, l'utilisation d'un modèle entièrement unidimensionnel pour décrire le processus de capture dans une trappe magnéto-optique. Nous le prouvons ici pour une gamme de gradients magnétiques b et de diamètre L_e tels que $0 \leq bL_e \leq 15$ G. Le fait de considérer que les atomes entrant dans la trappe sur l'axe sont représentatifs du processus de capture général, diffère du point de vue adopté par Lindquist *et al.* [LSW92]. Rappelons que pour décrire la capture, ces derniers utilisent un modèle quasi-unidimensionnel qui tient compte des variations en direction du champ magnétique. Ils considèrent des atomes se propageant parallèlement à une direction donnée (par exemple Ox), à une distance variable de l'axe Ox . Ils effectuent une moyenne de la vitesse de capture sur la section (dans le plan Oyz) des faisceaux de refroidissement. Les modèles que l'on a utilisés ici, nécessitent moins de temps de calcul car ils évitent le moyennage de la vitesse de capture.

Un piège 3-D peut donc être décrit par un modèle purement unidimensionnel, pour autant que les caractéristiques tridimensionnelles, comme l'élargissement radiatif dû aux faisceaux transverses et l'égalisation des populations des sous-niveaux Zeeman par les changements de direction du champ magnétique, soient prises en compte par le modèle.

4.4.2 Etude du rôle du gradient magnétique dans la capture

Les résultats expérimentaux et la dépendance théorique du nombre d'atomes en fonction du gradient de champ magnétique permettent de mettre en évidence, d'une part le rôle du champ magnétique dans le processus de capture et, d'autre part, certaines limites de la description.

Rôle du gradient magnétique longitudinal

Comme le montre les figures 4.11 et 4.12, pour un désaccord, une intensité et un diamètre donnés des faisceaux laser, il existe un gradient magnétique qui optimise le nombre d'atomes piégés. Notons que les modèles prédisent bien l'existence d'un gradient optimum. L'existence d'un gradient magnétique optimum dans notre description unidimensionnelle suggère que le champ magnétique longitudinal influence le processus de capture de deux manières différentes dont l'importance relative varie avec le gradient. Pour de faibles valeurs de gradient magnétique, la contribution qui prédomine vient du fait que le champ magnétique tend à courber les trajectoires atomiques dans l'espace de phase (cf. figure 4.3 p.86). Lorsque le gradient augmente, le premier rebond se rapproche du centre, augmentant aussi la vitesse de

capture [Gri92]. Cet effet, dû au champ magnétique, cesse d'être dominant lorsque les déplacements Zeeman aux bords de la zone de capture ne sont plus négligeables par rapport au désaccord du laser et aux déplacements Doppler. En effet, on montre qu'un champ magnétique longitudinal ¹¹ perturbe le processus de refroidissement en réduisant le coefficient de friction [WDRP92]. Ainsi, pour des valeurs plus grandes de gradient, la vitesse de capture, et par conséquent le nombre d'atomes piégés, décroît avec le gradient.

Considération des champs magnétiques transverses

Comme le montre la figure 4.12, toute l'influence du gradient magnétique sur l'efficacité de la capture peut être décrite à l'aide d'un modèle unidimensionnel, pour autant que celui-ci tienne compte de tous les sous-niveaux de l'état fondamental. Cela montre qu'une description précise de la capture peut être obtenue en considérant uniquement les atomes qui sont soumis à un champ longitudinal pendant le processus. La considération des champs magnétiques transverses n'est pas nécessaire pour décrire la capture et son efficacité. Notons d'ailleurs que le modèle de Lindquist *et al.* [LSW92], qui tient compte des champs magnétiques transverses, prévoit une dépendance du nombre d'atomes dans le gradient magnétique qui est très proche de celle que nous avons obtenu avec nos modèles.

Considération des pertes

La différence entre les prédictions des modèles unidimensionnels et les résultats expérimentaux à faible gradient que montre la figure 4.12, traduit le fait que nos modèles négligent les phénomènes de perte autre que les collisions entre atomes de césium lents et rapides. A de faibles gradients, la trappe devient très sensible à un champ magnétique ou un déséquilibre d'intensité parasite. De tels éléments induisent un entraînement des atomes hors de la trappe. Dans la figure 4.15, nous représentons simultanément le nombre d'atomes piégés et le temps de charge d'un piège magnéto-optique ¹². Cette figure montre que lorsque le gradient magnétique diminue, le temps de charge reste constant jusqu'à un gradient de 2 G cm^{-1} . Ceci tendrait à prouver que la perte des atomes s'effectue pendant le processus capture. Dans ce cas en effet, le temps de charge n'est pas modifié. Seul le taux de capture est réduit par les pertes (cf. équation (4.10)).

¹¹ L'effet d'un champ magnétique sur le refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$ est étudié dans la partie 2.3.

¹² Dans ce cas, aucune précaution particulière n'a été prise pour annuler les champs magnétiques et déséquilibres d'intensité parasites.

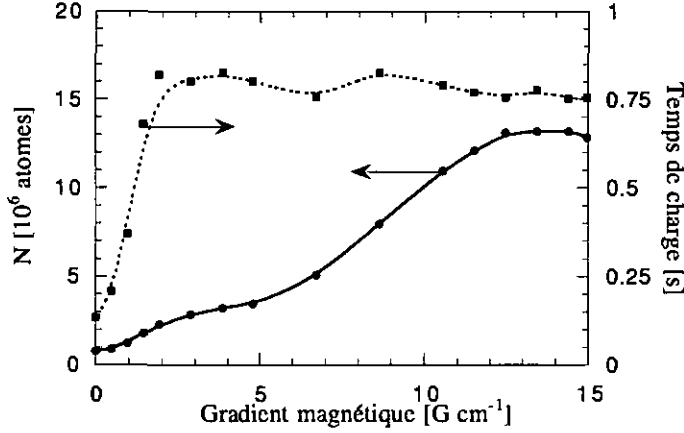


Figure 4.15: Nombre d’atomes piégés et temps de charge en fonction de la composante x du gradient magnétique ($dB_y/dy = dB_z/dz = 0.5dB_x/dx$). Le désaccord, le diamètre en $1/e^2$ et l’intensité moyenne des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$, $L_{ez} = 14$ mm et $I = 1.8I_s$. Les points expérimentaux sont reliés par des lignes par souci de clarté.

La faiblesse du nombre d’atomes piégés à faible gradient traduit la grande sensibilité du refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$ aux diverses imperfections du système d’irradiation. Cette sensibilité peut être expliquée par le fait que comme le montre Hemmerich *et al.* [HWEH93], la mélasse 3-D $\sigma^+ - \sigma^-$ présente un réseau de “tourbillons” avec plusieurs directions de fuite pour les atomes. Une imperfection dans les conditions de ralentissement induit un entraînement des atomes selon une des directions préférentielles de fuite. Notons d’ailleurs qu’un nuage obtenu en mélasse n’est visible sur la caméra CCD que lorsque les champs magnétiques et déséquilibres d’intensité parasites ont été considérablement réduits ($B_{\text{para}} < 10$ mG et $w_{\text{para}} < 0.05$).

4.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré le rôle des différents paramètres d’une trappe magnéto-optique en utilisant deux modèles simples. Ces modèles unidimensionnels tiennent compte du gradient de champ magnétique et de l’élargissement radiatif créé par les faisceaux transverses. Nous avons montré que les prédictions les plus précises sont obtenues à l’aide du modèle multi-niveaux. Pour décrire le processus de capture, la conséquence essentielle du caractère tridimensionnel du champ magnétique est que les populations de sous-niveaux Zeeman de l’état fondamental soient égales. Cette caractéris-

tique permet de simplifier considérablement – tout en la gardant réaliste – la description du processus de capture. Celle-ci est alors entièrement unidimensionnelle. Ce modèle, qui ne considère que l'effet du champ magnétique longitudinal, permet notamment de décrire parfaitement l'influence du gradient magnétique sur l'efficacité de capture.

Chapitre 5

Etude de la trappe anisotrope

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons des études théoriques et expérimentales sur le nombre d'atomes piégés dans une trappe anisotrope et sur les caractéristiques du nuage d'atomes obtenu. Le principe d'une trappe anisotrope est simple. A l'aide d'un champ magnétique quadrupolaire 2-D d'axe Oz (cf. Chapitre 3) et d'une mélasse 3-D $\sigma^+ - \sigma^-$, les atomes sont soumis à deux types de force. Dans le plan Oxy , il s'agit d'une force de piégeage magnéto-optique de la forme $\underline{F} = -\alpha \underline{v} + \kappa \underline{x}$ ¹ et dans la direction Oz la force correspond à celle d'une mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$.

Ce principe a déjà été utilisé par divers groupes [YDNP94, RWMC90, NWE90] pour effectuer une compression transverse d'un jet atomique (Cs ou Na) ralenti et refroidi par des faisceaux laser. Cependant, dans toutes ces expériences, d'une part, les jets fonctionnaient sur un mode pulsé; d'autre part, l'objectif était d'obtenir un jet d'atomes très bien collimaté et non des vitesses axiales moyennes et quadratiques très faibles. Ainsi, les vitesses moyennes minimales obtenues par ces différents groupes restent élevées: 2.7 m s^{-1} pour la référence [RWMC90], 10 m s^{-1} pour [YDNP94] et 40 m s^{-1} pour [NWE90].

L'originalité de notre expérience réside dans deux éléments. Les atomes sont d'une part piégés à partir de la vapeur, ce qui simplifie considérablement la réalisation expérimentale. D'autre part, même si le confinement est bidimensionnel, le ralentissement des atomes s'effectue dans les trois directions. Ceci assure une distribution de vitesse étroite dans la direction Oz . Une telle trappe présente un grand potentiel pour la génération d'un jet continu d'atomes lents. En effet, la direction Oz (exempte de piégeage) peut être utilisée pour extraire les atomes de la trappe anisotrope en appliquant, par

¹Ceci n'est vrai que très près de l'axe Oz .

exemple, un champ magnétique ou un déséquilibre d'intensité vertical (cf. Chapitre 2). L'étude des processus d'extraction d'atomes d'une trappe 2-D est l'objet du chapitre 6.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter une description théorique bidimensionnelle du piège magnéto-optique en terme de force Doppler qui permet d'étudier le processus de capture dans une trappe anisotrope. Puis à la lumière de ce modèle, nous donnons les résultats d'une étude expérimentale comparative de l'efficacité de capture des trappes isotropes et anisotropes. Ensuite, nous comparons les températures des deux types de piège et donnons une explication à la différence de températures observée. Enfin, nous donnons une explication aux structures particulières observées dans les nuages froids obtenus dans des pièges anisotropes ².

5.2 Modèle Doppler 2-D du piégeage

5.2.1 Position du problème

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, la capture dans une trappe magnéto-optique isotrope peut être décrite par un modèle unidimensionnel. Une telle description se fonde sur la quasi-isotropie ³ de la combinaison lumière-champ magnétique, pour utiliser l'hypothèse que chaque atome entrant dans un volume piégeant subit l'action d'une paire de faisceaux et d'un gradient magnétique colinéaire à sa vitesse. Dans la trappe anisotrope, cette hypothèse n'est plus justifiée. Pour décrire l'anisotropie du champ magnétique, il y a nécessité d'utiliser un modèle au moins bidimensionnel. Nous allons, dans ce qui suit, donner une description bidimensionnelle du processus de capture qui permettra notamment de comparer l'efficacité de capture des trappes isotropes et anisotropes. On considère les mêmes approximations que celles du modèle unidimensionnel multi-niveaux (cf. chapitre 4 p.83). A savoir: l'approximation de la force Doppler, le non-pompage optique et la prise en compte de la présence des faisceaux transverses dans l'élargissement radiatif. Nous verrons que le caractère bidimensionnel du modèle oblige à une redéfinition de la notion de vitesse de capture et une modification de l'expression du nombre d'atomes piégés.

²Dans ce chapitre les pièges isotropes et anisotropes sont également appelés pièges 3-D et 2-D, en référence au gradient magnétique.

³Par les équations de Maxwell, le gradient magnétique est tel que $dB_y/dy = dB_z/dz = -0.5dB_x/dx$, si Ox est l'axe principal du champ magnétique. D'autre part, les faisceaux se propagent selon trois directions particulières.

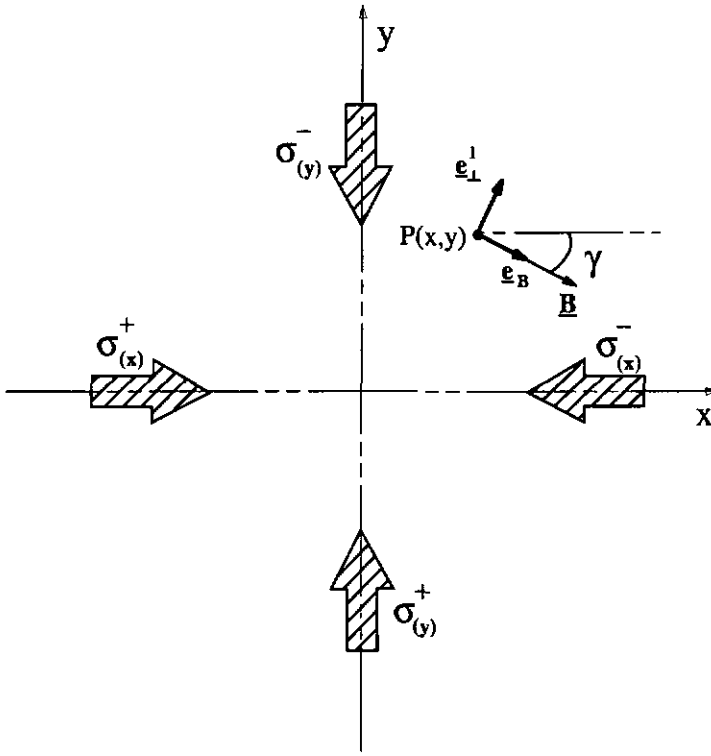


Figure 5.1: Configuration laser d'un piège bidimensionnel avec au point $P(x, y)$ un champ magnétique $\underline{B}(x, y)$.

5.2.2 Force magnéto-optique

On considère deux paires de faisceaux laser opposés se propageant selon les axes Ox et Oy dans le plan Oxy . On désire calculer la force magnéto-optique totale qui s'exerce sur un atome de vitesse $\underline{v} = v_x \underline{e}_x + v_y \underline{e}_y$, situé au point $P(x, y)$ où le champ magnétique est donné par $\underline{B}(x, y)$ (cf. figure 5.1). Alors nous prenons en chaque point $P(x, y)$ l'axe de quantification dans la direction de $\underline{B}(x, y)$ ⁴. Ce choix implique que l'axe de quantification change sans cesse au cours du mouvement de l'atome. Cependant, ce choix est intéressant car il permet que l'effet du champ magnétique soit un déplacement énergétique des sous-niveaux des états fondamentaux. Pour un champ $\underline{B}(x, y)$ quelconque, les faisceaux selon Ox et Oy peuvent induire des transitions σ^+ , σ^- et π .

Décomposons ces faisceaux en composante de polarisation pure dans la nouvelle base. On définit en chaque point (x, y) les vecteurs unitaires suivants:

$$\underline{e}_B = \frac{1}{B} (B_x, B_y, 0)$$

⁴On traite ici le cas des points $P(x, y)$ tels que $\underline{B}(x, y) \neq 0$.

	σ_B^+	π_B	σ_B^-
$\sigma_{(x)}^+$	$\frac{1}{4}(1 + \cos(\gamma))^2$	$\frac{1}{2}\sin^2(\gamma)$	$\frac{1}{4}(1 - \cos(\gamma))^2$
$\sigma_{(x)}^-$	$\frac{1}{4}(1 - \cos(\gamma))^2$	$\frac{1}{2}\sin^2(\gamma)$	$\frac{1}{4}(1 + \cos(\gamma))^2$
$\sigma_{(y)}^+$	$\frac{1}{4}(1 + \sin(\gamma))^2$	$\frac{1}{2}\cos^2(\gamma)$	$\frac{1}{4}(1 - \sin(\gamma))^2$
$\sigma_{(y)}^-$	$\frac{1}{4}(1 - \sin(\gamma))^2$	$\frac{1}{2}\cos^2(\gamma)$	$\frac{1}{4}(1 + \sin(\gamma))^2$

Tableau 5.1: Décomposition en énergie des quatre faisceaux de la figure 5.1 en polarisation σ_B^- , π_B et σ_B^+ où l'indice B indique le fait que l'axe de quantification est choisi selon le vecteur $\underline{B}$. γ désigne l'angle entre le champ magnétique $\underline{B}$ et l'axe Ox . Les éléments de ce tableau donnent pour chaque onde du plan Oxy la fraction d'intensité lumineuse polarisée $\sigma_B^\pm$ et π_B .

$$\begin{aligned}\underline{e}_\perp^1 &= \frac{1}{B}(-B_y, B_x, 0) \\ \underline{e}_\perp^2 &= (0, 0, 1)\end{aligned}\quad (5.1)$$

où $\underline{e}_B$ est le vecteur unitaire parallèle à $\underline{B} = (B_x, B_y, 0)$ et $\underline{e}_\perp^{1,2}$ sont les vecteurs orthogonaux. Pour un axe de quantification selon $\underline{e}_B$, une transition $\sigma^\pm$ et π est induite par une onde dont le vecteur champ électrique est parallèle à $\underline{e}_\perp^\pm = \mp 1/\sqrt{2}(\underline{e}_\perp^1 \pm i\underline{e}_\perp^2)$ et $\underline{e}_B$. Nous avons décomposé les quatres ondes polarisées circulairement de la figure 5.1 en composante $\sigma^\pm$ et π , dans la nouvelle base dont l'axe de quantification est parallèle au champ magnétique $\underline{B}$. Nous donnons le résultat de cette décomposition en énergie dans le tableau 5.1.

La pression de radiation exercée par chacun des faisceaux du plan Oxy sur un atome en (x, y) est la somme pondérée, par le coefficient du tableau 5.1, des pressions de radiation des ondes polarisées $\sigma^\pm$ et π ⁵. Par exemple la force due au faisceaux $\pm x$ s'écrit:

$$\begin{aligned}F_x(\underline{x}, \underline{v}) &= \frac{1}{9}\hbar k\Gamma \sum_{\Delta m=-1}^1 \sum_{m_g=-4}^4 \\ &\left[\frac{\beta_{m_g, \Delta m}^+(\underline{x})}{1 + 4\beta_{m_g, \Delta m}^+ \left(1 + 2\exp\left(-4\left(\frac{x}{L}\right)^2\right)\right) + 4\delta_{m_g, \Delta m}^{+2}(\underline{x}, \underline{v})} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\beta_{m_g, \Delta m}^-}{1 + 4\beta_{m_g, \Delta m}^- \left(1 + 2\exp\left(-4\left(\frac{x}{L}\right)^2\right)\right) + 4\delta_{m_g, \Delta m}^{-2}(\underline{x}, \underline{v})} \right] \quad (5.2)\end{aligned}$$

⁵Cette somme est ici possible car nous avons négligé la force réactive.

où $\beta_{m_g, \Delta m}^\pm$ est le paramètre de saturation en intensité, associé à la transition $|F = 4, m_g\rangle \rightarrow |F' = 5, m_g + \Delta m\rangle$ induite par le faisceau $\pm x$:

$$\beta_{m_g, \Delta m}^\pm(\underline{x}) = \alpha_{\Delta m}^\pm(\underline{x}) \frac{I^{\pm x}(\underline{x})}{I_s(m, \Delta m)} \quad (5.3)$$

$\alpha_{\Delta m}^\pm(\underline{x})$ est la fraction d'intensité lumineuse du faisceau $\pm x$ qui induit une transition Δm (cf. tableau 5.1). $I^{\pm x}(\underline{x}) = I_0^{\pm x} \exp(-4y^2/L^2)$ est l'intensité des faisceaux $\pm x$ et $I_s(m, \Delta m)$ est l'intensité de saturation de la transition $|F = 4, m_g\rangle \rightarrow |F = 4, m_g + \Delta m\rangle$ (cf. équation (A.7) de l'annexe A). Et $\delta_{m_g, \Delta m}^{\pm x^2}(\underline{x}, \underline{v})$ est le désaccord effectif correspondant, normalisé à Γ . Il est donné par :

$$\delta_{m_g, \Delta m}^{\pm x^2}(\underline{x}, \underline{v}) = \frac{1}{\Gamma} \left(\delta \mp kv_x - \frac{\mu_B B(\underline{x})}{\hbar} ((m_g \pm \Delta m) g_e - m_g g_g) \right) \quad (5.4)$$

On définit de la même manière la force $F_y(\underline{x}, \underline{v})$ due aux faisceaux $\pm y$.

Remarques:

- Comme mentionné dans le chapitre 1 (cf. équation (1.33) p.17), les changements de direction de l'axe de quantification induisent un couplage entre les sous-niveaux de l'état fondamental [DCT89]. De la même manière qu'on néglige les effets du pompage optique, on ne tient compte de ce couplage: nous supposons que la matrice densité de l'atome reste isotrope pendant tout le processus de capture.
- Dans le cas d'un gradient de champ magnétique linéaire $\underline{B} = b x \underline{e}_x$, la force $F_x(\underline{x}, \underline{v})$ est égale à celle du modèle unidimensionnel (cf. équation (4.21) p.84).

5.2.3 Trajectoires d'atomes dans un piège

A partir des expressions des forces $F_x(\underline{x}, \underline{v})$ et $F_y(\underline{x}, \underline{v})$, on obtient le mouvement des atomes dans une configuration donnée de champ magnétique en résolvant l'équation de Newton 2-D:

$$m \dot{\underline{v}} = \underline{F}(\underline{x}, \underline{v}) \quad (5.5)$$

Nous considérons, ici, principalement deux configurations de piégeage magnéto-optique: l'une correspond à la trappe isotrope ⁶ et l'autre à la trappe anisotrope.

⁶Ce modèle 2-D est dans ce cas une généralisation du modèle 1-D présenté dans la partie 4.2 dans ce sens qu'il considère également les atomes qui se propagent hors de l'axe Ox .

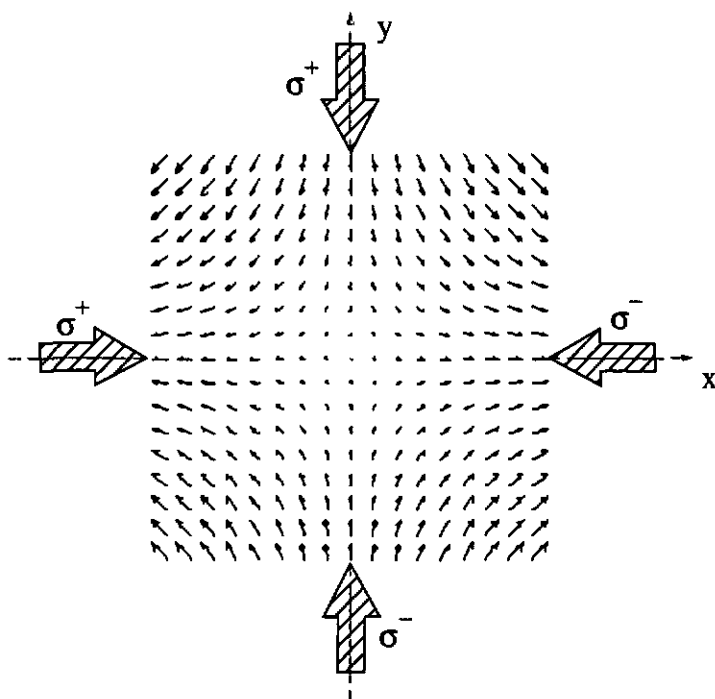


Figure 5.2: Lignes de champ magnétique dans un piège magnéto-optique 2-D isotrope.

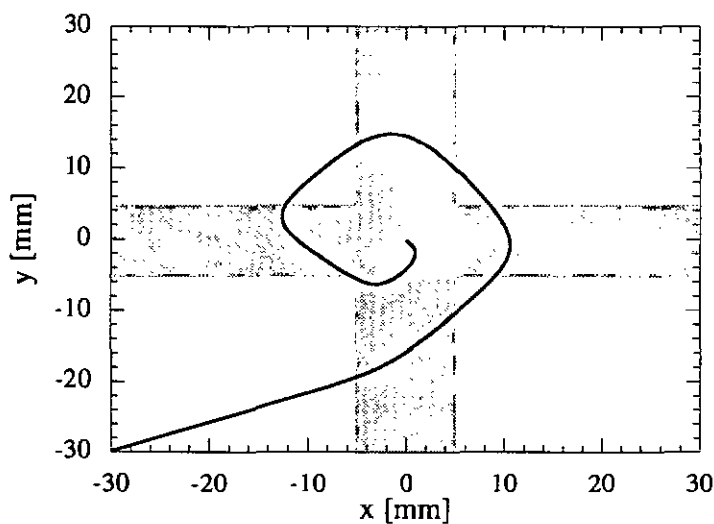


Figure 5.3: Exemple de trajectoire d'un atome capturé dans un piège magnéto-optique isotrope. Le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 2I_s$, et le gradient de champ magnétique $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$. L'atome entre dans la zone des faisceaux laser avec une vitesse $v_0 = 7 \text{ m s}^{-1}$ et un paramètre d'impact par rapport au centre $a_0 = 16 \text{ mm}$. La zone ombrée correspond au diamètre en $1/e$ des faisceaux ($L = 10 \text{ mm}$).

Modèle 2-D d'une trappe isotrope

Une trappe magnéto-optique isotrope peut être décrite par un modèle 2-D, avec la configuration laser et le champ magnétique quadrupolaire 2-D, présentés dans la figure 5.2.

Remarques:

- Le champ magnétique de la figure 5.2 est celui produit, par exemple, par les quatre conducteurs rectilignes parallèles à l'axe Oz qui permettent d'avoir le champ magnétique quadrupolaire de la trappe anisotrope (cf. Chapitre 3).
- Cette figure représente également les composantes dans le plan Oxy d'un champ magnétique quadrupolaire 3-D d'axe Oz (cf. Chapitre 3).

L'exemple de trajectoire d'atome que nous présentons dans la figure 5.3, montre un aspect du piégeage qui ne peut pas être mis en évidence avec un modèle unidimensionnel. Il s'agit de l'action coopérative des paires de faisceaux orthogonaux. La présence d'un gradient 2-D de champ magnétique fait que chaque paire de faisceaux ramène l'atome vers le centre, c'est-à-dire dans une région où l'action de l'autre paire est plus forte. Cet aspect coopératif induit une trajectoire en forme de spirale qui converge vers le centre.

La trajectoire de la figure 5.3 correspond au cas particulier d'un atome qui entre dans la zone de piégeage avec un grand paramètre d'impact et une vitesse proche de la vitesse de capture. Cet exemple est néanmoins intéressant, car il montre que pour les trajectoires limites, le diamètre apparent de la zone de piégeage est supérieur au diamètre en $1/e$ des faisceaux de refroidissement. Il met également en lumière le caractère oscillant du mouvement d'un atome dans le modèle Doppler (cf. Figure 1.5 (p.13) du chapitre 1).

Modèle 2-D d'une trappe anisotrope

Une trappe anisotrope peut être décrite par un modèle 2-D du piégeage dans lequel le champ magnétique est donné par :

$$\underline{B}(x, y) = bx\underline{e}_x, \quad \forall x, y \quad (5.6)$$

La figure 5.4 donne une représentation de ce champ magnétique. Dans une telle configuration, les atomes sont ralentis et piégés dans la direction Ox et seulement ralentis dans la direction Oy . Cette description reproduit en fait ce qui se passe dans le plan Oyz du piège anisotrope. Nous représentons

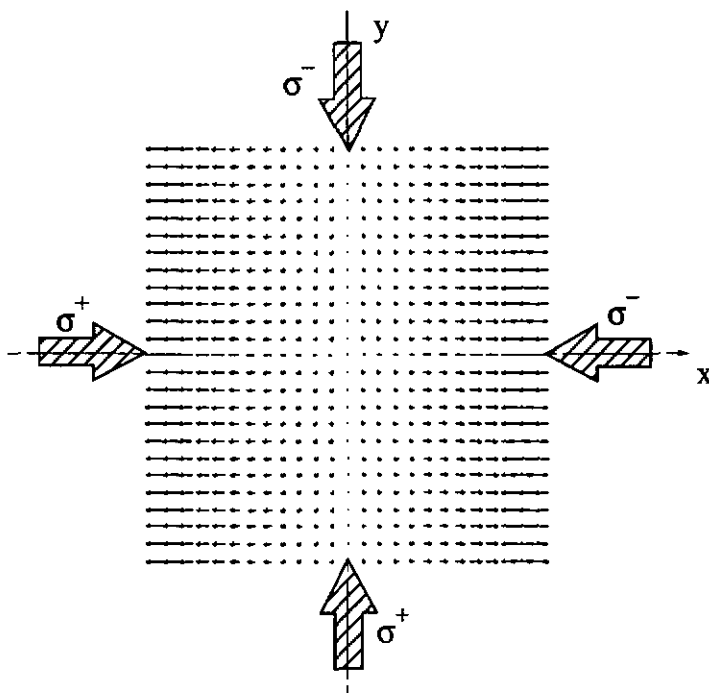


Figure 5.4: Lignes de champ magnétique dans un piège magnéto-optique 2-D anisotrope. Ox représente l'axe piégeant.

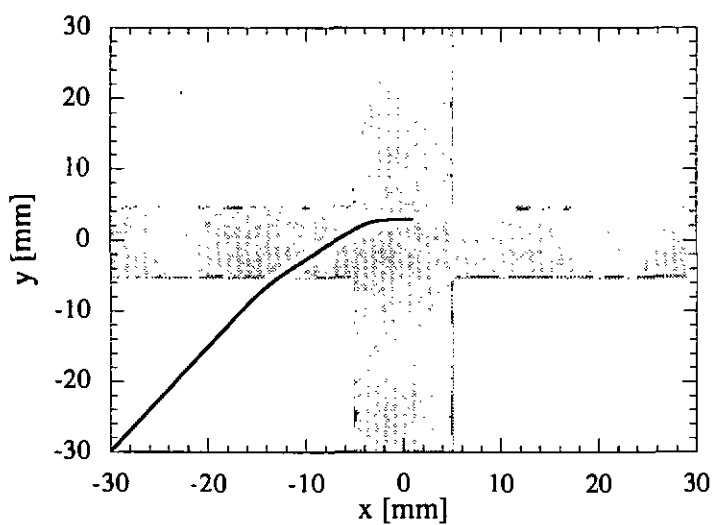


Figure 5.5: Exemple de trajectoire d'un atome capturé dans un piège magnéto-optique anisotrope. Le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 2I_s$, et le gradient de champ magnétique $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$. L'atome entre dans la zone des faisceaux laser avec une vitesse $v_0 = 7 \text{ m s}^{-1}$ et un paramètre d'impact par rapport au centre $a_0 = 8 \text{ mm}$. La zone ombrée correspond au diamètre en $1/e$ des faisceaux ($L = 10 \text{ mm}$).

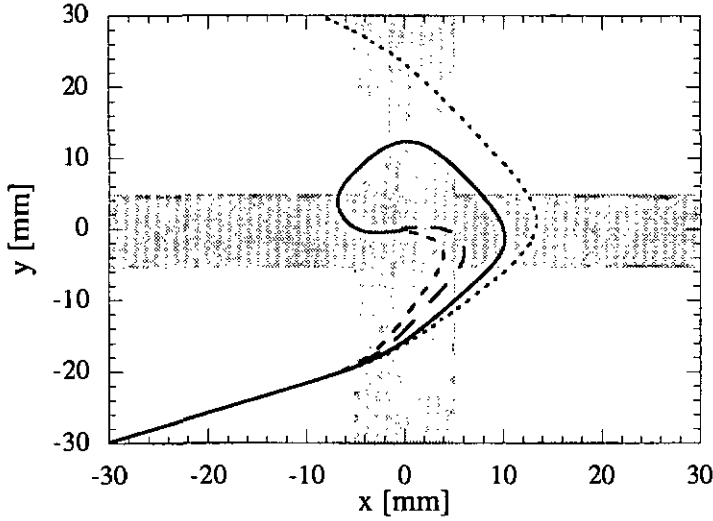


Figure 5.6: Exemples de trajectoire d'atomes dans un piège magnéto-optique isotrope. Les caractéristiques du piège sont les suivantes: le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 2I_s$ et le gradient de champ magnétique $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$. Les trajectoires correspondent à des atomes entrant dans la zone des faisceaux laser avec un paramètre d'impact par rapport au centre $a_0 = 16 \text{ mm}$ et des vitesses de norme $v_0 = 4.5, 5, 6.5$ et 8 m s^{-1} .

dans la figure 5.5, un exemple de trajectoire d'atome dans cette configuration anisotrope. Contrairement au cas isotrope illustré par la figure 5.3, la position finale des atomes piégés ne correspond plus au centre de la configuration. De plus, il n'existe plus d'action coopérative entre les paires de faisceaux orthogonaux. Ainsi, on prévoit pour les grands paramètres d'impact, une réduction de la vitesse de capture par rapport au cas isotrope.

Remarque:

- Dans le cas, comme dans notre réalisation expérimentale de la trappe 2-D où les faisceaux de refroidissement forment des angles de ± 45 degrés par rapport au gradient magnétique, les caractéristiques de la capture ne changent pas, car cette dernière est décrite par un modèle Doppler, dans lequel on somme indépendamment les composantes des forces. Nous nous contentons dans cette partie de traiter le cas décrit par la figure 5.4.

5.2.4 Notion de vitesse de capture dans un modèle 2-D

Détermination d'un critère de capture

Pour des paramètres de piégeage donnés, la vitesse limite avec laquelle un atome peut entrer dans la zone d'intersection des faisceaux et être piégé,

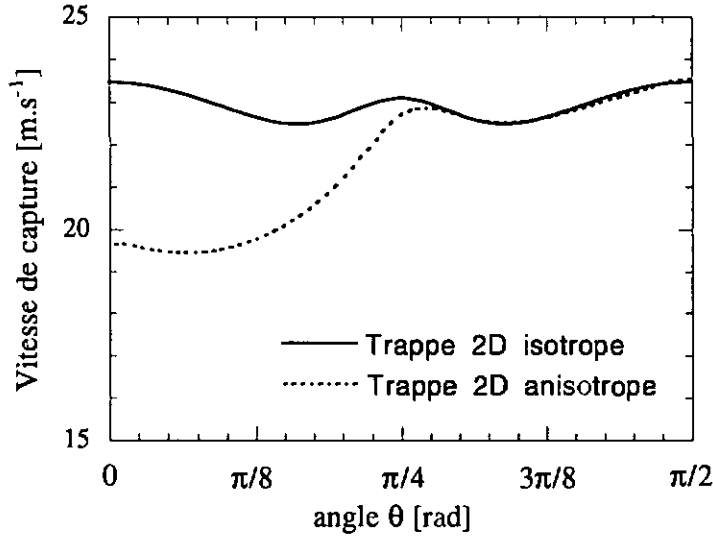


Figure 5.7: Vitesse de capture en fonction de l'angle entre la vitesse d'entrée et l'axe Ox dans le cas de trappes 2-D isotrope et anisotrope. Les caractéristiques du piège sont les suivantes: le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 2I_s$, et le gradient de champ magnétique $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

dépend beaucoup de son paramètre d'impact. Cependant, pour un paramètre d'impact donné, on peut définir la vitesse de capture dans le modèle 2-D qui prolonge celle définie dans le modèle 1-D de la partie 4.2 (cf. p.88). Pour le montrer, nous présentons dans la figure 5.6, une série de trajectoires d'atome dans une trappe isotrope, avec le même paramètre d'impact mais différentes valeurs du module de la vitesse d'entrée. Cette figure montre qu'il existe une vitesse à partir de laquelle la distance de l'atome au centre de la trappe ne tend plus vers zéro. Dans ce qui suit nous définissons, pour un paramètre d'impact donné, la vitesse de capture comme étant la vitesse limite pour laquelle la distance au centre, en fin de trajectoire, est à l'intérieur du rayon en $1/e^2$ des faisceaux ⁷. Nous utilisons ce critère pour déterminer numériquement la vitesse de capture.

Vitesse de capture en fonction du paramètre d'impact

Dans cette partie, nous étudions comment varie la vitesse de capture en fonction des paramètres d'entrée (vitesse et position) d'un atome dans la zone de piégeage. Dans un premier temps, nous calculons, pour la trappe isotrope et celle anisotrope, la vitesse de capture pour un paramètre d'impact nul: l'atome se dirigeant vers le centre avec un angle par rapport à l'axe Oz

⁷Cette définition est adaptée tant à la trappe isotrope qu'à la trappe anisotrope où les atomes piégés occupent tout le diamètre des faisceaux.

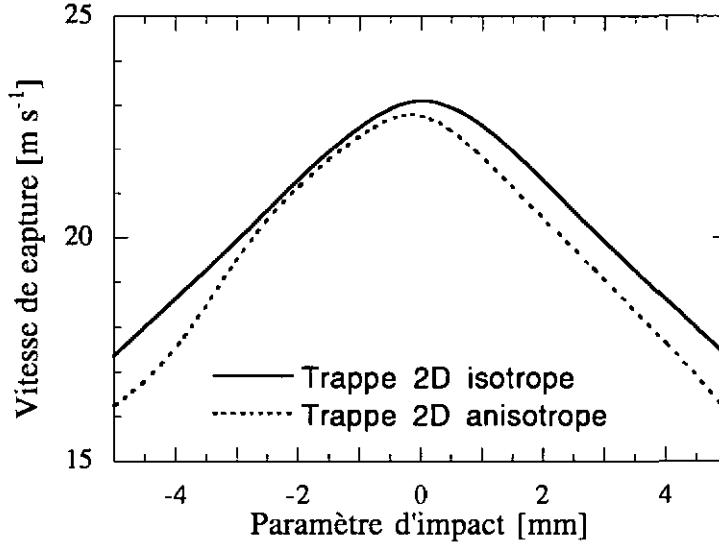


Figure 5.8: Vitesse de capture en fonction du paramètre d'impact par rapport au centre pour un atome entrant dans une trappe 2-D isotrope et anisotrope. Les caractéristiques du piège sont les suivantes: le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 2I_s$, et le gradient de champ magnétique $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

variant entre 0 et $\pi/2$ ⁸. Le résultat de ce calcul numérique est présenté dans la figure 5.7. Celle-ci montre que dans le modèle 2-D d'une trappe isotrope, la vitesse de capture dépend très peu de l'angle d'entrée. Ce résultat justifie l'hypothèse d'isotropie que l'on a fait dans le modèle 1-D de la capture du chapitre 4. De plus, la courbe du cas isotrope est utile pour caractériser la capture dans une trappe anisotrope: elle montre que dans le plan piégeant Oxy , toutes les directions de vitesse sont équivalentes. Pour un atome qui se dirige vers le centre, la vitesse de capture dépend très peu de l'angle entre la vitesse d'entrée et l'axe Ox .

Par contre, dans une configuration anisotrope, la vitesse de capture baisse (pour nos paramètres de piégeage) de l'ordre de 20% lorsque l'atome passe de l'axe Ox (piégeant) à l'axe Oy (non piégeant). Cette baisse est en accord avec les prévisions du modèle 1-D sur l'influence du gradient magnétique sur la capture. Même si cette baisse est faible, elle implique que le nombre d'atomes piégés ($\propto v_c^4$) dans une trappe anisotrope, est déjà réduit par rapport au cas isotrope, à cause d'une efficacité de capture plus petite pour certaines directions de vitesse.

Remarques:

- Pour une même valeur de gradient magnétique selon Ox , les fonctions

⁸Par symétrie, nous nous contentons de considérer les atomes venant de $x < 0$ et $y < 0$.

$v_c(\theta)$ des cas isotropes et anisotropes peuvent être approximées par les fonctions suivantes:

$$v_c^{\text{aniso}}(\theta) = \begin{cases} v_m + \frac{4}{\pi}(v_p - v_m)\theta & \text{pour } \theta < \frac{\pi}{4} \\ v_p & \text{pour } \theta > \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (5.7)$$

$$v_c^{\text{iso}}(\theta) = v_m \quad \forall \theta \quad (5.8)$$

où v_m et v_p sont les vitesses de capture correspondantes aux atomes se propageant selon l'axe non piégeant (Oy) et l'axe piégeant (Ox). Seule la vitesse de capture v_p dépend du gradient magnétique. Ces approximations sont très utiles pour le calcul du nombre d'atomes piégés.

- Les variations qui apparaissent dans les courbes de la figure 5.7 sont dues à la non-linéarité de la force magnéto-optique par rapport à la vitesse.

Nous présentons, dans la figure 5.8, comment la vitesse de capture varie avec le paramètre d'impact. Cette figure montre que dans les deux configurations, la vitesse décroît seulement de l'ordre 30% pour un paramètre d'impact égal au rayon $1/e$ ($r_{1/e} = 5$ mm) des faisceaux laser. De plus, pour des paramètres d'impact inférieurs à $r_{1/e}$, il y a peu de différences entre les deux configurations.

Ainsi, pour comparer les nombres d'atomes piégés dans la trappes anisotrope et celle isotrope, on peut se contenter de considérer les atomes qui se propagent vers le centre.

5.2.5 Nombre d'atomes piégés dans une trappe anisotrope

Notre but ici n'est pas d'effectuer une nouvelle description du processus de capture à l'aide d'un modèle 2-D. Nous voulons uniquement comparer l'efficacité de la capture dans la configuration isotrope et celle anisotrope. Le calcul du nombre d'atomes piégés dans une trappe anisotrope diffère du cas isotrope par le fait que la vitesse de capture dépend de l'orientation du vecteur vitesse à l'entrée de la zone. Nous considérons ici le cas de la figure 5.7 où les atomes se dirigent initialement vers le centre du piège. De manière générale, dans une configuration 3-D de faisceaux, le nombre d'atomes qui entrent dans le volume piégeant de surface apparente S , avec une vitesse dans l'angle solide $d\Omega(\theta, \phi)$ ⁹ et une norme entre v et $v + dv$, est donné par

⁹La description s'effectue en coordonnées sphériques: ϕ et θ sont les angles entre le vecteur vitesse et les axes Ox et Oz .

la relation suivante:

$$dN = \frac{d\Omega(\theta, \phi)}{4\pi} S n(v) v dv \quad (5.9)$$

où $n(v)dv$ donne le nombre d'atomes de la vapeur de césium ayant une vitesse de norme comprise entre v et $v + dv$. Par analogie avec le cas isotrope (cf. équation (4.7) de la partie 4.2), le nombre d'atomes entrant dans la zone de capture par unité de temps et d'angle solide, et pouvant être capturés est donné par la relation:

$$dR = \frac{4}{\pi^2} S n_0 \frac{v_c^4(\theta, \phi)}{v_{th}^3} \frac{d\Omega(\theta, \phi)}{4\pi} \quad (5.10)$$

Comme le montre la figure 5.7, dans une trappe anisotrope d'axe Oz , pour les atomes qui se dirigent vers le centre, la vitesse de capture ne dépend presque que de l'angle θ :

$$v_c(\theta, \phi) \approx v_c(\theta) \quad (5.11)$$

où $v(\theta)$ est une fonction qui dépend des paramètres de refroidissement et dont un exemple est donné dans la figure 5.7.

En intégrant la relation (5.10) sur tous les angles solides et en tenant compte des symétries du problème, on trouve que le taux de capture est donné par:

$$R = \frac{8}{\pi^3} n_0 \frac{S}{v_{th}^3} \int_0^{\frac{\pi}{2}} v_c^4(\theta) d\theta \quad (5.12)$$

Dans cette expression, on a négligé la fraction d'atomes qui est perdue par collision durant la capture. Le nombre d'atomes en régime stationnaire s'écrit ainsi:

$$N = R\tau = \frac{8}{\pi^3} \frac{S}{\sigma} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{v_c(\theta)}{v_{th}} \right)^4 d\theta \quad (5.13)$$

Pour obtenir le rapport η entre les taux de capture de la trappe anisotrope et celle isotrope, il suffit de calculer numériquement l'intégrale qui apparaît dans l'expression (5.12) pour les deux fonctions $v_c(\theta)$ représentées dans la figure 5.7. Dans nos conditions usuelles de piégeage ($\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$, $dB_x/dx = 10$ G/cm), nous avons trouvé que:

$$\eta = \frac{R_{2D}}{R_{3D}} = 0.8 \quad (5.14)$$

Notons que dans les mêmes conditions d'irradiation entre les cas isotropes et anisotropes, η ne dépend pas du facteur de saturation des faisceaux laser.

Pour déterminer la manière dont le rapport η varie avec le gradient magnétique, nous avons utilisé l'approximation donnée par les expressions (5.7) et (5.8). Dans ce cas, le rapport η est donné par:

$$\eta = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} v_c^{\text{aniso}}(\theta)^4 d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} v_c^{\text{iso}}(\theta)^4 d\theta} \quad (5.15)$$

Cette fraction se calcule aisément et on obtient:

$$\eta = \frac{1}{10v_p^4} \left(5v_p^4 + \frac{v_p^5 - v_m^5}{v_p - v_m} \right) \quad (5.16)$$

Nous avons utilisé cette relation ¹⁰ pour déterminer comment η varie avec le gradient magnétique. En évaluant l'expression (5.16), on trouve que η tend vers 1 lorsque $dB_x/dx \rightarrow 0$ (cas de la mélasse). D'autre part, il décroît avec le gradient jusqu'à sa valeur minimale. Ce comportement est en accord avec les prédictions théoriques du modèle 1-D de la figure 4.11 (cf. p.98), dans laquelle, le nombre d'atomes présente un maximum mou en fonction du gradient magnétique.

5.3 Etude expérimentale de l'efficacité de capture

5.3.1 Comparaison entre trappe 2-D et 3-D

Dans cette partie, notre but est de mettre en évidence les caractéristiques de la trappe anisotrope qui la distinguent de celle isotrope. Nous avons mesuré, pour la même configuration de lumière (diamètre, intensité et désaccord), le nombre d'atomes piégés et le temps de charge dans la trappe isotrope et celle anisotrope. Nous nous sommes assurés que l'image du nuage allongé entrain entièrement dans le CCD de la caméra (cf. p.68). Tous les résultats présentés ici ont été obtenus avec des faisceaux laser de diamètre en $1/e^2$ de 14 mm.

D'après le modèle théorique de la partie 5.2, le nombre d'atomes piégés dans une trappe anisotrope dépend du désaccord et de l'intensité des faisceaux, de la même manière que pour la trappe isotrope. La figure 5.9 confirme en partie cette prédiction. Elle est, en effet, similaire à la figure 4.9 de la partie 4.3 (cf. p.96) dans le sens qu'elle montre qu'il existe un désaccord

¹⁰Par cette méthode, on retrouve pour les conditions usuelles de piégeage le résultat (5.14) à 5% près.

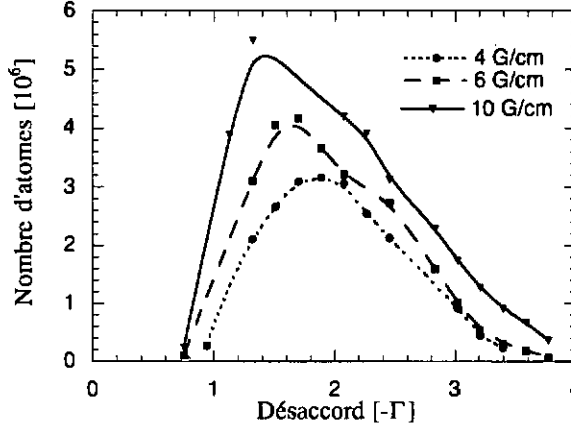


Figure 5.9: Nombre d'atomes piégés dans une trappe 2-D en fonction du désaccord des faisceaux de refroidissement pour trois valeurs différentes de gradients magnétiques dB_x/dx . Les points expérimentaux sont joints par des lignes par souci de clarté. L'intensité de chaque faisceau moyennée sur le diamètre en $1/e^2$ est donnée par $I = 1.1I_s$.

optimum pour la capture. De plus, comme le montre la figure 5.10, pour des conditions identiques d'irradiation, le désaccord optimum est le même pour une trappe 2-D et 3-D ¹¹. La dépendance du nombre d'atomes dans le désaccord des lasers n'est pas modifiée lorsque le champ magnétique devient anisotrope.

Cette remarque prévaut également pour l'influence de l'intensité laser sur le processus de capture que montre la figure 5.11. En effet, la saturation du nombre d'atomes piégés en intensité (que prévoit le modèle 1-D de la partie 4.2) arrive pour la même valeur d'intensité ($I \approx I_s$) pour les deux configurations. La différence importante entre les deux configurations réside dans l'efficacité du processus de capture. Pour une même composante x du gradient magnétique, on trouve que le nombre d'atomes de la trappe 2-D est environ deux fois inférieur à celui de la trappe 3-D. Un tel facteur est légèrement supérieur aux prédictions du modèle 2-D de la capture dans une trappe anisotrope de la partie 5.2 (cf. équation (5.14) p.119).

Comme le montre la figure 5.12, le nombre d'atomes piégés est le même pour les deux trappes à faible gradient magnétique ($dB_x/dx < 5 \text{ G cm}^{-1}$). Pour des gradients plus importants, les deux courbes se séparent. Pour illustrer ceci, nous avons représenté dans la figure 5.13, le rapport des nombres

¹¹Nous avons choisi de comparer dans la figure 5.10, des trappes 2-D et 3-D ayant la même composante x du gradient, en sachant que pour la trappe isotrope: $dB_y/dy = dB_z/dz = 0.5dB_x/dx$.

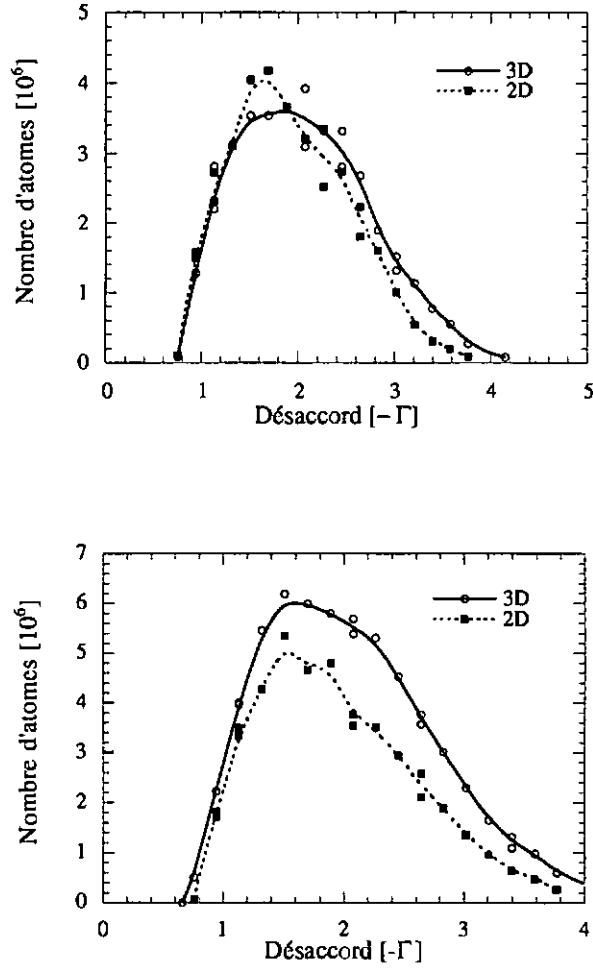


Figure 5.10: Comparaison du nombre d'atomes piégés dans les trappes 2-D et 3-D en fonction du désaccord pour un même gradient: (a) $dB_x/dx = 6 \text{ G cm}^{-1}$ et (b) $dB_x/dx = 8 \text{ G cm}^{-1}$. L'intensité de chaque faisceau moyennée sur le diamètre en $1/e^2$ est donnée par $I = 1.1I_s$.

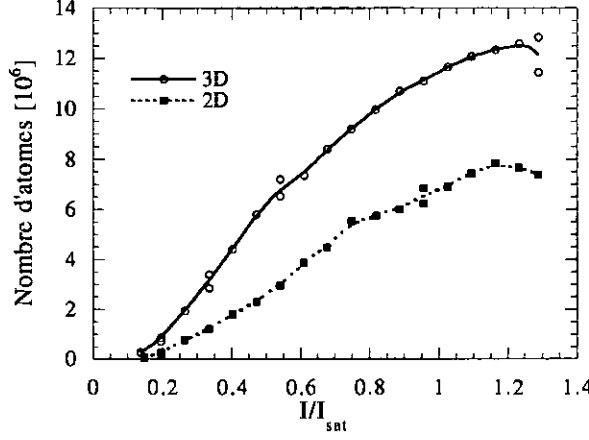


Figure 5.11: Comparaison du nombre d'atomes piégés dans les trappes 2-D et 3-D en fonction de l'intensité des faisceaux de refroidissement moyennée sur le diamètre en $1/e^2$. Le désaccord des faisceaux vaut $\delta = -2\Gamma$ et dans les deux cas le gradient est tel que $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

d'atomes piégés en 2-D et en 3-D, obtenu à partir des résultats expérimentaux de la figure 5.12. Sur ce graphe, figurent également les prédictions théoriques du modèle 2-D concernant ce rapport ¹². Nous pensons que la différence entre la courbe expérimentale et celle théorique de la figure 5.13, s'explique en grande partie par le fait que lorsque le gradient magnétique augmente, le taux de perte de la trappe 2-D devienne plus important que celui de la trappe 3-D.

C'est ce qu'illustre la figure 5.14 où on a représenté le temps de charge des trappes 2-D et 3-D en fonction du gradient magnétique. La baisse dans le rapport des nombres coïncide avec celle du rapport des temps de charge. Ainsi, on peut remarquer que dans les conditions usuelles de piégeage, les résultats expérimentaux et théoriques sont consistants. En effet, on peut écrire:

$$\underbrace{\frac{N_{2D}^{\text{exp}}}{N_{3D}^{\text{exp}}}}_{0.6} = \underbrace{\frac{\tau_{2D}^{\text{exp}}}{\tau_{3D}^{\text{exp}}}}_{0.8} \underbrace{\eta^{\text{th}}}_{0.8} \quad (5.17)$$

où η^{th} est le rapport des taux de capture des trappes 2-D et 3-D que l'on déduit du modèle 2-D (cf. relation 5.14). Le fait que l'on piège moins d'atomes en 2-D qu'en 3-D est due, autant à une perte dans le taux de capture, qu'à

¹²On fait l'hypothèse que le taux de pertes des trappes 2-D et 3-D sont égaux. C'est le cas notamment lorsque les pertes d'atomes sont uniquement dues aux collisions entre atomes lents et rapides.

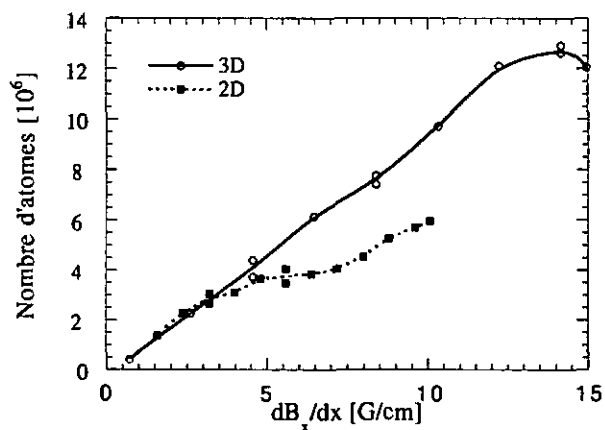


Figure 5.12: Comparaison du nombre d'atomes piégés dans les trappes 2-D et 3-D en fonction de la composante x du gradient magnétique: le désaccord et l'intensité des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 1.1I_*$.

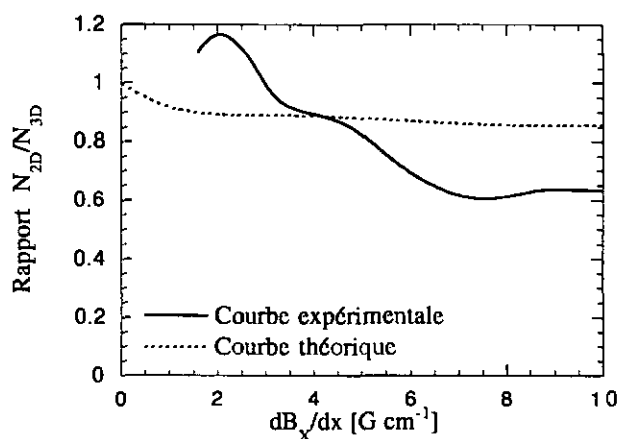


Figure 5.13: Rapport entre le nombre d'atomes piégés dans les trappes isotrope et anisotrope en fonction de la composante x du gradient magnétique. La courbe expérimentale (trait plein) est obtenue en effectuant le rapport des interpolations des deux courbes de la figures 5.12. La courbe théorique s'obtient à partir de la relation 5.15 du modèle 2-D de la partie 5.2.5.

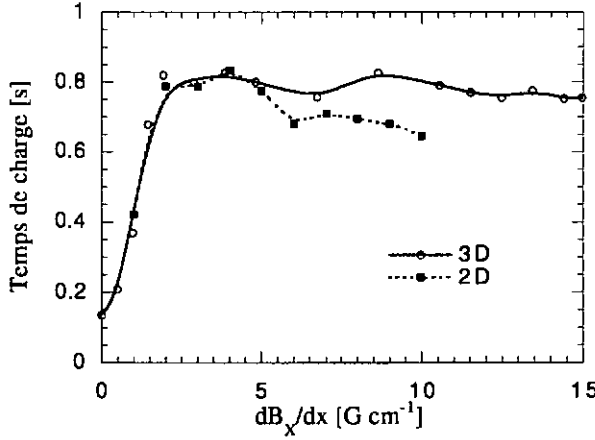


Figure 5.14: Comparaison des temps de charge dans les trappes 2-D et 3-D en fonction de la composante x du gradient magnétique: le désaccord et l'intensité des faisceaux valent $\delta = -2\Gamma$ et $I = 1.2I_s$.

une augmentation du taux de perte. L'enjeu de la partie suivante est de comprendre cette augmentation du taux de perte.

5.3.2 Etude des pertes dans une trappe anisotrope

Nous pensons que l'augmentation du taux de perte, quand on passe d'une trappe isotrope à une trappe anisotrope, s'explique par la grande sensibilité de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ par rapport aux imperfections du système d'irradiations (déséquilibre, désalignement des faisceaux, champ magnétique parasite). Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, cette sensibilité se manifeste déjà dans les trappes magnéto-optiques isotropes avec un faible gradient magnétique ($dB_x/dx < 5 \text{ G cm}^{-1}$).

La grande sensibilité de la trappe anisotrope par rapport à un déséquilibre d'intensité dans la direction Oz , est illustrée par la figure 5.17. Celle-ci montre que l'effet d'un déséquilibre d'intensité vertical sur le nombre d'atomes piégés est plus important pour la trappe anisotrope que pour la trappe isotrope. La même remarque prévaut pour l'application d'un champ magnétique vertical (cf. figure 5.15). La différence de comportement entre trappes isotropes et anisotropes s'explique aisément: l'effet principal d'un déséquilibre d'intensité w (respectivement, un champ magnétique B_z) sur une trappe isotrope est de déplacer le nuage d'une distance proportionnel à w (resp. B_z). Par contre, pour la trappe anisotrope, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'effet d'un champ magnétique ou d'un déséquilibre sur

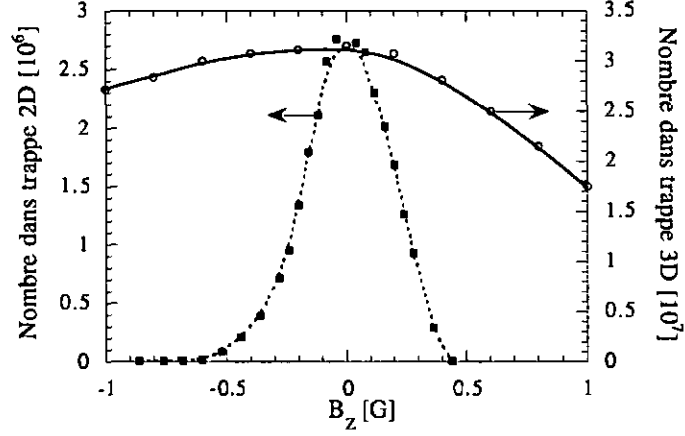


Figure 5.15: Comparaison de la sensibilité du nombre d'atomes piégés dans les trappes 2-D et 3-D à l'application d'un champ magnétique statique B_z : les caractéristiques du piégeage sont données par: $\delta = -2\Gamma$, $I = 1.2I_s$, et $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$ pour la trappe 2-D et $\delta = -2\Gamma$, $I = 1.2I_s$, et $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$ pour la trappe 3-D.

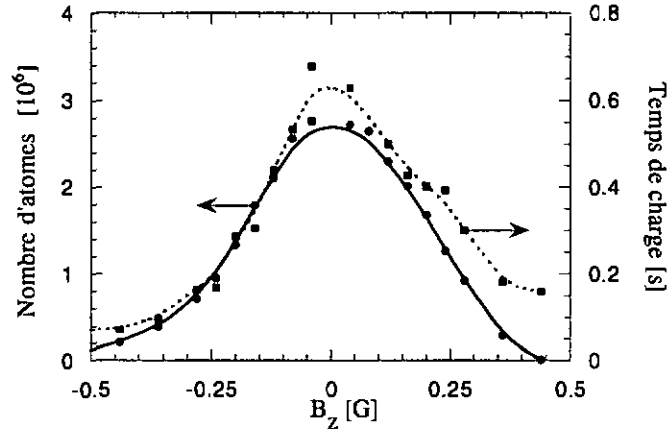


Figure 5.16: Nombre d'atomes et temps de charge dans la trappe 2-D en fonction d'un champ magnétique statique B_z . le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent: $\delta = -2\Gamma$, $I = 1.2I_s$, et le gradient est donné par $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

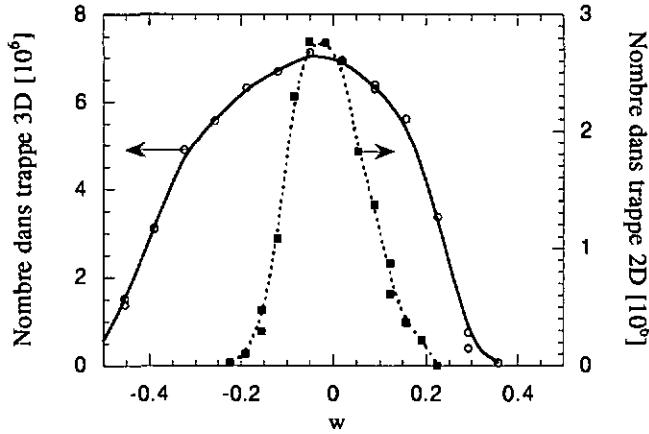


Figure 5.17: Comparaison de la sensibilité du nombre d'atomes piégés dans les trappes 2-D et 3-D à un déséquilibre d'intensité w dans la direction Oz ($w = (I_z^+ - I_z^-)/(I_z^+ + I_z^-)$): le désaccord et l'intensité des faisceaux laser valent: $\delta = -1.5\Gamma$; $I = I_s$. Pour les trappes 2-D et 3-D, la composante x du gradient vaut respectivement $dB_x/dx = 7.5, 10 \text{ G cm}^{-1}$.

la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ d'axe Oz , est de donner une vitesse d'entraînement aux atomes dans cette direction. Cet entraînement conduit à une augmentation du taux de perte. C'est ce que montre la figure 5.16 où on a représenté simultanément le nombre d'atomes piégés et le temps de charge d'une trappe 2-D en fonction du champ magnétique.

Les figures 5.15 et 5.17 montrent que la baisse du temps de charge et du nombre d'atomes quand on passe d'une trappe isotrope à une trappe anisotrope peut être expliquée par l'existence d'un déséquilibre ou d'un champ magnétique selon Oz , non contrôlé.

Remarques:

- Il est très difficile d'éliminer les pertes de la trappe anisotrope dues au déséquilibre d'intensité. En effet, même si l'intensité moyenne des faisceaux peut être équilibrée, les imperfections dans le profil spatial des faisceaux induisent des déséquilibres locaux d'intensité qui chasse les atomes du piège.
- Comme nous le verrons dans le chapitre 6, on utilise cette propriété d'entraînement des atomes ralentis, par un champ magnétique ou un déséquilibre d'intensité vertical, pour extraire les atomes de la trappe anisotrope.

5.3.3 Conclusion de l'étude expérimentale sur la capture

Cette étude expérimentale de la capture dans une trappe anisotrope montre que le processus de capture n'est pas modifié par rapport au cas isotrope. Les dépendances du nombre d'atomes piégés en fonction des paramètres de piégeage restent les mêmes. Cependant pour optimiser le nombre d'atomes piégés, il est important d'éliminer tout champ magnétique ou déséquilibre parasite dans la direction Oz .

5.4 Températures de pièges isotrope et anisotrope

Dans cette partie, nous avons pour but de comparer la température des atomes piégés dans des trappes isotropes et anisotropes. Cette comparaison s'effectue dans des conditions de piégeage proche de celles qui optimisent la capture. De ce fait, les températures que nous obtenons sont de l'ordre de plusieurs dizaines de μK , soit nettement supérieurs aux températures les plus basses mesurées en piège [DLN⁺94, CHR⁺94]. Nous commençons par rappeler les lois qui régissent la température des atomes d'un piège magnéto-optique isotrope.

5.4.1 Rappel: température dans un piège isotrope

Pour obtenir la température d'un piège magnéto-optique, nous avons utilisé dans le chapitre 1, un modèle unidimensionnel, avec une transition $J = 1 \rightarrow 2$, linéarisé au voisinage de $z = 0$ et $v = 0$. Ce modèle prévoit que la température d'un piège est la même que celle d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ (cf. équation (1.53) p.23). Cependant ce modèle simplifié ne permet pas d'effectuer des prévisions précises sur la température d'un nuage froid d'atomes alcalins.

Déjà dans le cas d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$, la considération de la transition atomique adéquate ($F = 4 \rightarrow 5'$ pour le césium) et du caractère tri-dimensionnel du ralentissement dans le calcul de la température, nécessite le recours au calcul numérique. Ceci a été effectué par K. Molmer [lme91]. A partir de des calculs numériques et de plusieurs études expérimentales [DLN⁺94, TCE⁺95, WDT⁺94], une loi semi-empirique a pu être établie pour la température d'une mélasse 3-D $\sigma^+ - \sigma^-$:

$$k_B T = C_0 + C_1 \hbar \frac{\Omega}{|\delta|}, \quad \text{pour } |\delta| < 5\Gamma \quad (5.18)$$

où C_0 et C_1 sont des constantes.

En ce qui concerne le piège magnéto-optique, les premières mesures de température ont montré qu'à faible densité, la température du piège est effectivement la même que celle de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ correspondante. Cependant, des études plus récentes [DLN⁺94, CHR⁺94, WDT⁺94] montrent que la température du piège dépend également du nombre d'atomes piégés. A l'intensité et désaccord fixes, la température suit une loi linéaire par rapport à $N^{1/3}$. Une telle dépendance peut être expliquée en terme d'interaction atome-atome, via la diffusion multiple de photons [SWW91]. L'absorption par un atome d'un photon émis spontanément par un autre atome, induit un réchauffement (énergie de recul) de l'atome considéré comparable à celui provoqué par l'émission spontanée.

La dépendance de la température dans le nombre d'atomes piégés s'explique, de manière simple, en tenant compte de l'augmentation du coefficient de diffusion de l'atome, provoquée par la diffusion multiple de photons [CHR⁺94]. En effet, partons du fait qu'à faible densité, la température du piège est la même que celle d'une mélasse. D'après les résultats du chapitre 1 (cf. équation (1.25) p.15), cette température est donnée par:

$$k_B T = \frac{\mathcal{D}_p}{\alpha} = \frac{\mathcal{D}_{\text{spont}} + \mathcal{D}_{\text{stim}}}{\alpha} \quad (5.19)$$

où $\mathcal{D}_{\text{spont}}$ et $\mathcal{D}_{\text{stim}}$ sont les coefficients de diffusion liés aux processus spontanés et stimulés. α est le coefficient de friction (cf. équation (1.40) p.19). L'augmentation relative du coefficient de diffusion $\mathcal{D}_p = \mathcal{D}_{\text{spont}} + \mathcal{D}_{\text{stim}}$, provoquée par l'absorption d'un photon émis spontanément par un autre atome, est donnée par [CHR⁺94]:

$$\vartheta = \frac{2\mathcal{D}_{\text{spont}}}{\mathcal{D}_{\text{spont}} + \mathcal{D}_{\text{stim}}} \quad (5.20)$$

Le facteur 2 qui apparaît dans la fraction est due au fait que l'absorption d'un photon émis spontanément est suivie d'une émission spontanée. D'autre part, la fraction de photons émis spontanément par un atome et réabsorbés par un autre atome vaut:

$$f \simeq n\sigma l \quad (5.21)$$

où n et l sont respectivement la densité et la dimension du nuage; σ étant la section efficace d'absorption de photons. La température du piège magnéto-optique (T_{PMO}) se déduit de celle d'un piège de faible densité (T_0) par la relation suivante:

$$T_{\text{PMO}} = T_0(1 + \vartheta f) \quad (5.22)$$

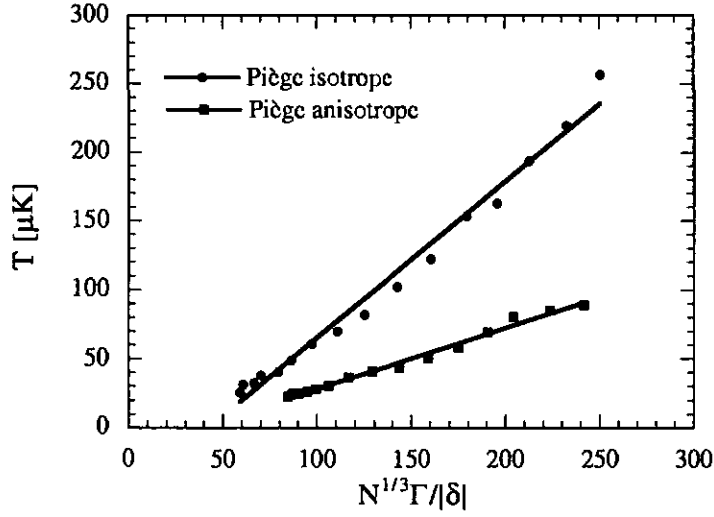


Figure 5.18: Température des pièges isotropes et anisotropes en fonction du paramètre adimensionnel $N^{1/3}\Gamma/|\delta|$. N est le nombre d'atomes piégés et δ le désaccord du laser. L'intensité du laser vaut $I = 2I_s$. Les points représentent les résultats expérimentaux et les lignes sont le résultat d'un fitting linéaire des points expérimentaux.

En utilisant le fait que $N \propto nl$ on obtient aisément :

$$(T_{\text{PMO}} - T_0) \propto n^{2/3} N^{1/3} \quad (5.23)$$

Ainsi à densité fixe, la température d'un piège augmente selon une loi proportionnelle à $N^{1/3}$.

5.4.2 Comparaison des températures des trappes 2-D et 3-D

Nous représentons dans la figure 5.18, les températures des pièges 2-D et 3-D en fonction du paramètre unidimensionnel $N^{1/3}\Gamma/|\delta|$. Pour cette mesure, nous avons vérifié que l'élargissement du signal de temps de vol dû aux tailles du nuage ¹³ et du faisceau sonde reste négligeable devant l'élargissement dû à la température (cf. équation (3.10) p.70). Pour obtenir les deux courbes de la figure 5.18, nous avons changé le désaccord du laser et mesuré le nombre d'atomes piégés. Durant ces mesures, l'intensité des faisceaux laser est restée constante à $I = 2I_s$. Cette intensité élevée explique d'ailleurs que nos températures soient plus hautes que celles obtenues par les autres groupes [DLN⁺94, CHR⁺94].

¹³Dans le cas du piège anisotrope la longueur du nuage allongé est de l'ordre du diamètre en $1/e$ des faisceaux ($L = 10$ mm).

5.4. TEMPÉRATURES DE PIÈGES ISOTROPE ET ANISOTROPE 131

Lorsqu'elle est représentée en fonction du paramètre adimensionnel $N^{1/3}\Gamma/\delta$, la température des pièges 2-D et 3-D présente une loi linéaire. Comme mentionné ci-dessus, cette dépendance linéaire peut être expliquée en terme de diffusion multiple de photons. La figure 5.18 montre également que pour des paramètres d'irradiation proches de ceux qui optimisent la capture, la température du piège 2-D est inférieure d'un facteur 2 à celle d'un piège 3-D. Nous montrons ci-dessous, que cette différence de température peut aussi être expliquée par la diffusion multiple.

Commençons par calculer le rapport entre les épaisseurs optiques ($f \simeq n\sigma l$) des deux types de piège. Soit N_s et n_s (respectivement, N_a et n_a) le nombre d'atomes du piège isotrope (resp. anisotrope). Pour traiter le cas le plus général, nous définissons deux coefficients p et q tels que $N_a = pN_s$ et $n_a = qn_s$. Les résultats expérimentaux sur la capture (cf. partie 5.3) montrent que $p \cong 0.6$. Par contre, à cause de structures parasites qui existent dans le nuage allongé (cf. partie 5.5 p.132), il est très difficile d'estimer la densité de celui-ci. C'est pourquoi, nous conduisons le calcul du rapport des épaisseurs optiques en gardant ouverte la valeur du paramètre q . Par analogie avec le cas isotrope (cf. équation (5.21)), le calcul de l'épaisseur optique d'un nuage de forme cylindrique requiert la définition d'une "longueur caractéristique" du nuage. Nous avons choisi: $\bar{l}_a = \pi r_a$ où r_a est le rayon du nuage cylindrique. Dans cette définition, la "longueur caractéristique" correspond à la longueur moyenne des segments passant par le centre du cylindre et délimité par le bord du cylindre. La calcul du rapport des épaisseurs optiques donne:

$$\frac{f_a}{f_s} = \left(\frac{1}{3} \pi^2 p q \frac{r_s}{L} \right)^{1/2} \quad (5.24)$$

où r_s est le rayon du nuage isotrope et L la longueur du nuage allongé. Cette équation montre que le rapport des épaisseurs optiques dépend de manière faible du rapport des densités (q). De plus, on trouve que pour $L = 10$ mm et $r_s = 0.3$ mm, les épaisseurs optiques des deux pièges sont égales pour $q \cong 20$. Les observations expérimentales montrent que le rapport des densités de pièges anisotrope et isotrope est tel que $q < 5$. Cela montre que l'échauffement dû à la diffusion multiple de photons est inférieur dans le cas d'un piège anisotrope.

Cette petite étude permet de montrer que dans les conditions d'irradiations qui optimisent le nombre d'atomes piégés, la température du piège anisotrope est inférieure d'un facteur 2 à celle du piège isotrope. Même si les températures obtenues restent élevées, ce résultat met en évidence un avantage à utiliser un piège anisotrope pour obtenir un jet continu d'atomes lents. Cette étude montre également que des considérations géométriques sur la forme du nuage, jointe au phénomène de diffusion multiple permettent de

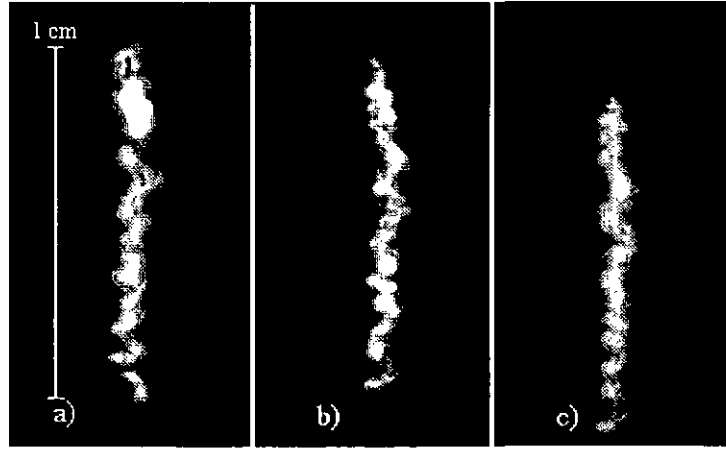


Figure 5.19: Série de nuages d'atomes piégés dans une trappe anisotrope. Ces images ont été obtenus à l'aide d'une caméra CCD orientée selon la direction Oy . Le gradient magnétique vaut $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$. L'intensité des faisceaux laser vaut $I = 2I_s$ et leur désaccord: a) $\delta = -\Gamma$; b) $\delta = -2\Gamma$; c) $\delta = -4\Gamma$.

comprendre que la température du piège anisotrope soit plus faible que celle du piège isotrope.

5.5 La forme du nuage d'atomes piégés

5.5.1 Caractéristiques du nuages allongés obtenus

Comme pour le nombre d'atomes, les caractéristiques des atomes piégés dans une trappe anisotrope sont très proches du cas de la trappe isotrope. Une différence importante entre les nuages d'atomes piégés dans les trappes isotrope et anisotrope, réside dans la forme des nuages. Alors que dans une trappe isotrope, les atomes s'arrangent autour du centre pour former une boule de 1-2 mm, on prévoit que dans une trappe anisotrope, les atomes s'arrangent de manière régulière sur l'axe de champ magnétique nul. Cependant, les nuages d'atomes piégés dans une trappe 2-D présente une structure inattendue. Les images montrent que les atomes s'arrangent le long d'un sillon qui oscille spatialement d'une manière irrégulière autour de l'axe Oz . L'amplitude de ces oscillations est de l'ordre du millimètre. D'autre part, on constate que la distribution des atomes le long du sillon est très irrégulière. Les atomes s'accumulent en certains points, laissant supposer du piégeage résiduel dans la direction Oz .

La structure observée, ainsi que les points d'accumulation des atomes, dépendent fortement des paramètres de piégeage (désaccord et intensité des lasers, gradient de champ magnétique), de l'alignement des faisceaux de re-

froidissement et des champs magnétiques de compensation. On constate que l'amplitude des oscillations autour de l'axe Oz diminue lorsque le désaccord ou le gradient magnétique augmente. Un changement d'intensité des faisceaux de refroidissement laisse cette amplitude invariante. On constate également qu'un désalignement entre deux faisceaux opposés modifie la périodicité de la structure et augmente l'amplitude des excursions jusqu'à 3-4 mm.

Le dispositif expérimental ne nous permet de visualiser la colonne d'atomes froids que selon la direction Oy . Nous ne voyons que les excursions du sillon dans la direction Ox . Cependant, nous avons de fortes raisons de penser que les excursions par rapport à l'axe Oz s'effectuent également dans la direction Oy , de sorte que les atomes seraient disposés sur une hélice d'axe Oz . Nous avons donné le nom de "tortillons" aux structures qui apparaissent dans les nuages de la trappe 2-D.

5.5.2 Explications des "tortillons"

Dans cette partie, nous donnons les éléments qui pourraient être à l'origine de la structure observée. Aucun de ses éléments ne permet d'expliquer, à lui seul, le positionnement des atomes dans la trappe anisotrope et comment celui-ci évolue avec les changements dans les conditions de piégeage.

Les explications que nous rejetons

Nous pouvons d'emblée écarter l'argument que les "tortillons" observés résultent des irrégularités dans la ligne de champ magnétique nulle. En effet, la distance entre les fils conducteurs et le piège (30 mm) et la réalisation mécanique de la structure magnétique ne permettent pas des excursions de la ligne de champ magnétique nulle avec une période de l'ordre du millimètre.

De même, nous n'adhérons pas à l'explication donnée par Hemmerich *et al* [HWEH93] pour comprendre les structures (identiques aux nôtres) qu'ils observent dans une configuration magnéto-optique proche de notre trappe anisotrope¹⁴. Leur explication repose sur l'importance démontrée par Molmer [lme91] de la phase relative entre deux ondes stationnaires perpendiculaires dans un refroidissement 2-D ou 3-D. Ils ont montré que pour un déphasage de $\phi = \frac{\pi}{2}$ entre les deux ondes stationnaires du plan Oxy , le calcul de la configuration de champ laser fait apparaître un réseau de "tourbillons" qui ont des lignes tangentielles le long desquelles les atomes peuvent être accélérés. Hemmerich *et al* expliquent qu'à forte densité, par l'augmentation

¹⁴Ils ont une trappe magnéto-optique 3-D traditionnel; cependant dans la direction Oz , l'intensité de la lumière vaut entre 0.05 et 0.33 de celle des autres faisceaux

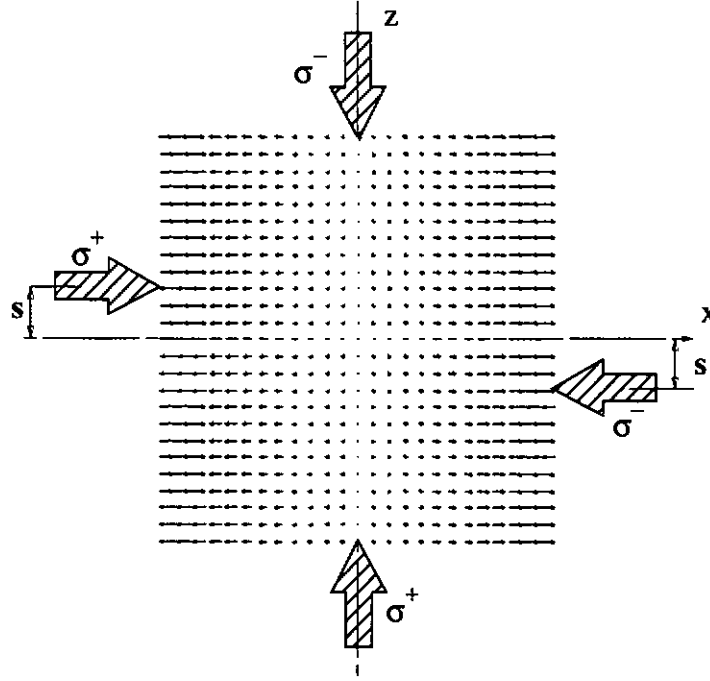


Figure 5.20: Représentation d'un décalage de $2s$ entre les faisceaux $\pm x$ dans le plan Oxz dans le cas d'une trappe anisotrope 2-D d'axe Oz .

de l'indice de réfraction de la vapeur, la phase ϕ varie spatialement à travers la trappe. Les atomes seraient alors poussés loin des zones où les tourbillons de pression de radiation sont les plus importants. La structure observée serait ainsi due au fait que les atomes s'arrangent pour éviter les régions de la trappe où $\phi = \pi/2$ et ainsi minimiser l'action des tourbillons. Nous ne croyons pas à cette explication car nous n'avons pas observé de changement significatif dans la forme des tortillons lorsqu'on déplace légèrement un miroir, en lui exerçant une pression ou lorsque l'on fait vibrer la table optique¹⁵. Cela signifie que les "tortillons" sont insensibles à la phase relative entre deux ondes stationnaires du plan piégeant.

Effet d'un décalage entre deux faisceaux opposés

Les observations expérimentales de l'effet d'un désalignement sur la forme des tortillons nous poussent à penser que l'alignement et la superposition des faisceaux sont, eux, partiellement à l'origine des structures observées. Nous allons montrer qu'un décalage entre des faisceaux opposés du plan piégeant induit une déformation de la colonne d'atomes. Considérons, pour simplifier, le piégeage dans le plan Oxz et un décalage $s \ll L_{e2}$ des faisceaux x par

¹⁵Rappelons que la cloche à vide est décorrélée mécaniquement de la table optique.

rapport à l'axe d'équation $z = 0$, comme représenté dans la figure 5.20. Nous voulons déterminer le lieu $\mathcal{E} = \{(x, z) \in \mathcal{R}^2 \mid F_x(x, z, v = 0) = 0\}$ des points de ce plan correspondant à des minima locaux du potentiel magnéto-optique.

Pour cela, puisqu'il s'agit d'atomes déjà piégés ($kv \ll \Gamma$ et $g_g \mu_B b x(y) \ll \hbar \Gamma s_0$), il nous faut considérer les processus sub-Doppler. Nous allons appliquer les résultats de la partie 2.2 (cf. p.26) à la trappe anisotrope en utilisant la modélisation de la figure 5.20. De par le profil gaussien des faisceaux, le déséquilibre d'intensité entre les faisceaux $\pm x$, en un point (x, z) du plan, est caractérisé par la relation suivante:

$$w(z) = \frac{I_{+x}(z) - I_{-x}(z)}{I_{+x}(z) + I_{-x}(z)} \quad (5.25)$$

Pour $s \ll L_{e^2}$, la linéarisation de l'expression (5.25) au premier ordre en s donne:

$$w(z) = 16 \frac{z}{L_{e^2}} \frac{s}{L_{e^2}} \exp \left(-8 \left(\frac{z}{L_{e^2}} \right)^2 \right) \quad (5.26)$$

Selon le résultat (2.28) du chapitre 2 (cf. p.35), pour les atomes déjà piégés et pour des faibles valeurs de déséquilibre ($w \ll 1$), la force sub-Doppler due aux faisceaux $+x$ et $-x$ s'écrit de la manière suivante:

$$F_x(x, z) = -\alpha v_x - \kappa x + \frac{20}{17} \hbar k \Gamma s_0(z) w(z) \quad (5.27)$$

où α et $\kappa = \mu_g \alpha$ sont les coefficients de friction et de rappel d'une trappe magnéto-optique sub-Doppler, définis dans le chapitre 1 (cf. équation (1.40) p.19). $s_0(z)$ est défini comme suit:

$$s_0(z) = \frac{I/I_s}{1 + 2 \left(2 + 4 e^{-8 \left(\frac{z}{L_{e^2}} \right)^2} \right) I/I_s + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2} \quad (5.28)$$

Des équations (5.26) à (5.28), on déduit que les minima de potentiel magnéto-optique sont donnés par la relation:

$$x = -\frac{8}{3} \frac{\hbar \Gamma}{g_g \mu_B b L_{e^2}} \frac{5 + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2}{\left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)} s_0(z) \left(\frac{s}{L_{e^2}} \right) z \exp \left(-8 \left(\frac{z}{L_{e^2}} \right)^2 \right) \quad (5.29)$$

Nous avons représenté, dans la figure 5.21, les lignes de minima de potentiel correspondant à différentes valeurs de décalage. Cette figure montre que l'effet d'un désalignement est de produire une grande oscillation de la colonne

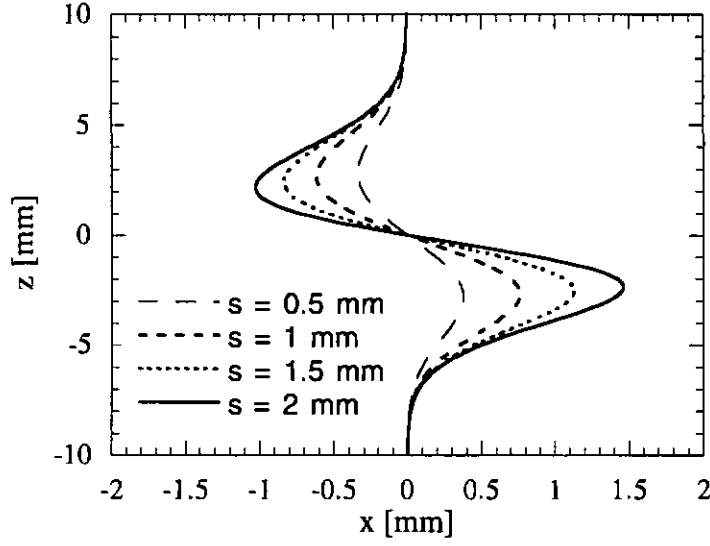


Figure 5.21: Représentation de la ligne des minima de potentiel donnée par l'équation (5.29), pour différentes valeurs de décalage s . Le désaccord, l'intensité et le diamètre en $1/e$ des faisceaux laser valent: $\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$ et $L = 10$ mm. Le gradient magnétique selon Ox vaut $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$.

d'atomes alors que la structure observée sur la figure 5.19 présente une dizaine de virages sur sa longueur. Même si le décalage des faisceaux Ox dans le plan Oxz ne permet pas d'expliquer la "microstructure des tortillons", il influence la forme générale de la colonne.

Explication des tortillons par l'imperfection du profil spatial des faisceaux

Même si nombre d'éléments (alignement, parallélisme des faisceaux) influent sur les caractéristiques de la structure observée dans le nuage 1-D, nous pensons que cette structure trouve principalement son origine dans l'imperfection des profils spatiaux des faisceaux. En effet, une telle imperfection crée localement des déséquilibres entre deux faisceaux opposés. Dans le cas d'une trappe anisotrope d'axe Oz (champ magnétique quadrupolaire dans le plan Oxy), l'effet d'un déséquilibre local, entre, les faisceaux $+x$ et $-x$, est de déplacer le centre du piège selon Ox . Par les déséquilibres locaux entre les faisceaux se propagent selon Ox et Oy , pour chaque valeur de z le centre du piège 2-D se trouve déplacé vers $(x_0(z), y_0(z))$. Ceci donne l'impression que les atomes s'accumulent sur une courbe qui tourne autour de l'axe Oz .

Pour vérifier cette explication, nous calculons le déplacement du centre d'un piège 1-D, provoqué par un déséquilibre d'intensité. Considérons une paire de faisceaux se propageant selon Ox , d'intensité différentes I_+ et I_- .

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, en présence d'un déséquilibre d'intensité w , la force magnéto-optique dans un modèle unidimensionnel ($|J = 1 \rangle \rightarrow |J' = 2 \rangle$) s'écrit:

$$F(x, v) = -\alpha v - \kappa x + \frac{20}{17} \hbar k \Gamma s_0 w \quad (5.30)$$

où s_0 est le facteur de saturation moyen donné par:

$$s_0 = \frac{\bar{I}/I_s}{1 + 12\bar{I}/I_s + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.31)$$

où $\bar{I} = (I_+ + I_-)/2$. Rappelons que l'expression (5.30) n'est valable que sous les conditions: $s_0, \frac{kv}{s_0\Gamma}, w, \frac{gJ_1\nu_B bx}{\hbar\Gamma s_0} \ll 1$. A partir de (5.30), on déduit que la position du centre du piège est donnée par:

$$x = -\frac{1}{6} \frac{\hbar\Gamma s_0 w}{gJ_1\mu_B b} \frac{5 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}{\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)} \quad (5.32)$$

Comparons ce résultat avec les caractéristiques des tortillons et le degré d'in-homogénéité des faisceaux de refroidissement. Expérimentalement, la structure observée oscille autour de l'axe Oz avec une amplitude de 0.2 mm. Selon les prédictions du modèle 1-D présenté ci-dessus, une telle amplitude correspondrait à des déséquilibres locaux de $w = 0.05$. Nous avons mesuré la distribution d'intensité dans les faisceaux du plan Oxy (cf. figure 3.7 p.59) et nous avons trouvé que le déséquilibre local entre deux faisceaux opposés est typiquement de l'ordre de $w = 0.15$. Ainsi, le modèle sub-Doppler $|J = 1 \rangle \rightarrow |J' = 2 \rangle$, unidimensionnel, linéarisé au voisinage de $x = 0$ et $v = 0$, permet de prévoir à un facteur 3 près, les excursions de la colonne d'atomes provoquées par des déséquilibres locaux d'intensité. Toutefois, nous sommes conscients qu'il est très difficile de tirer des conclusions de ce facteur 3. Le modèle présenté ci-dessus ne prend en compte ni le caractère tridimensionnel du refroidissement, ni la véritable transition concernée ($|F = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5 \rangle$).

Pour tenir compte du caractère tridimensionnel du piégeage et de la transition $|F = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5 \rangle$ du Cs, nous avons eu recours aux calculs effectués par Y. Castin de l'École Normale Supérieure de Paris. En utilisant un traitement purement quantique du refroidissement laser à deux dimensions, basé sur la technique du "*Monte Carlo wave function*" [C195], Castin a calculé l'effet d'un déséquilibre d'intensité sur la position des atomes trappés. Il a effectué ces calculs pour des paramètres de refroidissement ($\delta = -3\Gamma$,

$I = I_s$) proches de nos conditions expérimentales. Y. Castin [Cas] a calculé l'effet d'un déséquilibre d'intensité et d'un champ magnétique statique ¹⁶ sur une mélasse optique 2-D $\sigma^+ - \sigma^-$. De ces calculs, on déduit aisément le déplacement du centre du piège dû à un déséquilibre d'intensité. Ses résultats numériques montrent qu'un déséquilibre de $w = 0.05$ entre deux faisceaux opposés, entraîne un déplacement du centre du piège de 0.07 mm pour un gradient magnétique de $dB_x/dx = 10 \text{ G cm}^{-1}$. Ce résultat est remarquablement en accord avec nos observations expérimentales ($\Delta x = 0.2 \text{ mm}$ pour $w = 0.15$). Il accrédite ainsi l'hypothèse que les irrégularités montrées dans la figure 5.19, proviennent du profil spatial accidenté des faisceaux de refroidissement.

Remarques:

- Nous avons tenté de “nettoyer” le profil spatial des faisceaux en réduisant la taille du *pinhole* du filtre spatial (cf. Chapitre 3 p.58). Cependant, le grand nombre d'éléments optiques entre le filtre spatial et l'entrée de la cloche à vide permet difficilement d'obtenir des faisceaux plus propres.
- Il faut noter que les calculs de Y. Castin ont été effectués en deux dimensions. Il est possible que le passage à 3-D modifie un peu l'accord entre théorie et expérience. Mais selon Y. Castin, ces modifications seraient faibles.
- Nous pensons que les interactions entre les atomes piégés (phénomène de diffusion multiple) peuvent également influencer la forme du nuage allongé.

5.5.3 Conclusion sur la forme du nuage

Nous avons mis en évidence deux phénomènes — décalage et surtout imperfections du profil spatial des faisceaux du plan piégeant — permettant d'expliquer les structures observées d'une trappe anisotrope. Le décalage des faisceaux induit une inclinaison du nuage alors que la microstructure que montre la figure 5.19 est due aux accidents dans le profil spatial des faisceaux.

La structure observée altère considérablement la directivité d'un jet produit par le défilement des atomes le long de l'axe. Quel que soit le mode de défilement (champ magnétique, différence de fréquence ou d'intensité des faisceaux de refroidissement), les atomes suivent les oscillations du centre

¹⁶Le déséquilibre d'intensité est entre les faisceaux se propageant dans la direction du champ magnétique.

du piège et sortent de la colonne avec une vitesse transversale non nulle et imprévisible. En fait, la directivité du jet est alors déterminée par les déséquilibres locaux d'intensité entre les faisceaux du plan piégeant aux bords de la mélasse, où le contrôle de la qualité des faisceaux et de leur recouvrement est très délicat.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude théorique et expérimentale sur l'efficacité de la capture dans une trappe anisotrope. La conclusion de cette étude est la suivante: le nombre d'atomes piégés dans une trappe 2-D dépend des paramètres de piège de la même manière que dans le cas isotrope. Il est inférieur environ d'un facteur 2 au nombre d'atomes piégés dans un piège isotrope. Ceci s'explique d'une part, par une réduction du taux de capture due à l'absence de gradient magnétique dans une direction, et d'autre part, par l'augmentation du taux de perte due à la grande sensibilité de la trappe 2-D par rapport à un déséquilibre d'intensité ou un champ magnétique parasite dans la direction Oz . Nous avons également montré que la température du piège anisotrope est inférieure d'un facteur 2 à celle du piège isotrope. Enfin, nous avons mis en évidence deux phénomènes — décalage et surtout imperfections du profil spatial des faisceaux du plan piégeant — qui permettent d'expliquer les structures observées dans la colonne d'atomes piégés.

Chapitre 6

Etude des mécanismes d'extraction

6.1 Introduction

Comme mentionné dans le chapitre 5, nous avons pour but de réaliser un jet continu d'atomes de césium lents. Le piège anisotrope présente dans cette optique un grand avantage: les atomes sont piégés dans le plan Oxy alors que selon l'axe Oz , il ne sont soumis qu'à une force de friction. La génération d'un jet continu d'atomes froids, à partir d'un piège anisotrope, utilise pleinement l'absence de piégeage dans la direction Oz . On peut, en effet, utiliser dans cette direction les techniques d'entraînement d'une mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$, pour extraire les atomes de la trappe.

Dans ce chapitre, nous commençons par donner les différentes techniques qui permettent d'extraire les atomes d'un piège anisotrope. Ensuite, nous présentons les résultats d'une étude expérimentale concernant deux de ces méthodes d'extraction, à savoir l'application d'un champ magnétique et celle d'un déséquilibre d'intensité. Puis, sur la base des résultats expérimentaux, nous discutons l'influence du caractère tridimensionnel du ralentissement sur l'entraînement des atomes à l'aide d'un champ magnétique vertical.

6.2 Les différentes méthodes d'extraction

6.2.1 Méthode des différences de fréquence

L'idée de cette technique est simple. Elle consiste à décaler, de manière symétrique et opposée, les fréquences des faisceaux verticaux pour constituer une mélasse optique dans un référentiel mobile. Cette méthode, proposée par

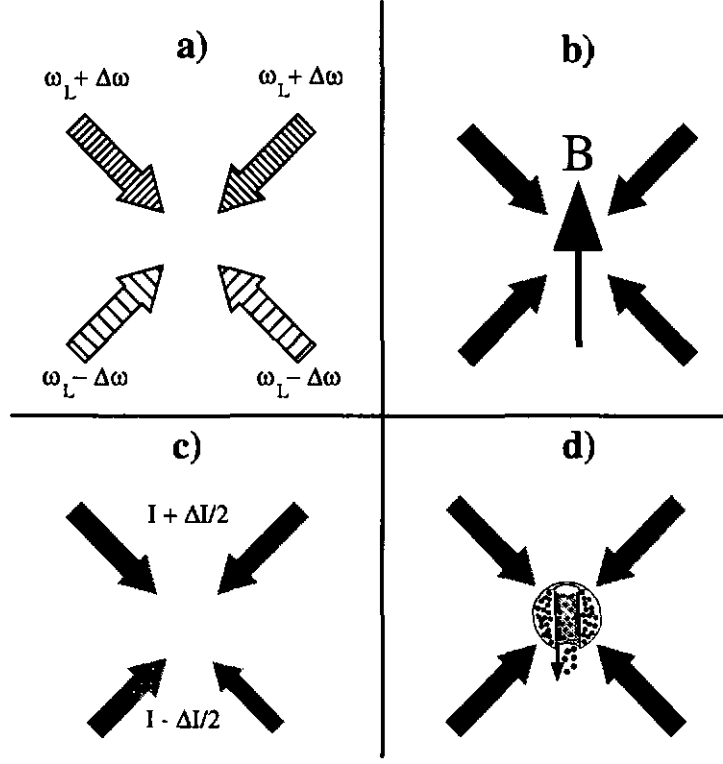


Figure 6.1: Différentes méthodes d'extraction des atomes du piège anisotrope. L'entraînement des atomes s'effectue dans la direction $-\underline{e}_z$ par a) différence de fréquence; b) application d'un champ magnétique vertical; c) application d'un déséquilibre d'intensité entre les faisceaux se propageant vers $\pm z$; d) utilisation d'un canal noir dans le faisceau repompeur.

Lett *et al.* [LPR⁺89] et réalisée expérimentalement par Riis *et al.* [RWMC90], est fort astucieuse car au lieu de lutter contre la friction sub-Doppler en appliquant par exemple une pression de radiation, elle induit le lancement par cet effet de friction. Pour le montrer, considérons deux faisceaux opposés se propageant vers $\pm \underline{e}_z$ polarisés respectivement $\sigma^\pm$, et de fréquence $\omega_L \pm \Delta\omega$. Le champ électrique associé à chaque faisceau s'écrit alors:

$$\underline{E}^\pm = \mathcal{E}_0 e^{\pm i k z} e^{-i(\omega_L \pm \Delta\omega)t} \underline{\epsilon}^\pm + c.c. \quad (6.1)$$

où $\underline{\epsilon}^\pm$ sont les vecteurs de polarisation circulaires respectivement positif et négatif:

$$\underline{\epsilon}^\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{\epsilon}_x \pm i \underline{\epsilon}_y) \quad (6.2)$$

Le champ électrique résultant le long de l'axe Oz s'écrit:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= \underline{E}^+ + \underline{E}^- \\ &= \mathcal{E}_0 \left[e^{ik(z - \frac{\Delta\omega}{k}t)} \underline{\epsilon}^+ + e^{-ik(z - \frac{\Delta\omega}{k}t)} \underline{\epsilon}^- \right] e^{-i\omega_L t} + c.c \end{aligned} \quad (6.3)$$

Dans le référentiel (Oz') en translation avec la vitesse $v = \Delta\omega/k$ ($z' = z - vt$), le champ total s'écrit:

$$\underline{E}(z') = \mathcal{E}_0 \left[e^{ikz'} \underline{\epsilon}^+ + e^{-ikz'} \underline{\epsilon}^- \right] e^{-i\omega_L t} + c.c \quad (6.4)$$

En absence de décalage en fréquence, on retrouve l'expression du champ électrique total d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ dans le référentiel du laboratoire (cf. équation (1.27) p.16). L'équation (6.4) montre que le décalage en fréquence induit un ralentissement sub-Doppler dans un référentiel mobile de vitesse $v_d = \Delta\omega/k$. Dans le référentiel du laboratoire, les atomes sont ralentis vers la vitesse d'équilibre v_d (non nulle). En principe, dans le régime stationnaire, les atomes possèdent une distribution de vitesse sub-Doppler autour de la vitesse v_d .

Remarques:

- Cette méthode est très pure dans le sens qu'elle donne une vitesse de dérive aux atomes sans induire d'échauffement.
- Cette méthode est délicate à mettre en pratique, car elle implique l'utilisation de plusieurs modulateurs acousto-optiques.

Dans notre configuration de faisceaux à 45° , l'entraînement des atomes dans la direction verticale, requiert le décalage en fréquence des quatre faisceaux du plan Oyz , comme indiqué dans la figure 6.1-a. Dans cette configuration, la vitesse d'entraînement des atomes est donnée par:

$$v_d = \sqrt{2} \frac{\Delta\omega}{k} \quad (6.5)$$

Le facteur $\sqrt{2}$ traduit ici la somme des projections sur l'axe vertical des deux entraînements 1-D selon les directions à $\pm 45^\circ$.

6.2.2 Utilisation d'un champ magnétique statique

Comme nous l'avons montré dans la partie 2.3 du chapitre 2, l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ est d'induire sur celle-ci une vitesse de dérive. Pour de faibles valeurs de champ magnétique ($g_g \mu_B B < \hbar \Gamma s_0$), la vitesse de dérive est donnée par:

$$v_d = g_g \mu_B B / \hbar k \quad (6.6)$$

et le régime de refroidissement reste sub-Doppler. Puis, pour des valeurs de champ magnétique intermédiaires ($g_g \mu_B B \geq \hbar \Gamma s_0$), le modèle théorique

prévoit une distribution de vitesses à deux pics: l'un étroit et centré en v_d , donné par l'équation (6.6) correspond à un régime sub-Doppler; l'autre plus large et centré en:

$$v_d = g_e \mu_B B / \hbar k \quad (6.7)$$

correspondant à un régime Doppler. Pour de grandes valeurs du champ magnétique ($g_e \mu_B B \geq \hbar \Gamma s_0$), le régime devient entièrement Doppler et la vitesse de dérive est donnée par la relation (6.7).

Notons que les vitesses d'entraînement Doppler et sub-Doppler ne dépendent pas des paramètres de ralentissement. Cependant, les domaines en champ magnétique pour lesquels le régime est Doppler, sub-Doppler ou mixte dépendent uniquement du coefficient de saturation s_0 . Ainsi lorsque l'on augmente le champ magnétique, le régime sub-Doppler perdure d'autant plus longtemps que s_0 est petit, c'est-à-dire que le domaine de vitesse où le processus sub-Doppler est efficace est grand ¹.

Dans notre application expérimentale de cette méthode d'entraînement des atomes, nous devons tenir compte du caractère tridimensionnel du ralentissement et du fait que les faisceaux du plan Oyz se trouvent à 45° par rapport à l'axe d'extraction Oz (cf. figure 6.1-b). Ainsi, pour la mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$ selon Ox , le champ magnétique vertical constitue un champ transverse dont l'effet est d'induire un ralentissement des atomes autour des vitesses de résonance $v_x = n g_e \mu_B B / 2 \hbar k$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2$) [vdSSS⁺93] (cf. partie 2.3 p.47). D'autre part, dans le plan Oyz , les mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ à $\pm 45^\circ$ sont soumises à un champ magnétique non-longitudinal. On s'attend donc à ce que l'application d'un champ magnétique vertical donne aux atomes des vitesses de dérive avec des composantes non-verticales.

Considérons maintenant le ralentissement des atomes dû aux faisceaux du plan Oyz . Ces faisceaux se propagent à $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale. Comme on le montre dans l'annexe E, selon Oz , le champ électrique résultant peut être décomposé en trois composantes: une paire d'onde $\sigma^+ - \sigma^-$ se propageant selon Oz , et deux ondes stationnaires de polarisations linéaires respectives σ_x et π . Dans le cas où les faisceaux se propagent selon Oy et Oz (configuration "droite"), la même décomposition peut être effectuée dans la direction Oz . La différence importante entre les deux configurations est la suivante: alors que pour la configuration "droite", le vecteur d'onde des composantes de lumière selon Oz , vaut $k = 2\pi/\lambda$, il devient égal à $\bar{k} = k/\sqrt{2}$ dans la configuration à 45° . Ainsi, dans le régime sub-Doppler, la vitesse de dérive selon Oz , due à un champ vertical et une configuration de

¹il est difficile de donner, analytiquement, un critère permettant de prévoir l'apparition d'une double distribution de vitesse. En effet dans le domaine de champ magnétique où elle apparaît, le problème ne peut plus être résolu analytiquement.

faisceaux à 45° , est supérieure d'un facteur $\sqrt{2}$ à celle que l'on prévoit dans une configuration "droite" (cf. équation (6.7)).

6.2.3 Utilisation d'un déséquilibre d'intensité

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.2 du chapitre 2, un entraînement des atomes dans la direction Oz peut être obtenu en créant un déséquilibre d'intensité entre les faisceaux se propageant vers $+\underline{e}_z$ et ceux se propageant vers $-\underline{e}_z$. En fait, l'effet d'un déséquilibre sur une mélasse optique est en de nombreux points comparable à celui d'un champ magnétique longitudinal. Pour de faibles degrés de déséquilibre ($w = (I_z^+ - I_z^-)/(I_z^+ + I_z^-) \ll 1$), et pour des paramètres de refroidissement compatibles avec le régime sub-Doppler, le régime du ralentissement reste sub-Doppler et les atomes sont entraînés à une vitesse donnée par la relation suivante (cf. équation (2.32) p.35):

$$\frac{kv_d}{\Gamma} = -\frac{1}{3} \frac{\Gamma}{\delta} \beta w \quad (6.8)$$

Notons que dans ce régime la vitesse d'entraînement baisse avec le désaccord. Puis, pour des valeurs plus grandes de w , le calcul théorique prévoit, comme pour le champ magnétique, une distribution de vitesse à deux pics, l'un étroit correspondant à un régime sub-Doppler et l'autre, plus large à un régime Doppler. Enfin, pour de grandes valeurs de w ($w > 0.25$), le régime de ralentissement devient Doppler et la vitesse de dérive des atomes vaut alors:

$$\frac{kv_d}{\Gamma} = -\frac{\delta}{2\Gamma} w \quad (6.9)$$

En augmentant w , on passe de manière continue d'un régime sub-Doppler à un régime Doppler. Le changement dans la variation de la vitesse d'entraînement des atomes est d'autant plus important que le désaccord δ est grand.

Remarque:

- Contrairement au cas du champ magnétique, il est difficile de prévoir la vitesse de dérive sub-Doppler selon Oz , due à un déséquilibre d'intensité pour des faisceaux à 45° (figure 6.1). En effet, comme mentionné dans l'annexe E, il est délicat de définir l'intensité lumineuse de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ le long de Oz ; et, la vitesse de dérive dépend de l'intensité (cf. équation (6.8)).

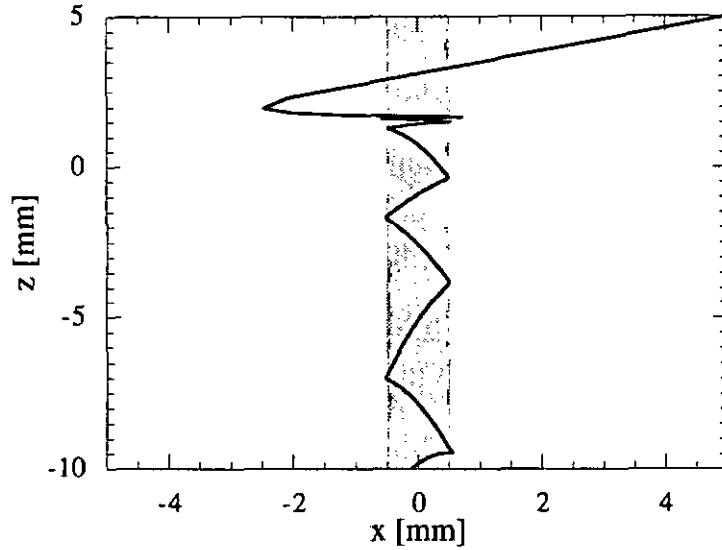


Figure 6.2: Exemple de trajectoire d'atome dans une trappe anisotrope en présence d'un canal noir. Cette trajectoire est obtenue à partir du modèle 2-D de la partie 5.2. La zone ombrée représente la région exempte de lumière de repompage: elle a un rayon de 1 mm. Le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux de refroidissement vaut 14 mm.

6.2.4 La structure noire

Le principe

Cette méthode d'extraction des atomes de la trappe anisotrope est basée sur le fait qu'au cours du ralentissement, l'atome peut se retrouver dans un état non couplé au rayonnement. En effet, comme mentionné dans le chapitre 3 (cf. p.59), lorsqu'un atome est éclairé par une lumière accordée près de la transition $F = 4 \rightarrow 5'$, il existe une probabilité faible qu'il effectue une transition $F = 4 \rightarrow 4'$. Dans l'état $F' = 4$, l'atome a une probabilité $P_{4' \rightarrow 3} = 5/12$ (cf. tableau A.1 de l'annexe A) de retomber dans l'état $F = 3$ par émission spontanée d'un photon. Dans cet état dit "noir", l'atome n'est plus couplé au rayonnement, et de ce fait, n'est plus soumis à la force magnéto-optique. En principe, le rôle du laser repompeur qui est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow 4'$ est de ramener par pompage hyperfin les atomes dans le niveau $F = 4$.

Le principe du canal "noir" est de créer, au centre du piège, une zone cylindrique d'axe vertical, exempte de lumière de repompage. Si le diamètre de cette zone est faible par rapport à celui des faisceaux de refroidissement, les atomes sont (normalement) freinés et ramenés vers l'axe vertical par la force magnéto-optique. Une fois dans le canal noir, après quelques cycles d'absorption-émission, les atomes se retrouvent dans l'état noir ($F = 3$)

et ne sont alors soumis qu'à la force de gravité. Ils quittent alors la zone d'intersection des faisceaux selon la direction $+\underline{e}_z$, en effectuant une chute libre. Nous présentons dans la figure 6.2, un exemple de trajectoire d'atome obtenu à l'aide du modèle Doppler 2-D de la trappe anisotrope présenté dans le chapitre 5 (cf. p.113). Pour obtenir ces trajectoires, nous avons défini une zone centrale où la force de gravité est la seule qui s'exerce sur l'atome. Cette modélisation revêt un caractère grossier pour deux raisons. D'une part, les fluctuations de la force dues au caractère aléatoire de l'émission spontanée sont négligées. Ceci explique que dans la figure 6.2, la réflexion des atomes sur les parois du canal noir soit de type séculaire. D'autre part, on néglige les processus sub-Doppler alors qu'ils prédominent pour les atomes piégés. Malgré cela, la figure 6.2 illustre bien la possibilité d'extraire des atomes d'une trappe anisotrope en utilisant un canal noir.

Remarques:

- la technique de la structure noire a été proposée par Ketterle *et al.* [KDJ⁺93] dans le but d'obtenir un nuage d'atomes froids de sodium avec une grande densité dans l'espace de phase. En effet, comme mentionné dans la partie 5.4, dans un piège magnéto-optique traditionnel, la température et la taille d'un nuage augmentent avec le nombre d'atomes, du fait de la diffusion multiple de photons [SWW91, CHR⁺94]. Le fait de placer les atomes dans un état noir permet d'éliminer les phénomènes de diffusion multiple.
- L'utilisation du canal noir permet de s'affranchir des problèmes d'irrégularités du nuage allongé que montrent la figure 5.19 de la page 132. En effet, dans une extraction des atomes avec un canal noir, la directivité du jet est déterminée par les caractéristiques géométriques du cylindre "noir".

Les difficultés de mise en oeuvre

La principale difficulté dans la réalisation du canal noir réside dans le niveau d'extinction de la lumière de repompage requis dans le canal noir. En effet, dans nos conditions usuelles d'irradiation ($\delta = -2\Gamma$, $I = I_s$) on montre, en utilisant les probabilités de transition entre états hyperfins, qu'un atome effectue en moyenne environ 2300 cycles d'absorption-émission sur la transition $F = 4 \rightarrow 5'$, avant de tomber dans l'état $F = 3$ [Dud96]. De ce fait, durant le processus de ralentissement, pour maintenir l'atome dans un état couplé au rayonnement, il suffit d'une intensité de repompage très faible ($\sim 1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$).

A l'intérieur du canal noir, pour qu'un atome ne soit pas repompé durant le temps caractéristique de chute libre, on calcule que l'intensité du repompeur doit être inférieure à $\sim 10 \text{ nW/cm}^2$. Un bon fonctionnement du canal noir requiert donc une extinction de la lumière de repompage de l'ordre de $\sim 1/100$. Ceci est très difficile à réaliser à cause de la diffusion du faisceau repompeur. Il s'agit de la diffusion du faisceau repompeur par les atomes de césium en dehors du canal noir: il faut en moyenne 2.4 cycles d'absorption-émission sur la transition $F' = 3 \rightarrow 4'$, pour qu'un atome soit repompé dans le niveau $F = 4$. Notons que la diffusion peut aussi être de type parasite ².

Remarques:

- De par les grandes séparations énergétiques entre les niveaux hyperfins du césium, la réalisation expérimentale de la structure noire pose plus de problèmes que dans le cas du sodium [KDJ⁺93]. En effet, alors que pour le sodium ³, la séparation énergétique entre les niveaux hyperfins $F' = 2$ et $F' = 3$ vaut $\Delta E_{\text{Na}} \cong 6\hbar\Gamma_{\text{Na}}$, pour le césium la séparation entre les niveaux $F' = 4$ et $F' = 5$ vaut $\Delta E_{\text{Cs}} \cong 50\hbar\Gamma_{\text{Cs}}$. A l'aide des probabilités de transition entre états hyperfins des atomes de césium et de sodium, on montre que le taux de dépompage naturel est environ 100 fois plus faible pour le césium que pour le sodium. L'intensité de la lumière de repompage dans le canal noir doit donc être 100 fois plus petite dans le cas du césium. De plus le nombre moyen de cycles d'absorption-émission pour repomper un atome dans un niveau "clair" vaut $\bar{n} = 2.4$ pour le césium, contre $\bar{n} = 2$ pour le sodium. La diffusion de la lumière de repompage par les atomes à l'extérieur du canal noir est donc plus importante dans le cas du césium. Tout ceci fait que le césium est moins approprié à la réalisation d'une structure noire que le sodium.
- La réalisation du canal noir peut être facilitée par l'application d'un faisceau laser accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow 4'$, dans la zone exempte de repompeur. Ce laser permet d'augmenter dans le canal noir le taux de dépompage des atomes vers l'état noir. Il est appelé *laser dépompeur* [Tow95].

²Dans notre expérience la diffusion parasite du faisceau repompeur est effectuée par exemple par les miroirs de renvoi ou les hublots d'entrée du système à vide (cf. chapitre 3).

³Le ralentissement des atomes de sodium utilise la transition $F = 2 \rightarrow 3'$ de la raie D_2 du sodium. Le faisceau repompeur est accordé sur la transition $F = 1 \rightarrow 2'$ et l'état noir est l'état hyperfin $F = 1$.

- Nous avons réalisé expérimentalement le canal noir dans la géométrie décrite par la figure 6.1-d, en utilisant un faisceau de dépompage. Nous avons observé, dans le nuage allongé, une zone centrale sans fluorescence. Cependant, nous n'avons pas effectué d'étude quantitative sur le taux d'extraction des atomes de la trappe anisotrope.

6.3 Etude expérimentale de l'entraînement

6.3.1 Les méthodes de mesure

Dans cette partie, nous présentons les résultats concernant l'entraînement d'atomes, en utilisant un champ magnétique et un déséquilibre d'intensité. Ces résultats ont été obtenus avec le dispositif expérimental décrit dans le chapitre 3. Rappelons-en les caractéristiques importantes pour notre présente étude. La structure qui crée le gradient magnétique permet d'étudier des trappes isotropes et anisotropes. Le piège est irradié par deux faisceaux selon Ox , et par quatre autres faisceaux dans le plan Oyz faisant un angle de $\pm 45^\circ$ avec l'axe Oz . Tous les faisceaux sont circulairement polarisés pour permettre le piégeage magnéto-optique. Notons que deux bobines en position de Helmholtz permettent d'ajouter un champ magnétique constant dans la direction Oz . Pour obtenir un déséquilibre d'intensité, nous changeons la distribution entre les faisceaux se propageant selon $+e_z$ et $-e_z$. Dans ce cas, le paramètre de déséquilibre que l'on a introduit dans la partie 2.2 s'écrit:

$$w = \frac{I_z^+ - I_z^-}{I_z^+ + I_z^-} \quad (6.10)$$

Nous allons étudier les vitesses d'entraînement des atomes froids sous l'action d'un champ magnétique et d'un déséquilibre, dans le cas d'une mélasse isotrope 3-D et d'une trappe magnéto-optique 2-D. Nous donnons, ci-dessous, les méthodes utilisées dans chacun de ces cas.

La méthode du temps de vol

Pour étudier l'entraînement des atomes dans une mélasse 3-D, nous utilisons la technique du temps de vol décrite dans le chapitre 3 (cf. partie 3.5.2 p.70). En mesurant le signal TOF dN/dt , on peut déterminer la distribution initiale de vitesse (dN/dv_0) dans la direction Oz , au moment de la coupure des faisceaux laser. Celle-ci est donnée par:

$$\frac{dN}{dv_0} = \frac{dN}{dt} \frac{dt}{dv_0}$$

$$= \frac{1}{g} \frac{dN}{dt} \quad (6.11)$$

Dans cette équation nous avons utilisé le fait que, dans la gamme de vitesses de dérive étudiée, et pour notre hauteur de chute, $v_0 \ll \sqrt{2gh}$. Ainsi, la vitesse atomique initiale est reliée au temps d'arrivée dans le faisceau de la manière suivante:

$$v_0 = g \times (t - t_0) \quad (6.12)$$

où dans notre cas $t_0 = 242$ ms est le temps de chute pour un atome avec une vitesse initiale nulle. D'après la relation 6.12, le temps d'arrivée change de 1 ms pour une vitesse initiale de 1 cm s⁻¹. A partir de la distribution de vitesse initiale on définit la vitesse moyenne d'entraînement par:

$$v_d = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dN}{dv_0} v_0 dv_0}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dN}{dv_0} dv_0} \quad (6.13)$$

Remarques:

- Dans la détermination de la vitesse moyenne d'entraînement, il faut tenir compte du déplacement du centre du piège magnéto-optique provoqué par un déséquilibre d'intensité ($\Delta z \propto w/b$ où $b = dB_z/dz$ (cf. équation (5.32) p.137) et par un champ magnétique ($\Delta z \propto B_z/b$). En effet, pendant les 10 ms où les atomes sont dans la mélasse optique, ils ont le temps d'atteindre la distribution de vitesse à l'équilibre d'une mélasse⁴. Cependant ils n'ont pas le temps d'atteindre la distribution de vitesse à l'équilibre en position (~ 100 ms). Pour tenir compte du déplacement de la position initiale, l'équation (6.12) doit être réécrite comme suit:

$$v_0 = g(t - t_0 - \Delta z \sqrt{\frac{1}{2gh}}) \quad (6.14)$$

où le dernier terme de la parenthèse représente la modification du temps d'arrivée pour un déplacement Δz du centre du piège dû à un déséquilibre d'intensité ou un champ magnétique. Notons que dans notre expérience, un déplacement $\Delta z = 2$ mm provoque un écart de temps d'arrivée de $\Delta t = 1$ ms. Ceci conduit à une correction inférieure à 10% de la vitesse moyenne d'entraînement déterminée à partir de l'équation (6.13). C'est pourquoi les résultats ne tiennent pas compte de cette correction.

⁴Le temps de thermalisation en vitesse d'une mélasse obtenue à partir d'un piège magnéto-optique avec un grand nombre d'atomes est de l'ordre d'environ 10 ms [DLN⁺94].

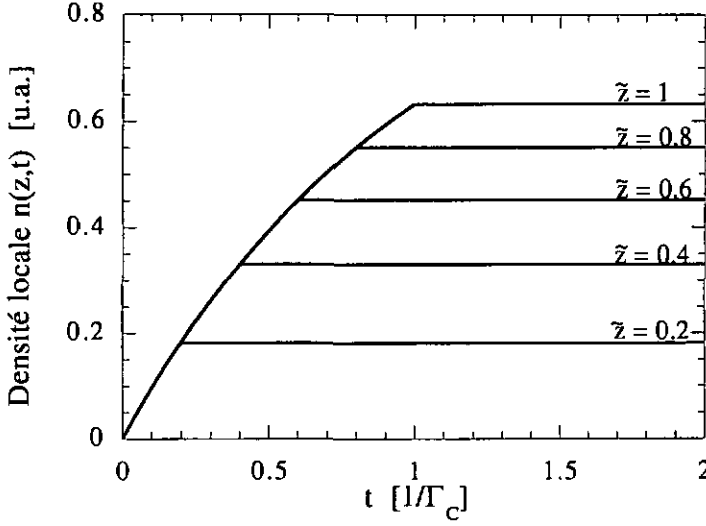


Figure 6.3: Evolution de la densité locale $n(z,t)$ en fonction du temps pour différentes valeurs de la position z donnée en unité de v_d/Γ_c ($\tilde{z} = \Gamma_c z/v_d$).

La méthode du temps de charge

Pour déterminer la vitesse d'entraînement des atomes le long de l'axe Oz du piège 2-D, nous utilisons une méthode basée sur la mesure du temps de charge du piège. Cette mesure utilise un des résultats de l'étude du processus de capture du chapitre 4 (cf. partie 4.2.2 p.75). Le temps de charge ne dépend que du taux de perte des atomes. Nous supposons, ici, qu'en l'absence de déséquilibre d'intensité et de champ magnétique statique, le seul mécanisme de perte est celui des collisions entre atomes lents et atomes rapides qui s'effectuent à un taux Γ_c . En imposant une vitesse de dérive aux atomes, il apparaît un terme supplémentaire de perte.

Déterminons maintenant comment varie le temps de charge du piège 2-D lorsque les atomes ont une vitesse de dérive v_d selon Oz . Soit $n(z,t)$ la densité locale dans le piège 2-D. On considère une tranche de nuage allongé entre z et $z+dz$. Il est facile de voir que l'équation bilan en nombre d'atomes s'écrit:

$$\frac{dn}{dt}(z,t) = r - v_d \frac{dn}{dz}(z,t) - \Gamma_c n(z,t) \quad (6.15)$$

où $r = R/V$ est le taux de remplissage de la trappe –défini par l'équation (4.10) du chapitre 4 (cf. p.77)– par unité de volume; le second membre du terme de droite de l'équation (6.15) représente les atomes qui sortent de la tranche sous l'effet de la dérive de vitesse v_d ; le troisième terme représente les pertes collisionnelles. La résolution analytique de l'équation (6.15) est simplifiée si on choisit l'extrémité supérieure du nuage allongé comme origine

de l'axe Oz – celui-ci étant dirigé vers le bas – et si on suppose que le processus de capture commence au temps $t = 0$. Dans ce cas, la solution de l'équation (6.15) s'obtient en distinguant pour chaque valeur de z et de t , deux cas de figures ⁵:

$$n(z, t) = \begin{cases} n_1(z, t) = \frac{r}{\Gamma_c} \left(1 - e^{-\Gamma_c \frac{r}{v_d}}\right) & \text{pour } z < v_d t \\ n_2(z, t) = \left(1 - e^{-\Gamma_c t}\right) & \text{pour } z > v_d t \end{cases} \quad (6.16)$$

On vérifie facilement que l'équation différentielle (6.15) est satisfaite par cette solution. L'interprétation de ce résultat est immédiate: pour chaque valeur de z la densité locale commence par augmenter de manière exponentielle avec une constante de temps $\sigma = 1/\Gamma_c$, jusqu'au temps $t = z/v_d$. Ce temps est celui que met un atome piégé en $z = 0$, pour atteindre la position z . Pour $t > z/v_d$, le nombre d'atomes en z est alors limité par le caractère fini de la longueur du nuage et la fonction est alors constante. Nous représentons dans la figure 6.3, l'évolution de la densité décrite ci-dessus pour différentes valeurs de z .

Remarques:

- Pour obtenir l'expression (6.16), nous avons fait implicitement l'hypothèse que le taux de remplissage r du piège était indépendant de la position z . Cette hypothèse permet de simplifier considérablement les calculs. Cependant, nous avons observé expérimentalement que lorsque les atomes sont entraînés (par exemple vers $-\underline{e}_z$), la densité du nuage est plus grande dans la partie inférieure de celui-ci. Cette non-uniformité de la distribution de densité n'est pas décrite par le modèle de chargement présenté ci-dessus.
- Nous avons également fait l'hypothèse que tous les atomes sont entraînés à la même vitesse moyenne v . Cela revient à négliger la diffusion en impulsion des atomes (cf. équation (1.7) p.9). Cette hypothèse est justifiée, car la durée de vie d'un atome dans le piège ($\sim 10^{-2}$ à 1 s) est beaucoup plus grande que le temps de corrélation de l'impulsion ($\leq 10 \mu\text{s}$).

D'autre part, le nombre total d'atomes dans le piège 2-D s'obtient en intégrant la densité sur la longueur du nuage allongé:

$$N(t) = S \int_0^L n(z, t) dz \quad (6.17)$$

⁵Il s'agit ici de tenir compte de la translation de vitesse v des atomes. Les atomes capturés en z', t' ne peuvent contribuer à la densité $n(z, t)$ que si $z - z' = v(t - t')$.

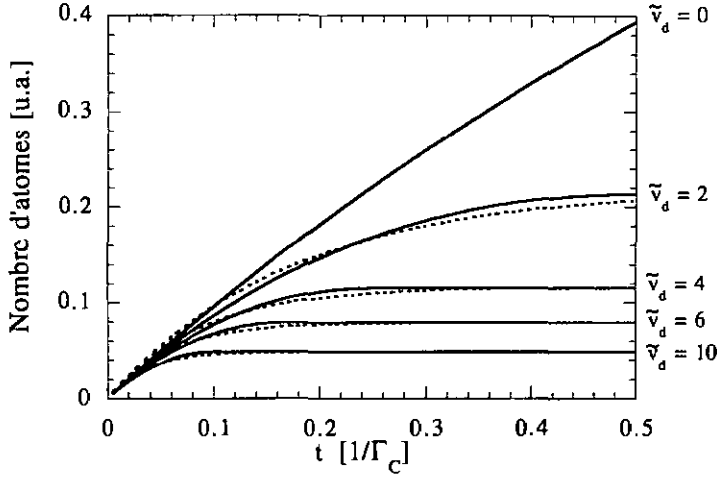


Figure 6.4: Evolution du nombre total N en fonction du temps pour différentes valeurs de la vitesse de dérive v_d , donnée en unité de $L\Gamma_c$ ($\tilde{v}_d = v_d/(L\Gamma_c)$). Les lignes en pointillé représentent les résultats de l'ajustement de la fonction $N(t)$ par une fonction exponentielle de la forme $(1 - \exp[-t/\tau_c])$

$$= \begin{cases} S \left[\int_0^{v_d t} n(z, t) dz + \int_{v_d t}^L n(z, t) dz \right] & \text{pour } t < \frac{L}{v_d} \\ S \int_0^L n(z, t) dz & \text{pour } t > \frac{L}{v_d} \end{cases} \quad (6.18)$$

où S est la section du nuage allongé⁶ et L est la longueur du nuage allongé. En utilisant les deux expressions de l'équation (6.16), on obtient:

$$N(t) = \begin{cases} S \frac{r}{\Gamma_c} \left[L - \frac{v}{\Gamma_c} \left(1 - e^{-\Gamma_c \frac{L}{v_d}} \right) \right] & \text{pour } t > \frac{L}{v_d} \\ S \frac{r}{\Gamma_c} \left[\left(1 - e^{-\Gamma_c t} \right) \left(-\frac{v_d}{\Gamma_c} + L - v_d t \right) + v_d t \right] & \text{pour } t < \frac{L}{v_d} \end{cases} \quad (6.19)$$

Nous avons représenté dans la figure 6.4, l'évolution du nombre total d'atomes pour différentes valeurs de la vitesse de dérive. Sur ce même graphe, nous avons représenté le résultat de l'ajustement de la fonction $N(t)$ par une exponentielle. On constate que l'évolution du nombre d'atomes reste proche d'une loi exponentielle lorsque la vitesse de dérive augmente.

La définition d'un temps caractéristique de remplissage du piège 2-D relève ici d'un choix. Par analogie avec l'exponentielle, on définit le temps de charge τ_c comme suit:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{t=0} \tau_c = N(t = \infty) \quad (6.20)$$

⁶On a supposé ici que pour une valeur de z donnée, la distribution transversale des atomes est uniforme à l'intérieur d'un diamètre d et nulle en dehors. Le nuage apparaît comme un cylindre de section $S = \pi d^2$.

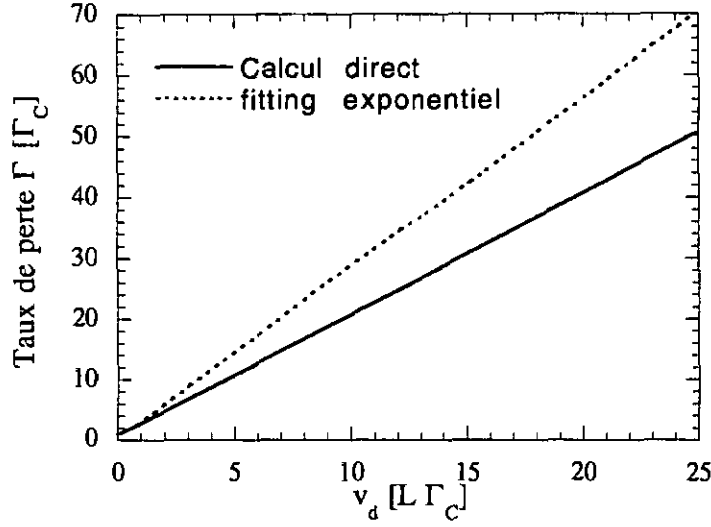


Figure 6.5: Taux de perte Γ en fonction de la vitesse de dérive. Le trait plein représente le taux de perte obtenu à partir du calcul direct: il est déduit de la relation (6.21). La ligne en pointillé représente le taux de perte que l'on déduit de l'ajustement de la fonction $N(t)$ par une fonction exponentielle de la forme $N_{\text{stat}}(1 - \exp[-t/\tau_c])$.

En tenant compte de l'équation (6.19), on trouve que:

$$\tau_c = \frac{1}{\Gamma_c} \left[1 - \frac{v_d}{\Gamma_c L} \left(1 - e^{-\frac{\Gamma_c L}{v_d}} \right) \right] \quad (6.21)$$

A la limite $v_d \rightarrow 0$, on retrouve le temps de charge $\tau_c = 1/\Gamma_c$ caractéristique d'une trappe magnéto-optique.

Dans la méthode de détermination de la vitesse de dérive des atomes d'une trappe 2-D, à partir de la mesure de l'évolution du nombre d'atomes piégés, il faudrait en principe ajuster la courbe expérimentale N_{exp} par l'expression (6.19). Cependant un tel ajustement est délicat parce que très dépendant de la valeur des paramètres r , Γ_c et L . A la place, nous avons fitté la courbe expérimentale N_{exp} par une exponentielle de la forme $(1 - \exp[-t/\tau_c])$. Puis, nous avons utilisé le résultat de ce fitting (i.e. τ_c) pour déterminer la vitesse de dérive, en résolvant l'équation transcendante d'inconnue v_d donnée par l'expression (6.21).

Pour estimer l'erreur que l'on fait par rapport à la méthode du fitting complet, nous avons représenté dans la figure 6.5 en fonction de la vitesse de dérive, le taux de perte théorique $1/\tau_c$ où τ_c est donné par l'équation (6.21) et le taux de perte que l'on obtient lorsque l'on fitte la fonction par une exponentielle de la forme $(1 - \exp[-t/\tau_c])$. Ce graphe montre la chose suivante: si on admet que le chargement de la trappe 2-D est régi par l'équation (6.19), le fitting exponentiel de la courbe expérimentale de chargement surestime le

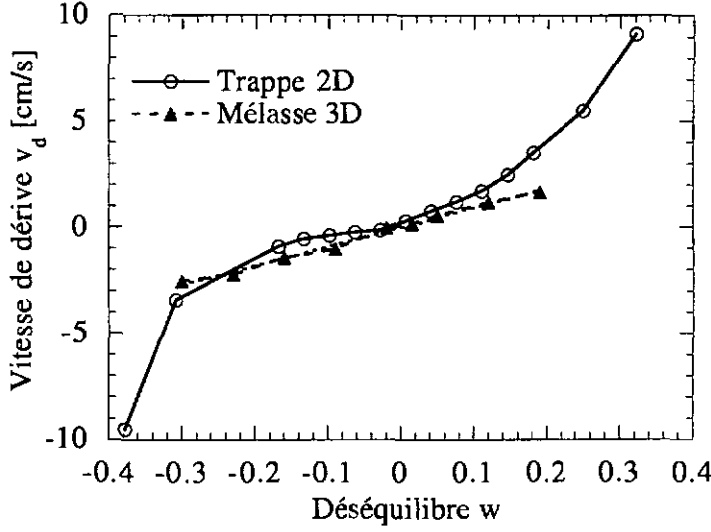


Figure 6.6: Vitesse de dérive en fonction du déséquilibre d'intensité w entre les faisceaux se propageant selon $\pm \vec{e}_z$. Les cercles transparents représentent les résultats pour la trappe 2-D obtenus par la méthode du temps de charge; les triangles pleins correspondent aux mesures de temps de vol effectuées sur la mélasse. Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

taux de perte, et donc la vitesse de dérive des atomes. L'erreur correspond à la différence relative des deux pentes: elle est de l'ordre de 35%. Cependant, les résultats expérimentaux qui suivent ne tiennent pas compte de cette différence, car les courbes de charges expérimentales ne suivent pas exactement la loi donnée par l'équation (6.19).

6.3.2 Les résultats expérimentaux

Effet d'un déséquilibre d'intensité sur mélasse 3-D et une trappe 2-D

Nous avons mesuré la vitesse de la dérive induite par un déséquilibre d'intensité entre les faisceaux se propageant vers $+\vec{e}_z$ et $-\vec{e}_z$. Nous nous sommes assurés que le champ magnétique statique était nul dans la zone de piégeage, en réglant les champs magnétiques de compensation pour obtenir une diffusion isotrope lorsque l'on coupe le gradient magnétique du piège (cf. chapitre 3 p.67). Nous présentons les résultats dans la figure 6.6. Cette figure montre un bon accord entre les vitesses de dérive de trappe 2-D et de mélasse 3-D. Il faut noter que cet accord est assez remarquable. Il montre qu'en ce qui concerne un déséquilibre d'intensité selon Oz , l'axe Oz - sans piégeage - d'une trappe 2-D est équivalent à celui d'une mélasse optique 3-D. La présence d'un gradient magnétique transverse n'altère pas l'effet d'un déséquilibre selon Oz .

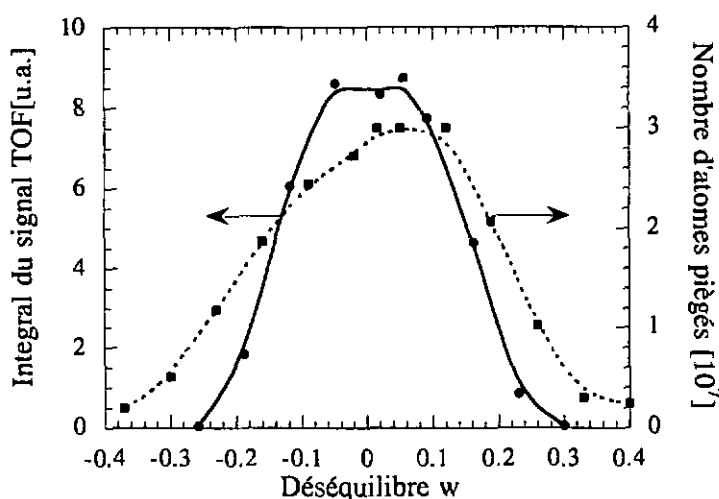


Figure 6.7: Intégrale du signal temps de vol pour une mélasse 3-D et nombre d'atomes initialement piégés en fonction du déséquilibre d'intensité w entre les faisceaux se propageant selon $\pm e_z$. Le désaccord et l'intensité du laser sont donnés par: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

D'autre part, la figure 6.6 montre que la vitesse de dérive est très faible ($v_d < 2 \text{ cm s}^{-1}$) pour une grande gamme de déséquilibre. Une telle insensibilité aux déséquilibres d'intensité est caractéristique des processus sub-Doppler [LPR⁺89]. Nos mesures montrent que le champ magnétique transverse, dans une trappe 2-D, ne change pas la vitesse de dérive induite par un déséquilibre d'intensité. De plus, cette vitesse de dérive possède une double pente qu'on pourrait être tenté d'interpréter comme des comportements Doppler et sub-Doppler. Cette double pente n'a pas pu être observée pour la mélasse 3-D, à cause d'une rapide diminution de l'amplitude des signaux de temps de vol lorsque $|w| > 0.3$.

Nous avons représenté dans la figure 6.7, le nombre total d'atomes qui traverse le faisceau *sonde* lorsque les atomes de la mélasse sont entraînés sous l'effet du déséquilibre. Ce nombre correspond à l'intégrale du signal TOF. Sur ce même graphe, nous avons représenté le nombre d'atomes piégés dans la première phase de la séquence du temps de vol. Cette mesure complémentaire montre que la perte de signal TOF est presque entièrement due à la baisse de l'efficacité de capture provoquée par un déséquilibre d'intensité.

D'autre part, nous avons représenté dans la figure 6.8, les signaux de temps de vol pour différents déséquilibres d'intensité. Outre le peu de déplacement du pic et la forte baisse de signal, on constate que les signaux TOF ne sont ni élargis, ni déformés pour les grandes valeurs de w ($\sim \pm 0.3$).

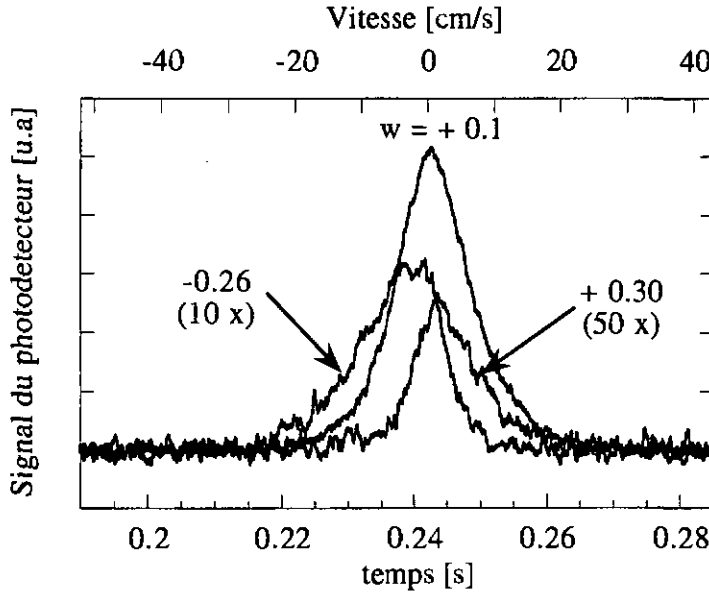


Figure 6.8: Signaux de temps de vol pour différentes valeurs de déséquilibre d'intensité w . Le temps d'arrivée des atomes avec une vitesse initiale est de 242 ms. Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

Effet d'un champ magnétique

Nous avons également mesuré la vitesse de dérive le long de l'axe Oz en fonction du champ magnétique statique B_z . Nous avons trouvé que dans ce cas, la trappe 2-D et la mélasse ont des comportements très proches.

Mélasse 3-D Pour la mélasse, les signaux TOF montrent que la vitesse de dérive augmente linéairement avec le champ magnétique ($v_z/B_z \cong 18 \text{ cm/s/G}$). Cependant, comme le montre la figure 6.10, les signaux TOF ne sont pas seulement déplacés le long de l'axe des temps, ils sont aussi déformés et considérablement réduits en amplitude. Les signaux de temps de vol suggèrent l'existence de deux pics dans la distribution de vitesse. L'un de ces pics se déplace avec le champ magnétique ($v \sim 27 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$), alors que l'autre reste fixe et centré en $v = 0$. Un tel comportement ne peut pas être expliqué à l'aide du modèle unidimensionnel du chapitre 2 (cf. p.38).

Contrairement au cas du déséquilibre d'intensité, la perte de signal ne peut être attribuée à une baisse de l'efficacité du processus de capture. En effet, comme le montre la figure 6.11, la baisse du nombre total d'atomes qui arrivent dans le faisceau *sonde* est beaucoup plus rapide que celle du nombre d'atomes initialement piégés⁷. La différence de largeur entre les deux courbes

⁷L'asymétrie de la courbe du nombre d'atomes piégés par rapport à $B_z = 0$ s'explique

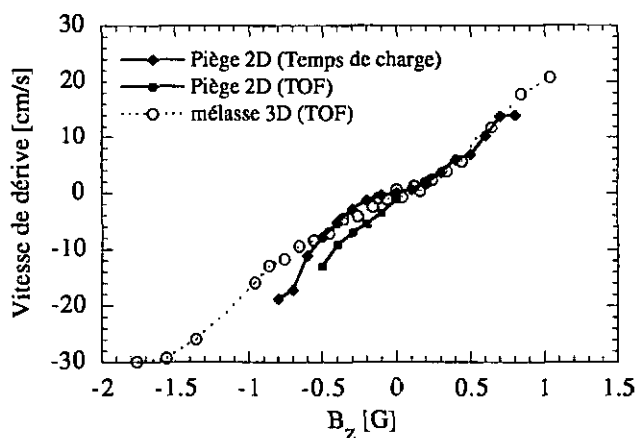


Figure 6.9: Vitesse de dérive en fonction du champ magnétique B_z . Les cercles transparents représentent les résultats pour la mélasse 3-D obtenus en calculant la vitesse moyenne des atomes à partir du signal TOF. Les losanges (respectivement les carrés) pleins correspondent à des vitesses de dérive d'atomes piégés dans la trappe anisotrope, mesurées par la méthode du temps de charge (resp. TOF). Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

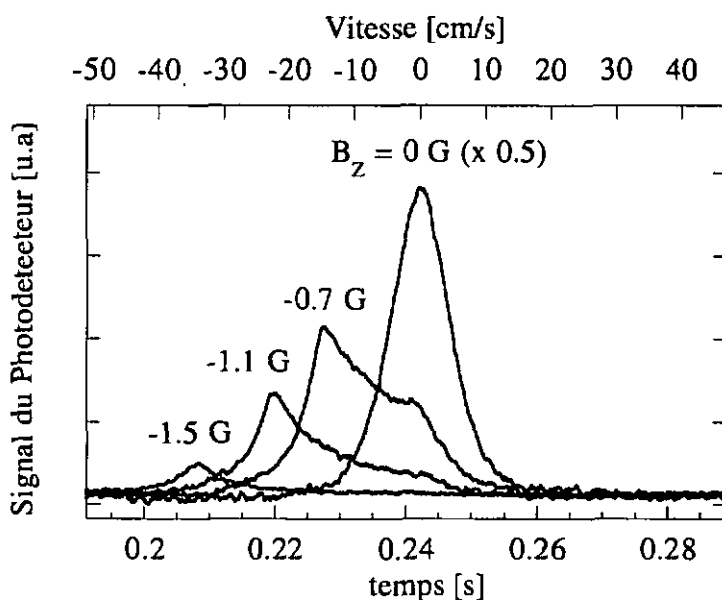


Figure 6.10: Signaux de temps de vol pour différentes valeurs de champ magnétique B_z . Le temps d'arrivée des atomes avec une vitesse initiale est de 242 ms. Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

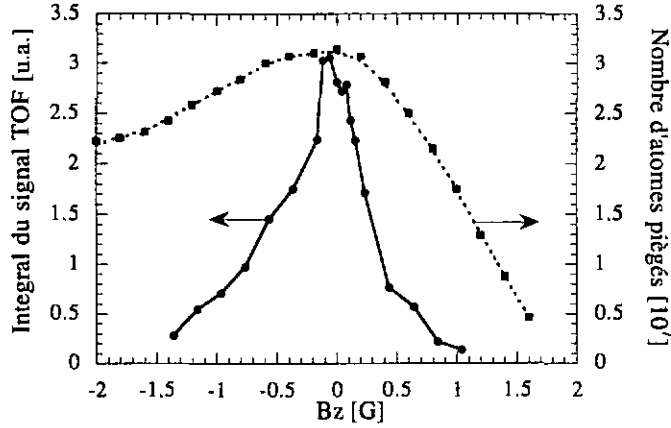


Figure 6.11: Intégrale du signal temps de vol pour une mélasse 3-D et nombre d'atomes initialement piégés en fonction du champ magnétique B_z . Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$.

de la figure 6.11 peut indiquer que la vitesse de dérive des atomes a également des composantes non verticales. Ces atomes tomberaient ainsi, en dehors du faisceau *sonde*. Notons que de tels effets se produisent déjà pour de très faibles valeurs de champ magnétique ($B_z \sim 0.2$ G).

Bien qu'il soit difficile de définir une largeur et donc de déduire une température des signaux TOF déformés, l'étendue totale du signal TOF est trop petite pour suggérer la manifestation d'un régime Doppler.

Trappe 2-D Pour la mesure de la vitesse d'entraînement selon Oz des atomes du piège anisotrope, nous avons utilisé les deux méthodes de mesure (temps de vol ⁸ et temps de charge).

commençons par noter que les distributions de vitesse verticale des atomes piégés en trappe 2-D sont très proches de celles obtenues pour une mélasse 3-D (cf. figure 6.10). Cela signifie qu'en présence d'un champ magnétique longitudinal, le gradient magnétique transverse perturbe très peu les distributions de vitesse verticale des atomes ⁹. De plus, les vitesses de dérive

également par les imperfections du piège magnéto-optique (champ magnétique parasite, désalignement des faisceaux).

⁸Pour obtenir la distribution de vitesse verticale des atomes piégés dans la trappe anisotrope, la lumière de refroidissement est coupée ~ 2 ms avant le gradient magnétique (cf. chapitre 3 p.70).

⁹Ce résultat est surprenant, car pour les atomes piégés en trappe 2-D, le champ magnétique transverse (~ 0.6 G) est comparable au champ magnétique longitudinal qui induit

moyennes mesurées à partir des signaux de temps de vol sont également très proches de celles des atomes de la mélasse 3-D. L'existence de points d'accumulation dans le nuage allongé (cf. figure 5.19 p.132)– qui pourrait suggérer un piégeage résiduel– ne semble pas avoir d'influence sur l'entraînement dû à un champ magnétique. En ce qui concerne l'entraînement par un champ magnétique vertical, l'axe Oz du piège anisotrope est identique à celui d'une mélasse 3-D.

Par contre, on observe dans la figure 6.9, une différence de comportement entre les courbes de vitesse de dérive obtenues par les méthodes de temps de vol et de charge. Avec la méthode du temps de charge, la courbe $v_d[B_z]$ présente un plateau pour de petites valeurs de $|B_z|$. Ce plateau n'ayant pas été observé avec la méthode plus directe du temps de vol, nous pensons qu'il traduit les limites de la mesure de vitesse de dérive, à partir du temps de charge. En effet, dans la description du chargement, on fait l'hypothèse d'une distribution de densité uniforme le long du nuage anisotrope. Nous pensons que la non-uniformité de la densité, observée expérimentalement (cf. Remarque p.152) pourrait être à l'origine de la légère différence entre les résultats des deux méthodes.

6.3.3 Analyse et discussions

Prédictions théoriques

Nous avons présenté dans le chapitre 2, des modèles théoriques unidimensionnels utilisant la transition $J = 1 \rightarrow 2$, et permettant d'étudier l'effet d'un champ magnétique et d'un déséquilibre d'intensité sur une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$. Les prévisions de ces modèles concernant l'entraînement d'atomes sont rappelées dans la partie 6.2. Nous sommes, certes, conscients du fait que ces modèles, par leur caractère unidimensionnel, ne peuvent pas décrire toute la complexité de notre dispositif expérimental. Ils permettent néanmoins de mettre en évidence, parmi toutes les caractéristiques observées, celles qui peuvent être facilement comprises.

Il est cependant difficile de comparer directement les prédictions des modèles avec les résultats expérimentaux. En effet, nos modèles utilisent la transition $J = 1 \rightarrow 2$. Pour de faibles déséquilibres d'intensité ($w \ll 1$), Werner *et al.* [WHS93] ont montré par un calcul numérique, que la vitesse de dérive utilisant la transition $F = 4 \rightarrow 5$ est huit fois plus petite que celle donnée par l'équation (6.8) (cf. p.145). Nous avons utilisé ce facteur pour obtenir la vitesse d'entraînement due au déséquilibre, présentée dans la troisième ligne du tableau 6.1.

l'entraînement.

	v_d/B_z [cm/s G ⁻¹]	v_d/w [cm/s]
Modèle Doppler 1D $\delta = -3\Gamma$	48	680
Modèle sub-Doppler 1D $J = 1 \rightarrow J' = 2$ $\delta = -3\Gamma, I = 2I_s$	29	87.4
Modèle sub-Doppler 1D $F = 4 \rightarrow F' = 5$ $\delta = -3\Gamma, I = 2I_s$	29	11
Modèle quantique 2D $F = 4 \rightarrow F' = 5$ $\delta = -3\Gamma, I = I_s$	18	21
Expérience: mélasse 3D $\delta = -3\Gamma, I = 2I_s$	TOF vitesse moyenne 22	9
Expérience: trappe anisotrope $\delta = -3\Gamma, I = 2I_s$	TDC 18 TOF vitesse moyenne 22	9 $ w < 0.25$

Tableau 6.1: Résumé des résultats expérimentaux et des prévisions théoriques. Les unités des valeurs numériques du tableau sont cm s⁻¹ G⁻¹ (première colonne) et cm s⁻¹ w⁻¹ (seconde colonne). Les sigles (TDC) et (TOF) indiquent que les résultats ont été obtenus, respectivement, par les méthode de temps de charge et de temps de vol.

D'autre part, comme mentionné par Steane *et al.* [SCF92] et Werner *et al.* [WHS93], une description plus complète des processus d'entraînement nécessite également la considération du caractère tri-dimensionnel du refroidissement. Un modèle qui considère ce dernier point et la bonne transition a été développé par Castin *et al.* [CI95]. En utilisant leur approche Monte-Carlo avec les fonctions d'onde (*Monte-Carlo Wave-Function technique*), Y. Castin [Cas] a calculé pour nous l'effet d'un déséquilibre d'intensité et d'un champ magnétique statique sur une mélasse optique 2-D. Ce calcul entièrement quantique a été effectué avec des paramètres de refroidissement ($\delta = -3\Gamma, I = I_s$) proches de nos conditions expérimentales. Les résultats de ce calcul sont présentés dans la quatrième ligne du tableau 6.1.

Notons, pour être comparées aux résultats expérimentaux, les prévisions des modèles sub-Doppler 1-D et 2-D du tableau 6.1, concernant les effets du champ magnétique, doivent être multipliées par un facteur $\sqrt{2}$. Cela permet de tenir compte du fait que la périodicité spatiale du champ électrique résultant le long de l'axe Oz est égale à $\sqrt{2}\lambda$ (cf. annexe E).

Efficacité du déséquilibre d'intensité

De la dernière colonne du tableau 6.1, on déduit que pour de faibles déséquilibres d'intensité ($|w| < 0.25$), l'entraînement des atomes dans la direction Oz pour une trappe 2-D et pour une mélasse, est parfaitement décrit par le modèle 1-D sub-Doppler tenant compte de la transition $F = 4 \rightarrow 5$ (cf. deuxième ligne du tableau 6.1). Cependant, nous pensons que cet accord est chanceux. En effet, comme mentionné dans la remarque de la page 145 et dans l'annexe E, il est difficile de déterminer pour des faisceaux à 45° , l'intensité de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ équivalente d'axe Oz . Ceci explique le désaccord entre les prévisions du modèle 2-D quantique ¹⁰ et les résultats expérimentaux.

La faiblesse du coefficient d'entraînement ($\sim 9 \text{ cm s}^{-1} w^{-1}$) que l'on mesure représente un obstacle majeur à l'utilisation d'un déséquilibre d'intensité comme mécanisme d'extraction des atomes d'une trappe 2-D.

Pour $|w| > 0.25$, la vitesse de dérive dans la trappe 2-D augmente rapidement. Ce type de comportement peut pas être attribué à la non-uniformité de la densité du nuage anisotrope (cf. Remarque p.152). Il peut également rappeler celui décrit par la figure 2.5 de la partie 2.2 (cf. p.37), dans laquelle à une vitesse de dérive sub-Doppler succède une vitesse Doppler. De plus, le domaine de déséquilibre où l'on observe expérimentalement un changement de perte est compatible avec les résultats des calculs numériques effectués (pour $\delta = -4\Gamma$, $I = I_s/4$) par Werner *et al.* [WHS93] sur la transition $F = 4 \rightarrow 5$. Cependant cette explication a ses limites. Comme le montre la relation (2.33) (cf. p.35), les vitesses de dérive mesurées sont encore trop faibles pour résulter de processus Doppler. Néanmoins, nous pensons tout de même que le comportement de la courbe expérimentale décrit le commencement d'un régime Doppler.

Efficacité d'un champ magnétique pour l'extraction

Comme le montre le tableau 6.1, la vitesse de dérive expérimentale (environ $18 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$) induite par un champ magnétique vertical sur une mélasse optique est significativement plus faible que celle prédite par un modèle 1-D sub-Doppler. Cette divergence entre modèle et expérience peut être expliquée par l'effet des faisceaux laser supplémentaires qui possèdent d'autres composantes de polarisation que la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ du modèle 1-D. Comme mentionné par Steane *et al.* [SCF92], ces faisceaux réduisent l'anisotropie créée par le pompage optique qui est à l'origine du refroidissement par orientation [DCT89]. Le modèle 2-D entièrement quantique de Y. Castin

¹⁰Ces prévisions concernent une configuration "droite" de faisceaux.

[Cas] prédit cette réduction de la vitesse de dérive (cf. ligne 4 du tableau 6.1). Les prévisions de ce modèle, multipliées par $\sqrt{2}$, présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux concernant l'effet d'un champ magnétique sur une mélasse 3-D ou un piège 2-D.

Malgré le bon coefficient d'entraînement mesuré expérimentalement (environ $20 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$), l'utilisation d'un champ magnétique pour entraîner les atomes selon Oz pose un problème à cause de la forte perte de signal que montrent les figures 6.10 et 6.11. Nous pensons que cette perte est essentiellement due au caractère tridimensionnel du ralentissement. Comme mentionné dans la partie 6.2.2, on s'attend, dans notre expérience, à ce que l'application d'un champ vertical B_z , donne aux atomes de la mélasse 3-D des composantes de vitesse de dérive non verticales.

6.3.4 Discussion sur la forme des signaux de temps de vol

Comme mentionné dans la partie 2.3 et comme calculé par Walhout *et al.* [WDRP92], l'application d'un champ magnétique B telle que $\mu_B g_B B \sim \hbar \Gamma_p$ induit une distribution de vitesse non gaussienne avec deux pics plus ou moins résolus. Cependant, les distributions de vitesse déformées de la figure 6.10 ne peuvent pas être expliquées en ces termes, car leur largeur est trop petite pour indiquer un régime Doppler. De plus, la comparaison avec les résultats expérimentaux de Valentin *et al.* [VGYP92] sur l'entraînement d'une mélasse 1-D par un champ magnétique, montre que dans la gamme de champ magnétique considérée ($B \in [-2, 2 \text{ G}]$), la vitesse de dérive reste sub-Doppler.

La caractéristique marquante des signaux de temps de vol en présence d'un champ magnétique vertical est l'existence de deux pics dans la distribution de vitesse. L'un se déplace avec le champ magnétique et l'autre reste fixe. Au cours de nos mesures, nous avons toujours observé ce comportement (cf. figures 6.10 et 6.14). Nous pensons que cet effet est liée à la configuration de faisceaux à 45° et au caractère multi-dimensionnel du ralentissement. Dans les lignes qui suivent, nous présentons les éléments qui confortent cette explication ¹¹.

Considérons une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ 2-D, formée par deux paires de faisceaux faisant un angle de $\pm 45^\circ$ avec la direction verticale. Par souci de simplicité, nous nous contentons de traiter un problème bidimensionnel. Nous reproduisons, ici, la situation expérimentale telle qu'elle est dans le plan Oyz et nous négligeons les effets dus aux faisceaux $\pm x$. Nous supposons également, pour

¹¹Il ne s'agit en aucun cas d'une démonstration rigoureuse.

simplifier, que les quatre faisceaux sont en phase ¹². Comme nous le montrons dans l'annexe E, le caractère multi-dimensionnel du piégeage fait que dans la direction Oz , la lumière se décompose en une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ et une onde stationnaire bidimensionnelle. Ainsi, un atome qui se propage le long de l'axe Oz est soumis à un champ électrique dont la direction tourne autour de l'axe Oz comme dans le cas d'une mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$ selon Oz . Cependant, la périodicité spatiale de la rotation est égale à $\sqrt{2}\lambda$ et contrairement au cas unidimensionnel, l'amplitude du vecteur champ électrique est modulée, avec la même périodicité que la rotation ¹³. Le ralentissement des atomes dans la direction Oz ne correspond pas à une pure mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$. En effet, la modulation d'amplitude du champ électrique induit dans cette direction une modulation spatiale des déplacements lumineux (*light shift*) semblable à celle qui intervient dans le ralentissement $\text{lin} \perp \text{lin}$ (cf. p.20) [DCT89]. Ainsi, un atome se propageant selon Oz , voit une succession de puits de potentiel. La profondeur des puits de potentiel est proportionnelle à l'amplitude de l'onde stationnaire bidimensionnelle. L'effet de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ est de donner aux atomes une vitesse de dérive $v = \sqrt{2}g_g\mu_B B/\hbar k$. Par contre, un champ magnétique longitudinal n'induit aucune dérive sur une onde stationnaire bidimensionnelle [VGYP92]. Nous pensons que l'existence d'un pic, qui reste centré en $v = 0$, dans la distribution de vitesse, en présence d'un champ magnétique vertical est due aux puits de potentiel induite par la modulation de l'amplitude du vecteur champ électrique. Certains atomes restent piégés au fond de ces puits de potentiel et ne sont ainsi pas entraînés.

Pour vérifier le bien fondé de cette explication, nous avons appliqué un champ magnétique vertical fixe. Puis, nous avons tourné progressivement les lames quart d'onde qui permettent d'avoir des faisceaux polarisés circulairement $\sigma^\pm$ dans le plan Oyz . La figure 6.12 montre les différents signaux de temps de vol obtenus pour les différentes orientations des lames. Cette figure suggère l'existence de deux phénomènes superposés: un entraînement d'une partie des atomes par la composante $\sigma^+ - \sigma^-$ de la lumière et un ralentissement vers $v = 0$ d'une autre partie des atomes par la composante correspondant à l'onde stationnaire bidimensionnelle. L'importance relative de ces deux phénomènes change progressivement lorsque l'on passe d'une configuration 2-D $\sigma^+ - \sigma^-$ (angle de 45°) à une configuration 2-D $\text{lin} \parallel \text{lin}$ (angle de 0°).

¹²Nous avons conscience de l'importance de la phase relative entre les deux paires de faisceaux dans le ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ [Ime91]; cependant, le développement que nous donnons reste valable pour toute phase entre les paires de faisceaux.

¹³Notons qu'on retrouve la rotation et la modulation d'amplitude du vecteur champ électrique sur toute droite parallèle à Oz . La phase et l'amplitude de la modulation de la norme du vecteur champ électrique varient avec y avec une périodicité $\sqrt{2}\lambda$.

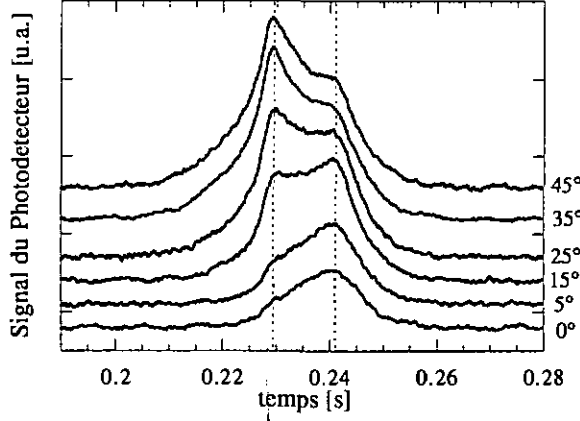


Figure 6.12: Signaux de temps de vol en présence d'un champ magnétique vertical $B_z = -0.5$ G pour différentes orientations des lames quart d'onde des faisceaux du plan Oyz . L'angle 0° correspond à des mélasses $\text{lin}||\text{lin}$ et 45° correspond à une mélasse 2-D $\sigma^+ - \sigma^-$. Le désaccord et l'intensité du laser sont donnés par: $\delta = -3\Gamma$ et $I = 2I_s$. Les lignes en pointillé indiquent les positions des pics entraîné ($t \sim 0.229$ s) et non-entraîné ($t \sim 0.241$ s).

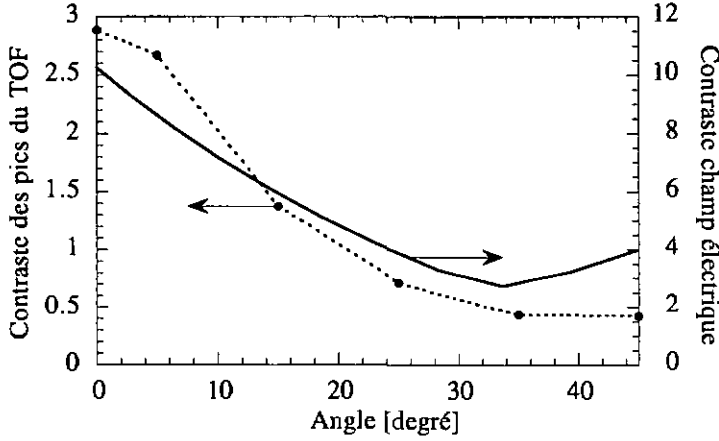


Figure 6.13: Rapport entre les deux pics entraîné et non-entraîné des signaux TOF de la figure 6.12 (ligne en pointillé) en fonction de l'ellipticité des faisceaux du plan Oxz (0° : $\text{lin}||\text{lin}$; 45° : $\sigma^+ - \sigma^-$). La ligne continue représente la profondeur moyenne (selon Oz) des puits de potentiel. Elle est déterminée en moyennant l'amplitude de modulation de E^2 sur y et sur la phase relative entre les deux mélasses à 45° (cf. annexe E).

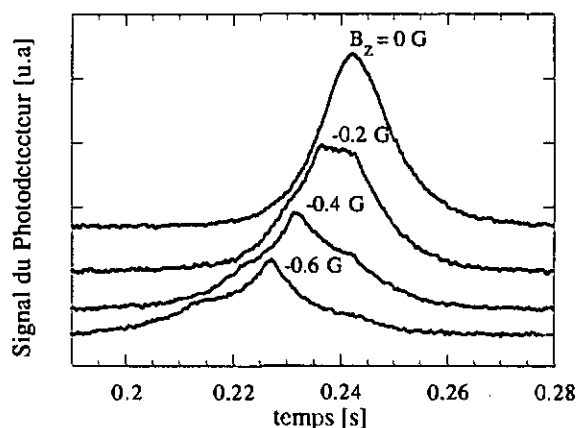


Figure 6.14: Signaux de temps de vol pour différentes valeurs de champ magnétique B_z . Le temps d'arrivée des atomes avec une vitesse initiale est de 242 ms. Le désaccord et l'intensité du laser sont: $\delta = -1.7\Gamma$ et $I = 2I_s$.

Dans la figure 6.13, nous avons reporté le rapport entre les amplitudes du pic non-entraîné et celui entraîné en fonction de l'orientation des lames quart d'onde. Nous avons également représenté l'amplitude moyenne de la modulation de l'amplitude du champ électrique dans la direction Oz ¹⁴, calculée à partir de la configuration des faisceaux à 45° . De la même manière que l'amplitude moyenne de la modulation diminue lorsqu'on se rapproche de la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, la fraction d'atomes non-entraînés diminue, mais elle reste toujours non nulle. La figure 6.13 montre ainsi que l'existence d'une modulation spatiale de l'amplitude du champ électrique dans la direction Oz peut être à l'origine de la distribution de vitesse à double-pics obtenue en présence d'un champ magnétique vertical.

Comme le montre la figure 6.14, nous avons vu également apparaître pour de faibles valeurs de désaccord, des distributions de temps de vol à trois pics. L'un des pics reste centré en $v = 0$. Les vitesses de déplacement des deux autres pics vaut: $v_1 = \sqrt{2}g_g\mu_B B/\hbar k$, et $v_2 = 2\sqrt{2}g_g\mu_B B/\hbar k$. Nous pensons que cette distribution de vitesse à trois pics résulte des effets de champs transverses qui existent dans notre configuration tridimensionnelle [vdSSS⁺93].

Remarque:

- Un modèle théorique rigoureux, susceptible de prévoir la forme de la distribution de vitesse des atomes dans la direction Oz , nécessite un

¹⁴Il s'agit de la "rugosité moyenne", définie dans l'annexe E.

développement important qui sort du cadre de notre étude. Ce calcul a été effectué par Y. Castin, avec une approche purement quantique [Cas]. Ce calcul montre que l'effet d'un champ magnétique vertical sur une configuration où les faisceaux se propagent selon Oy et Oz , est d'induire une distribution de vitesse très proche de celles de la figure 6.10, avec un pic qui reste centrée en $v = 0$ et un autre qui se déplace avec le champ magnétique. Ceci montre que les perturbations dans la distribution de vitesse que nous avons observées, sont liées au caractère multi-dimensionnel du ralentissement et non au fait d'avoir des faisceaux à 45° par rapport au champ magnétique.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes méthodes pour extraire de manière continue les atomes du piège anisotrope. Deux de ces méthodes ont fait l'objet d'une étude expérimentale détaillée. Les résultats de cette étude montrent que la présence du gradient transverse modifie très peu l'entraînement vertical des atomes, provoqué par un déséquilibre d'intensité ou un champ magnétique vertical. Il n'existe pas de piégeage résiduel parasite dans la direction longitudinale du piège anisotrope.

Nous avons mis en évidence la grande insensibilité de la mélasse sub-Doppler à un déséquilibre d'intensité, prévu par le modèle présenté dans le chapitre 2. Par contre, dans une configuration de faisceaux à 45° , l'entraînement dû à un champ magnétique vertical ne peut pas être décrit à l'aide du modèle unidimensionnel décrivant l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur une mélasse 1-D $\sigma^+ - \sigma^-$ (cf. chapitre 2). Nous avons observé que l'application d'un champ magnétique vertical n'induit une vitesse de dérive qu'à une partie des atomes. Cela entraîne une déformation dans la distribution de vitesse. Nous avons attribué cette caractéristique à la modulation spatiale des déplacements lumineux qui existe dans la direction Oz et qui est due au caractère tridimensionnel du ralentissement. Nous pensons que cette caractéristique du ralentissement ainsi que la configuration de faisceaux à 45° sont responsables des composantes non verticales de la vitesse de dérive, induites par un champ magnétique vertical et qui altèrent considérablement la directivité du jet.

L'utilisation d'un champ magnétique ou d'un déséquilibre d'intensité pour l'obtention d'un jet continu d'atomes froids offrent l'avantage d'être très facile à mettre en oeuvre. Cependant, telles quelles, ces techniques sont insuffisantes pour obtenir véritablement un jet d'atomes lents. Nous pensons que pour augmenter l'efficacité de ces techniques, celles-ci doivent être combinées

avec une autre technique d'extraction: celle du canal noir. Ceci permettrait de mieux s'affranchir des problèmes d'irrégularités du nuage d'atomes piégés dans une trappe anisotrope. Nous pensons également que l'entraînement par décalage de fréquence, bien qu'il soit plus difficile à mettre en oeuvre, permettra d'obtenir une plus grande efficacité dans l'extraction des atomes, avec, en plus, une faible perturbation de leur distribution de vitesses.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce mémoire, nous avons présenté des études théoriques et expérimentales sur différents aspects du ralentissement et du piégeage d'atomes.

Dans le cas du piège magnéto-optique 3-D, nous avons mis en évidence que le processus de capture des atomes peut-être décrit à l'aide d'un modèle unidimensionnel. Nous avons en effet, montré que la conséquence essentielle de la nature tridimensionnelle du champ magnétique est l'égalisation des populations des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Ce modèle et les résultats expérimentaux sur le nombre d'atomes piégés, nous ont permis de mettre en évidence les paramètres qui optimisent la capture. Ils ont également montré que l'influence du gradient magnétique 3-D sur la capture peut être entièrement décrite, en considérant le champ magnétique longitudinale dans un modèle 1-D.

Nous avons également procédé à une étude des caractéristiques du piège anisotrope. Nous avons trouvé que le nombre d'atomes que l'on peut piéger dans une trappe anisotrope est très proche de celui de la trappe isotrope. D'autre part, nous avons montré que dans des conditions d'irradiation qui optimisent la capture, la température du piège anisotrope est inférieure d'un facteur 2 à celle du piège isotrope. Cette caractéristique avantageuse du piège anisotrope a pu être expliqué en terme de diffusion multiple de photons par les atomes piégés. Enfin, nous avons mis en évidence que les structures parasites, qui apparaissent dans le nuage anisotrope, pouvaient être expliquées par les imperfections dans le profil spatial des faisceaux. Ces irrégularités du nuage sont très gênantes, car elles altèrent la directivité du jet d'atomes que l'on obtient en entraînant les atomes dans la direction Oz .

En ce qui concerne l'étude des processus d'entraînement des atomes dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$, nous avons commencé par présenter dans le chapitre 2 et dans l'annexe 2, une approche semi-classique basée sur les calculs de Dalibard *et al.* [DCT89]. Cette étude permet de prévoir les vitesses de dérive de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un déséquilibre d'intensité w ou d'un champ

magnétique B . Elle a mis en évidence, d'une part, la grande similarité entre les effets de déséquilibre et de champ magnétique, et d'autre part, le fait que la vitesse de dérive ne dépende pas de manière simple de w et de B . L'étude expérimentale sur l'efficacité de ces processus d'entraînement a montré que les effets d'un déséquilibre d'intensité ou d'un champ magnétique vertical, sur un piège anisotrope d'axe Oz sont les mêmes que sur une mélasse 3-D. Cette étude a mis en évidence la grande difficulté à entraîner des atomes d'une mélasse sub-Doppler $\sigma^+ - \sigma^-$ avec un déséquilibre d'intensité. Par contre, nous avons montré que l'utilisation d'un champ magnétique vertical permet de donner aux atomes une vitesse de l'ordre de quelques dizaines de cm/s. Cependant, l'entraînement des atomes par un champ magnétique vertical est perturbé par le caractère tridimensionnel du ralentissement. Celui-ci est responsable d'une part, des composantes de vitesse non verticale, et d'autre part, de la perturbation dans la distribution de vitesse des atomes. Nous avons attribué cette dernière perturbation à la modulation spatiale des déplacements lumineux qui apparaît dans la direction verticale dans une telle configuration.

La réalisation d'un jet continu d'atomes lents de césium à partir de la vapeur constitue un défi très intéressant. Notre travail a montré que le piège magnéto-optique à gradient anisotrope constitue un point de départ prometteur. Outre le fait qu'il soit facile à mettre en oeuvre, il offre plusieurs possibilités d'extraction en continu des atomes dans la direction exempte de piégeage. Pour obtenir un véritable jet continu d'atomes lents, nous pensons qu'il serait judicieux de combiner l'application d'un champ magnétique vertical avec la technique du canal noir. D'un part, cette combinaison permettrait d'entraîner les atomes vers le bas avec des vitesses importantes. D'autre part, elle permettrait de s'affranchir des problèmes d'irrégularités du nuage anisotrope, de réduire l'effet des composantes de vitesse non verticale, et d'améliorer ainsi la directivité du jet. Par ailleurs, nous pensons que la méthode des différences de fréquence (combinée également au canal noir) permettra d'obtenir une grande efficacité dans l'extraction des atomes, avec en plus, une faible perturbation de la distribution de vitesse. Du point de vue théorique, il serait intéressant de concevoir un modèle tridimensionnel semi-classique ou quantique, qui permettrait de tenir compte de la présence du canal noir et de prévoir la distribution de vitesse des atomes au sortir de la zone d'intersection des faisceaux laser. Ce modèle permettrait également de prévoir le flux d'atomes et la directivité du jet. Ces caractéristiques constituent, en effet, des éléments importants, en vue de l'utilisation du jet dans un horloge atomique comme à l'observatoire Cantonal de Neuchâtel, ou dans des expériences de physique fondamentale (par exemple, interférométrie ou optique atomique).

Annexe A

L'atome de césium

Dans cette annexe, nous avons regroupé les caractéristiques de l'atome de césium utile pour l'étude du ralentissement par laser de cet atome. Celui-ci est un atome alcalin de nombre de masse $A = 133$, possédant un électron sur l'orbitale $6s$. Le couplage Spin-Orbite ($L - S$) induit une structure fine avec un niveau fondamental $6S_{1/2}$ et deux niveaux excités $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$. Les transitions de l'état fondamental aux états excités sont des transitions optiques de longueur d'onde respectives: $\lambda = 894.35$ nm (raie D_1) et $\lambda = 852.11$ nm (raie D_2). Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la transition D_2 du césium, qui est celle utilisée pour le ralentissement par laser des atomes de césium.

A.1 Structure hyperfine du césium

Le spin nucléaire du césium est donné par $I = 7/2$. Le couplage entre le moment cinétique totale $J = L + S$ et le spin nucléaire I fait apparaître dans l'état fondamental $6S_{1/2}$ deux niveaux hyperfins ($F = 3, 4$) et dans l'état excité $6P_{3/2}$ quatre niveaux hyperfins ($F' = 2, 3, 4, 5$). Les déplacements en fréquence de ces différents niveaux hyperfins ont été déterminés expérimentalement [AIV77]; nous présentons ces résultats dans la figure A.1. Notons que chaque niveau hyperfin F est dégénéré et possède $2F + 1$ sous-niveaux Zeeman.

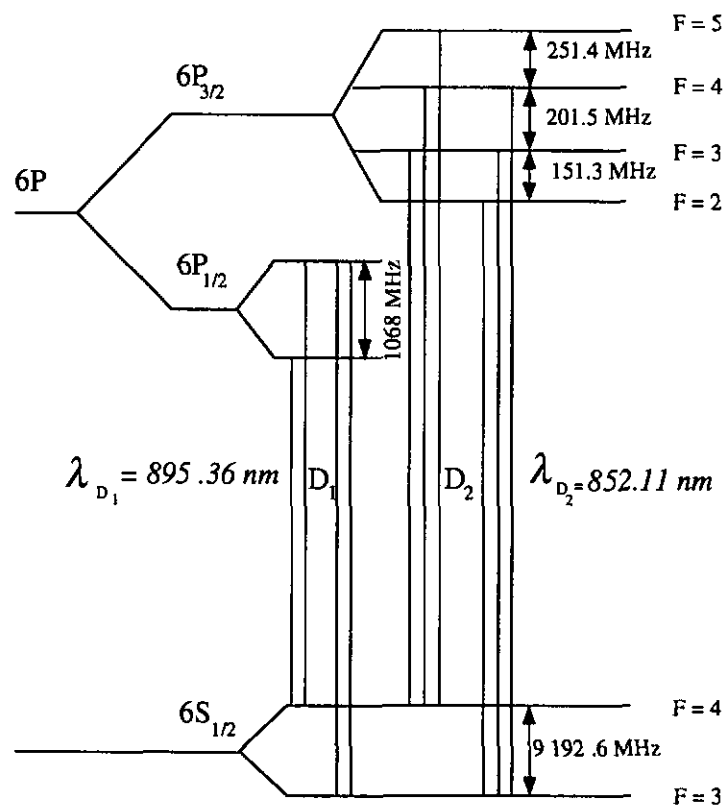


Figure A.1: Niveaux d'énergie des états $6S_{1/2}$, $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ de l'atome de césium.

A.2 Probabilité de transition entre niveaux hyperfins

Dans cette partie, nous donnons la probabilité de transition ($P_{F \rightarrow F'}$) entre le niveau hyperfin F de l'état fondamental $6S_{1/2}$ et le niveau F' de l'état excité $6P_{3/2}$. Le calcul de ces probabilité est présenté en détail dans la référence [Sob72]. Les résultats de ce calcul sont présentés dans le tableau A.1.

	F'			
	2	3	4	5
$F=3$	1	3/4	5/12	
$F=4$		1/4	7/12	1

Tableau A.1: Probabilité de désexcitation d'un niveau hyperfin F' de l'état excité $6P_{3/2}$ vers un état hyperfin F de l'état fondamental $6S_{1/2}$.

où E est l'amplitude du champ électrique d'une onde laser et d est l'élément de matrice du dipôle électrique [CTDRG88]. Dans ce travail nous définissons l'intensité saturante I_s comme étant l'intensité pour laquelle la fréquence de Rabi, correspondant à la transition $|F = 4, m = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m' = 5\rangle$ est égale au taux de désexcitation Γ . En utilisant le fait que l'amplitude et l'intensité du champ électrique soient reliés par la relation:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2 \quad (\text{A.4})$$

on montre [Cor77] que l'intensité saturante est donnée par:

$$I_s = \frac{1}{6\pi} \frac{\hbar \omega^2}{c^2} \Gamma \quad (\text{A.5})$$

On trouve que l'intensité saturante de la transition $|F = 4, m = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m' = 5\rangle$ vaut:

$$I_s = 2.2 \text{ mW cm}^{-2} \quad (\text{A.6})$$

Remarquons que de manière générale l'intensité saturante de la transition $|F = 4, m\rangle \rightarrow |F' = 5, m + q\rangle$ vaut:

$$I_s(m, q) = \frac{I_s}{(\text{cg}_m^q)^2} \quad (\text{A.7})$$

où cg_m^q sont les coefficients de Clebsch-Gordan donnés par les expressions (A.1) et (A.2).

A.5 Facteur de Landé des niveaux hyperfins

Le facteur de Landé d'un niveau hyperfin F est donné par la relation suivante [Cor77]:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (\text{A.8})$$

où m_e et m_p sont les masses de l'électron et du proton; $g_I = 0.389 \cdot 10^{-3}$ et g_J est donné par l'expression:

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \quad (\text{A.9})$$

Comme $\frac{g_I m_e}{g_J m_p} < 10^{-3}$ on peut négliger le second terme de l'expression de g_F (cf. équation (A.8)). On trouve ainsi

$$g_F = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (\text{A.10})$$

Pour le niveau $F = 4$ de l'état fondamental $6S_{1/2}$, le facteur de Landé vaut $g_{F=4} = 1/4$ et pour le niveau $F' = 5$ de l'état excité $6P_{3/2}$, $g_{F'=5} = 2/5$.

Annexe B

Champ magnétique et déséquilibre

B.1 Position du problème

Dans cette annexe, nous présentons les détails du calculs de la force que subit un atome dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un déséquilibre d'intensité et d'un champ magnétique. La méthode utilisée est la même que celle décrite par Dalibard *et al.* [DCT89]. Werner *et al.* [WHS93] ont utilisé cette méthode pour décrire l'effet d'un déséquilibre d'intensité. Nous donnons ci-dessous les éléments permettant d'introduire également les effets d'un champ magnétique longitudinal. Nous ne rentrons pas dans tous les détails du développement en sachant que cela est fait dans la référence [DCT89]. On considère un atome de transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ soumis à une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$, déséquilibrée en intensité: la composante de fréquence positive (associée au terme $\exp(-i\omega_L t)$) du champ total est donnée par:

$$\underline{\mathcal{E}}^+(x) = \mathcal{E}_0 e^{ikx} \underline{\epsilon}^+ + A \mathcal{E}_0 e^{-ikx} \underline{\epsilon}^- \quad (\text{B.1})$$

L'atome est également soumis à un champ magnétique B selon Ox que nous choisissons comme axe de quantification. On se place dans la limite des faibles intensités $\Omega \ll \Gamma$, ce qui permet de négliger les populations et cohérences de l'état fondamental devant celle de l'état fondamental. Nous commençons par exprimer les cohérences optiques, les populations et cohérences de l'état excité en fonction des populations et cohérences de l'état fondamental.

L'hamiltonien d'interaction qui décrit le couplage atome-rayonnement laser d'une part et le couplage atome-champ magnétique d'autre part s'écrit:

$$H_{\text{int}} = H_{\text{int}}^{\text{laser}} + H_{\text{int}}^{\text{B}} \quad (\text{B.2})$$

avec:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{int}}^{\text{laser}} = & \frac{1}{2}\hbar\Omega\{|g_1\rangle\langle e_2| + \frac{1}{\sqrt{2}}|g_0\rangle\langle e_1| + \frac{1}{\sqrt{6}}|g_{-1}\rangle\langle e_0|\}e^{i(\omega_-t-kx)} \\
 & - \frac{A}{2}\hbar\Omega\{|g_{-1}\rangle\langle e_{-2}| + \frac{1}{\sqrt{2}}|g_0\rangle\langle e_{-1}| + \frac{1}{\sqrt{6}}|g_1\rangle\langle e_0|\}e^{i(\omega_+t+kx)} \\
 & + \text{c.c.}
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

$$H_{\text{int}}^{\text{B}} = g_g\mu_B B \sum_{i=-1}^1 i|g_i\rangle\langle g_i| + g_e\mu_B B \sum_{j=-2}^2 j|e_j\rangle\langle e_j| \tag{B.4}$$

Les équations d'évolution des éléments de la matrice densité (σ) sont données par les équations de Bloch optiques [CTDRG88]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_A + H_{\text{int}}, \sigma] + \mathcal{T}(\sigma) \tag{B.5}$$

où H_A est l'hamiltonien de l'atome et $\mathcal{T}(\sigma)$ décrit la relaxation due à l'émission spontanée.

B.2 Expression de la force moyenne

La force qui découle du couplage (B.4) est donnée par la valeur moyenne du gradient du couplage:

$$F(v) = \text{Tr} \left[-\frac{dH_{\text{int}}}{dx} \sigma(t) \right] \tag{B.6}$$

En se plaçant dans le référentiel propre de l'atome, on trouve que la force moyenne est donnée par [DCT89]:

$$\begin{aligned}
 F(v) = & i \frac{\hbar\Omega}{2} \{ \tilde{\sigma}(e_2, g_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_1, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) \} \\
 & - i \frac{A\hbar\Omega}{2} \{ \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_1) \}
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

où on a défini:

$$\tilde{\sigma}(e_{i\pm 1}, g_i) = \sigma(e_{i\pm 1}, g_i) \exp(i\omega_{\pm}t) \tag{B.8}$$

B.3 Calcul des cohérences

A l'instar de Dalibard *et al.* [DCT89], nous introduisons certaines notations qui simplifient l'expression des cohérences optiques. Ces notations tiennent

compte du déséquilibre des faisceaux et de l'effet Zeeman sur les états fondamentaux et excités.

$$\delta_{\pm}(m_g) = \delta \pm kv - \frac{\mu_B g_g B}{\hbar} \left[m_g \left(1 - \frac{g_e}{g_g} \right) \mp \frac{g_e}{g_g} \right] \quad (\text{B.9})$$

$$\delta_{3\pm}(m_g) = \delta \pm 3kv - \frac{\mu_B g_g B}{\hbar} \left[m_g \left(1 - \frac{g_e}{g_g} \right) \mp 3 \frac{g_e}{g_g} \right] \quad (\text{B.10})$$

$$\bar{\delta}_{\pm}(m_g) = \delta_{\pm}(m_g) + \frac{1}{2}i\Gamma \quad (\text{B.11})$$

$$\bar{\delta}_{3\pm}(m_g) = \delta_{3\pm}(m_g) + \frac{1}{2}i\Gamma \quad (\text{B.12})$$

$$s_{+}(m_g) = \frac{\Omega^2/2}{\delta_{+}^2(m_g) + \Gamma^2/4}, \quad s_{-}(m_g) = \frac{A^2 \Omega^2/2}{\delta_{-}^2(m_g) + \Gamma^2/4} \quad (\text{B.13})$$

$$s_{3+}(m_g) = \frac{\Omega^2/2}{\delta_{3+}^2(m_g) + \Gamma^2/4}, \quad s_{3-}(m_g) = \frac{A^2 \Omega^2/2}{\delta_{3-}^2(m_g) + \Gamma^2/4} \quad (\text{B.14})$$

Grâce à ses définitions, les cohérences optiques stationnaires s'expriment de manière analogique à celle décrite dans l'annexe B de [DCT89]. A partir des équations de Bloch optiques, en utilisant l'hypothèse de faibles intensités, on trouve:

$$\tilde{\sigma}(e_1, g_0) = \frac{\Omega}{2\sqrt{2}\bar{\delta}_{-}(0)} \Pi_0 \quad ; \quad \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) = \frac{A\Omega}{2\sqrt{2}\bar{\delta}_{+}(0)} \Pi_0 \quad (\text{B.15})$$

$$\tilde{\sigma}(e_2, g_1) = \frac{\Omega}{2\bar{\delta}_{-}(0)} \Pi_1 \quad ; \quad \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) = \frac{A\Omega}{2\bar{\delta}_{+}(0)} \Pi_{-1} \quad (\text{B.16})$$

$$\tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) = \frac{\Omega}{2\sqrt{6}\bar{\delta}_{-}(-1)} (\Pi_{-1} + A(C_r + iC_i)) \quad (\text{B.17})$$

$$\tilde{\sigma}(e_0, g_1) = \frac{\Omega}{2\sqrt{6}\bar{\delta}_{+}(1)} (A\Pi_1 + C_r - iC_i) \quad (\text{B.18})$$

$$\tilde{\sigma}(e_2, g_{-1}) = \frac{\Omega}{2\bar{\delta}_{3-}(-1)} (C_r + iC_i) \quad (\text{B.19})$$

$$\tilde{\sigma}(e_{-2}, g_1) = \frac{A\Omega}{2\bar{\delta}_{3+}(1)} (C_r - iC_i) \quad (\text{B.20})$$

où $\Pi_{0,\pm 1}$ sont les populations des sous-niveaux de l'état fondamental et

$$C_r + iC_i = \tilde{\sigma}(g_1, g_{-1}) \quad (\text{B.21})$$

Ces expressions des cohérences permettent d'écrire la force radiative de l'équation (B.7) en fonction des populations et cohérences de l'état fondamental:

$$\begin{aligned}
 F(v) = & \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\Pi_1 \left(s_+(1) - \frac{s_-(1)}{6} \right) + \Pi_0 \left(\frac{s_+(0) - s_-(0)}{2} \right) \right. \\
 & + \Pi_{-1} \left(\frac{s_+(-1)}{6} - s_-(-1) \right) \frac{1}{6} C_r (s_+(-1) - s_+(1)) \\
 & \left. + -\frac{1}{3} C_i \left(A s_+(-1) \frac{\delta_-(-1)}{\Gamma} + \frac{s_-(1)}{A} \frac{\delta_-(1)}{\Gamma} \right) \right] \quad (B.22)
 \end{aligned}$$

B.4 Calcul des populations de l'état excité

Les populations de l'état excité se déduisent de la même manière des équations de Bloch et cela donne des expressions similaires à celle de [DCT89]:

$$\sigma(e_2, e_2) = \frac{s_+(1)}{2} \Pi_1 \quad ; \quad \sigma(e_{-2}, e_{-2}) = \frac{s_-(-1)}{2} \Pi_{-1} \quad (B.23)$$

$$\sigma(e_1, e_1) = \frac{s_+(0)}{4} \Pi_1 \quad ; \quad \sigma(e_{-1}, e_{-1}) = \frac{s_-(0)}{4} \Pi_0 \quad (B.24)$$

$$\sigma(e_0, e_0) = \frac{s_-(1)}{12} \Pi_1 + \frac{s_+(-1)}{12} \Pi_{-1} + \nu_1^* C_r + \mu_1^* C_i \quad (B.25)$$

où ν_1^* et μ_1^* sont les paramètres qui diffèrent des paramètres ν_1 et μ_1 de [DCT89], par la prise en compte du déséquilibre d'intensité et des différents déplacements Zeeman:

$$\nu_1^* = (s_+(-1) + s_-(1)) / 12 \quad (B.26)$$

$$\mu_1^* = \frac{1}{6\Gamma} [s_-(1)\delta_+(1) - s_+(-1)\delta_-(-1)] \quad (B.27)$$

B.5 Calcul des cohérences Zeeman de l'état excité

La grande difficulté de ce calcul est d'exprimer de manière simple, les cohérences Zeeman $\Delta m = 2$ de l'état excité qui apparaissent dans les équations d'évolution de cohérences Zeeman de l'état fondamental. L'équation d'évolution de la cohérence entre les états $|e_1\rangle$ et $|e_{-1}\rangle$, dans le référentiel en mouvement doit tenir compte de la précession de Larmor, cela donne:

$$\begin{aligned}
 \dot{\hat{\sigma}}(e_1, e_{-1}) = & - \left(\Gamma + 2i \left(kv + \frac{\mu_B g_e B}{\hbar} \right) \right) \hat{\sigma}(e_1, e_{-1}) \\
 & + \frac{i\Omega}{2\sqrt{2}} (\tilde{\sigma}(e_1, g_0) - A \hat{\sigma}(g_0, e_{-1})) \quad (B.28)
 \end{aligned}$$

En utilisant les résultats (B.15), on montre après un calcul sans difficulté que:

$$\hat{\sigma}(e_1, e_{-1}) = (\mu_2(0) + i\nu_2(0)) \Pi_0 \quad (\text{B.29})$$

où on a défini comme dans [DCT89] les grandeurs suivantes:

$$\mu_2(m) = \frac{3\Gamma}{2} \frac{\nu_1(m)\Gamma - 2\mu_1(m)(kv + \mu_B g_e B/\hbar)}{\Gamma^2 + 4(kv + \mu_B g_e B/\hbar)^2} \quad (\text{B.30})$$

$$\nu_2(m) = -\frac{3\Gamma}{2} \frac{\mu_1(m)\Gamma - 2\nu_1(m)(kv + \mu_B g_e B/\hbar)}{\Gamma^2 + 4(kv + \mu_B g_e B/\hbar)^2} \quad (\text{B.31})$$

avec:

$$\mu_1(m) = \frac{1}{6\Gamma} [s_-(m)\delta_+(m) - s_+(m)\delta_-(m)] \quad (\text{B.32})$$

$$\nu_1(m) = \frac{1}{12} [s_+(m) + s_-(m)] \quad (\text{B.33})$$

D'autre part la quantité $[\hat{\sigma}(e_2, e_0) + \hat{\sigma}(e_0, e_{-2})]$ qui intervient dans les équations d'évolution des cohérences Zeeman, s'obtient à partir de l'une des équations de Bloch optiques:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{e_0, e_{\pm 2}} = & - \left(\Gamma \mp 2i \left(kv + \frac{\mu_B g_e B}{\hbar} \right) \right) \hat{\sigma}_{e_0, e_{\pm 2}} \\ & + \frac{i\Omega}{2} \left(\hat{\sigma}_{e_0, g_{\pm 1}} - \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}_{g_{\mp 1}, e_{\pm 2}} - \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}_{g_{\pm 1}, e_{\mp 2}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

Un calcul long mais sans aucune difficulté permet de montrer qu'à partir des expressions des cohérences optiques (cf. équations (B.15)), on peut mettre la valeur stationnaire du terme $[\hat{\sigma}(e_2, e_0) + \hat{\sigma}(e_0, e_{-2})]$ sous la même forme que dans la référence [DCT89] avec quelques modifications de constantes:

$$\begin{aligned} [\hat{\sigma}(e_2, e_0) + \hat{\sigma}(e_0, e_{-2})] = & \sqrt{\frac{2}{3}} (\mu_2(-1) + i\nu_2(-1)) \Pi_{-1} \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} (\mu_2(1) + i\nu_2(1)) \Pi_1 + (\mu_4 + i\nu_4) (C_r + iC_i) \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

avec:

$$\mu_4 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + 4(kv + \mu_B g_e B/\hbar)^2} [\Gamma(\nu_1^* + \nu_3) - 2kv(\mu_1^* + \mu_3)] \quad (\text{B.36})$$

$$\nu_4 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{-\Gamma}{\Gamma^2 + 4(kv + \mu_B g_e B/\hbar)^2} [\Gamma(\mu_1^* + \mu_3) - 2kv(\nu_1^* + \nu_3)] \quad (\text{B.37})$$

$$\mu_3 = \frac{1}{6\Gamma} [s_{3+}(1)\delta_{3+}(1) - s_{3+}(-1)\delta_{3-}(-1)] \quad (\text{B.38})$$

$$\nu_3 = \frac{1}{12} [s_{3+}(-1) + s_{3-}(1)] \quad (\text{B.39})$$

B.6 Populations et cohérences de l'état fondamental

Pour obtenir les populations et cohérences stationnaires de l'état fondamental, on remplace dans leurs équations d'évolution, les cohérences optiques, les populations et cohérences de l'état fondamental par leur valeur stationnaire que nous venons de déterminer. Cette étape est décrite en détail dans l'annexe B de [DCT89]. Dans notre calcul, nous avons tenu compte de la précession de Larmor dans l'état fondamental. Cette procédure permet d'obtenir un système fermé de cinq équations dont les cinq inconnues sont les populations et cohérences stationnaires de l'état fondamental ($\Pi_{0,\pm 1}$, C_r , et C_i):

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{5}{6}s_-(1)\Pi_1 + \frac{3}{2}s_+(0) + \frac{1}{6}s_+(-1)\Pi_{-1} \\ &\quad + (2\nu_1 - s_-(1))C_r + 2(\mu_1 - \frac{\delta_+(1)s_-(1)}{\Gamma})C_i \\ 0 &= \frac{1}{6}s_-(1)\Pi_1 + \frac{3}{2}s_-(0) - \frac{5}{6}s_+(-1)\Pi_{-1} \\ &\quad + (2\nu_1 - s_+(-1))C_r + 2(\mu_1 + \frac{\delta_+(-1)s_+(-1)}{\Gamma})C_i \\ 1 &= \Pi_1 + \Pi_0 + \Pi_{-1} \\ 0 &= (\mu_2(1) - \frac{s_-(1)}{8})\Pi_1 + \frac{3}{2}\mu_2(0)\Pi_0 + (\mu_2(-1) - \frac{s_+(-1)}{8})\Pi_{-1} \\ &\quad + \mu_5 C_r - \nu_5 C_i \\ 0 &= (\mu_2(1) + s_-(1)\frac{\delta_+(1)}{4\Gamma})\Pi_1 + \frac{3}{2}\mu_2(0)\Pi_0 + (\mu_2(-1) + s_+(-1)\frac{\delta_-(1)}{4\Gamma})\Pi_{-1} \\ &\quad + \nu_5 C_r + \mu_5 C_i \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

où μ_5 et ν_5 sont définis comme dans [DCT89], par:

$$\mu_5 = \sqrt{\frac{3}{2}}\mu_4 - \frac{3}{2}\nu_1^* - 9\nu_3 \quad (\text{B.41})$$

$$\nu_5 = -\frac{6}{\Gamma}(kv + \mu_B B g_9 / \hbar) + \sqrt{\frac{3}{2}}\nu_4 + \frac{3}{2}\mu_1^* + 9\mu_3 \quad (\text{B.42})$$

B.6. POPULATIONS ET COHÉRENCES DE L'ÉTAT FONDAMENTAL¹⁸³

La résolution numérique du système d'équations (B.40) permet en insérant les populations et cohérences dans l'équation (B.22), de déterminer la force qui s'exerce sur un atome de vitesse v quelconque, pour tout champ magnétique B et tout déséquilibre d'intensité w .

Annexe C

Atome dans une onde stationnaire

C.1 Position du problème

Dans cet annexe, notre but est de calculer la force radiative qui s'exerce sur un atome éclairé par plusieurs ondes lumineuses d'intensité $I \sim I_s$, en utilisant à l'instar de J. Dalibard [Dal86], la méthode des fractions continues. Prenons un atome - considéré comme un système à deux niveaux- qui se déplace dans un champ laser résultant de la superposition de deux ondes stationnaires de même polarisation ($\underline{\epsilon}_x$) et de vecteur d'onde perpendiculaire:

$$\underline{E}(x, t) = 2\mathcal{E}_0 \cos(\omega t) \{ \cos(kx) \underline{\epsilon}_x + A_t \cos(ky) \underline{\epsilon}_x \} \quad (\text{C.1})$$

où A_t désigne l'amplitude relative de l'onde stationnaire selon Oy , par rapport à celle selon Ox . Nous avons supposé, par souci de simplicité, que les deux ondes stationnaires étaient en phase. Nous voulons déterminer la force qu'exercent les faisceaux $\pm x$ sur un atome de vitesse $\underline{v} = v_x \underline{\epsilon}_x$. L'existence de deux échelles de temps distinctes pour l'évolution des degrés de liberté internes et externes permet de déterminer, pour chaque point, et chaque vitesse le moment dipolaire atomique stationnaire correspondant. Ainsi, pour les atomes se propageant le long de l'axe d'équation $y = 0$, l'hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$H_{int} = -\underline{d} \cdot \underline{\epsilon}_x (A_t + \cos(kx)) \cos(\omega t) \quad (\text{C.2})$$

C.2 Détermination de la force radiative moyenne

C.2.1 Résolution des équations de Bloch optiques

Notre but ici est de déterminer les solutions stationnaires des équations de Bloch optiques (EBO), en sachant que celles-ci donnent les composantes en phase et en quadrature, par rapport au champ selon $\underline{e}_x$. Pour un atome qui se propage à la vitesse v selon Ox , les EBO [CTDRG88] s'écrivent sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\frac{\Gamma}{2}u + \delta v \\ \dot{v} &= -\delta u - \frac{\Gamma}{2}v - 2\Omega_1(A_t + \cos(kvt))w \\ \dot{w} &= 2\Omega_1(A_t + \cos(kvt))v - \Gamma w + \frac{\Gamma}{2} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Soit $\underline{b} = (u, v, w)$, le vecteur de Bloch atomique; la forme matricielle des équations (C.3) s'écrit:

$$\dot{\underline{b}} = \mathcal{M}_0 \underline{b} + 2 \cos(kx) \mathcal{M}_1 - \underline{b}_s \quad (\text{C.4})$$

avec:

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} -\Gamma/2 & \delta & 0 \\ -\delta & -\Gamma/2 & -2A_t\Omega_1 \\ 0 & 2A_t\Omega_1 & -\Gamma \end{pmatrix} \quad (\text{C.5})$$

$$\mathcal{M}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_1 \\ 0 & \Omega_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{C.6})$$

$$\underline{b}_s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{C.7})$$

On cherche à ce niveau, le vecteur de Bloch en régime stationnaire pour un atome de vitesse fixée v . Ainsi, on peut remplacer dans l'expression (C.4) kx par kvt . De plus, la présence du terme de relaxation $\underline{b}_s$ dans l'équation (C.4) permet de dire qu'après un régime transitoire de durée $1/\Gamma$, le vecteur de Bloch atteint un régime permanent périodique, temporellement de fréquence kv . Le vecteur de Bloch stationnaire peut-être mis sous la forme du développement de Fourier suivant:

$$\underline{b} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \underline{b}_n \exp(inkvt) \quad (\text{C.8})$$

où le fait que $\underline{b}$ ait des composantes réelles impose que $\underline{b}_n^* = \underline{b}_{-n}$. En remplaçant l'expression (C.8) dans l'équation (C.4), on obtient pour chaque composante n de la somme de Fourier l'équation suivante:

$$(inkv\mathcal{I} - \mathcal{M}_0)\underline{b}_n = \mathcal{M}_1(\underline{b}_{n-1} + \underline{b}_{n+1}) - \delta_{n,0}\underline{b}_s \quad (\text{C.9})$$

où $\mathcal{I}$ et $\delta_{n,0}$ représentent la matrice identité et le symbole de Kronecker. Pour $n \neq 0$ on a:

$$\underline{b}_n = Q_n(\underline{b}_{n-1} + \underline{b}_{n+1}) \quad (\text{C.10})$$

avec

$$Q_n = (inkv\mathcal{I} - \mathcal{M}_0)^{-1} \mathcal{M}_1 \quad (\text{C.11})$$

A ce niveau, on vérifie aisément par la calcul que la solution de l'équation (C.10) est de la forme:

$$\underline{b}_n = \mathcal{H}_{n-1} \underline{b}_{n-1}, \quad \forall n \neq 0 \quad (\text{C.12})$$

où $(\mathcal{H}_n)$ est une suite de matrice telle que:

$$\begin{cases} \mathcal{H}_{n_0} = 0 & \text{pour } n_0 \text{ suffisamment grand} \\ \mathcal{H}_{n-1} = Q_n (\mathcal{I} - \mathcal{H}_n Q_n)^{-1} \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

De plus, $\underline{b}_0$ s'obtient en posant $n = 0$ dans l'équation (C.9) et en utilisant la relation (C.12); on obtient:

$$\underline{b}_0 = (\mathcal{M}_0 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_1 \mathcal{H}_0))^{-1} \underline{b}_s \quad (\text{C.14})$$

L'idée de cette méthode de détermination des solutions stationnaires des équations de Bloch est la suivante: on choisit une valeur n_0 (typiquement $n_0 = 5$) qui donne l'ordre du développement. Puis, on détermine en partant de $\mathcal{H}_{n_0} = 0$, les éléments de la suite de matrice $(\mathcal{H}_n)$ pour $n = n_0 \rightarrow 0$. On détermine ensuite les composantes $(\underline{b}_n)$ du vecteur de Bloch, en trouvant d'abord $\underline{b}_0$ (cf. équation (C.14) et en utilisant ensuite la relation de récurrence (C.12).

C.2.2 La force radiative

D'autre part, en utilisant le même développement que dans la partie 4.2, on montre que la force réactive moyenne qui s'exerce sur un atome de vitesse v , dans une onde stationnaire, s'écrit:

$$F = 2\hbar k \Omega_1 \overline{\sin(kx)u_{st}} \quad (\text{C.15})$$

où la barre supérieure désigne la moyenne sur une période optique et où u_{st} est la première composante de vecteur de Bloch en régime stationnaire. Comme $u_{st} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \underline{u}_n \exp(inkx)$, on en déduit que:

$$F = 2\hbar k \Omega_1 \text{Im}(u_1) \quad (\text{C.16})$$

Dans la méthode exposée ci-dessus, on peut se contenter de déterminer:

$$\underline{b}_1 = \mathcal{H}_0 (\mathcal{M}_0 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_1 \mathcal{H}_0))^{-1} \underline{b}_s \quad (\text{C.17})$$

C.3 Etude des effets de saturation

C.3.1 Atome dans une onde stationnaire

Nous avons utilisé cette méthode des fractions continues matricielles pour déterminer l'influence de la présence des différents faisceaux sur le ralentissement selon Ox . Commençons par dissocier les effets en considérant $A_t = 0$. Ce cas simple, est celui d'un atome de vitesse $\underline{v} = v_x \underline{e}_x$ dans une onde stationnaire selon Ox et il permet de voir l'influence des processus stimulés sur la force de ralentissement selon Ox . Nous avons représenté dans la figure C.1, la force de ralentissement obtenue en sommant les pressions de radiation des ondes progressives, ceci en fonction de la vitesse. Cette figure montre que pour nos paramètres de ralentissement (typiquement $\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$), la force de ralentissement reste à peu près égale à la somme des pressions de radiation. On note cependant déjà une légère différence entre les deux courbes, notamment dans la pente de l'origine (coefficient de friction) et dans la position des extrema. A des intensités plus grandes ($I = 5I_s$, cf. figure C.1-b), cet effet est bien plus marqué.

Cette modification de la courbe s'explique par le fait qu'à forte intensité, les processus absorption-émission stimulés, qui redistribuent de manière cohérente les photons entre les deux ondes, modifient la dynamique des degrés de liberté internes des atomes. Cependant, on s'attend à ce que cette modification reste faible. Pour la gamme de vitesse concernée par le processus de capture (typiquement $1 - 20 \text{ m s}^{-1}$), par effet Doppler, la fréquence apparente de l'onde qui "accompagne" l'atome sera déplacée de $0 - 4 \Gamma$. Ceci fait que dans une grande partie de la capture, l'atome ne voit que le faisceau qui est opposé à sa vitesse.

C.3.2 Effets des faisceaux transverses

On s'attend à ce que la présence d'un faisceau transverse (par exemple selon Oy ou Oz) modifie encore plus la force qu'exercent les faisceaux $\pm x$ sur un

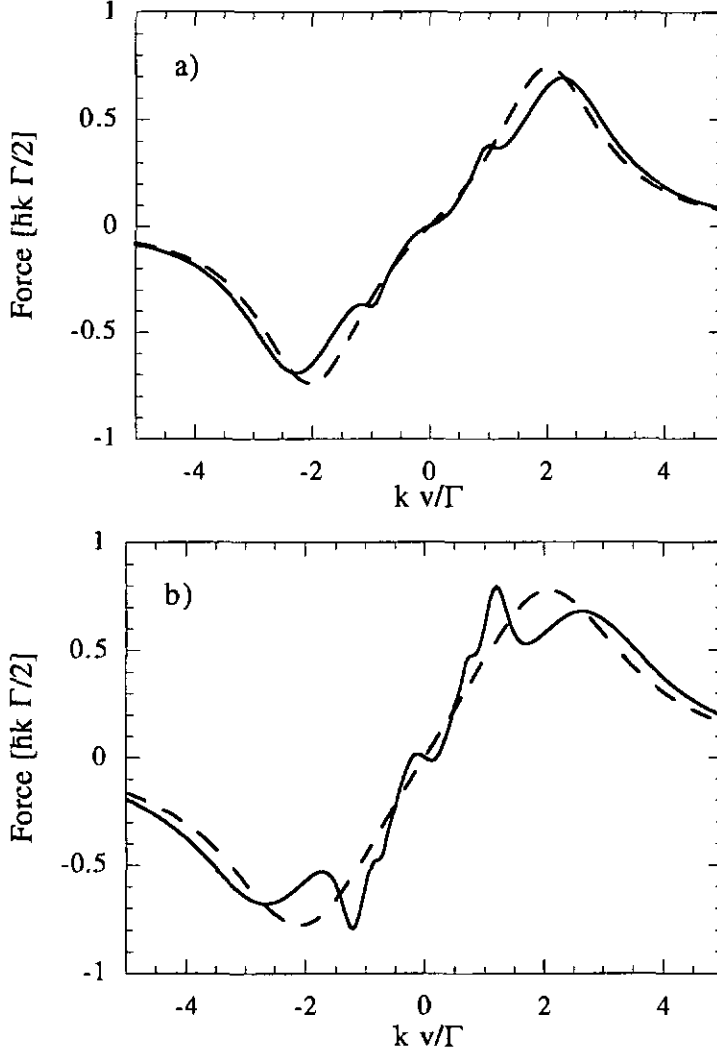


Figure C.1: Force de ralentissement en unité de $\hbar k \Gamma/2$ en fonction de la vitesse normalisée dans le cas d'une onde stationnaire unidimensionnelle ($A_t = 0$). La courbe en trait plein représente la force obtenue en utilisant la méthode des fractions continues alors que la courbe en traitillé montre la somme des pressions des deux ondes progressive. Le désaccord des faisceaux est donnée par $\delta = -2\Gamma$ et on considère deux valeurs différentes d'intensité laser: a) $I = 2I_s$; b) $I = 5I_s$

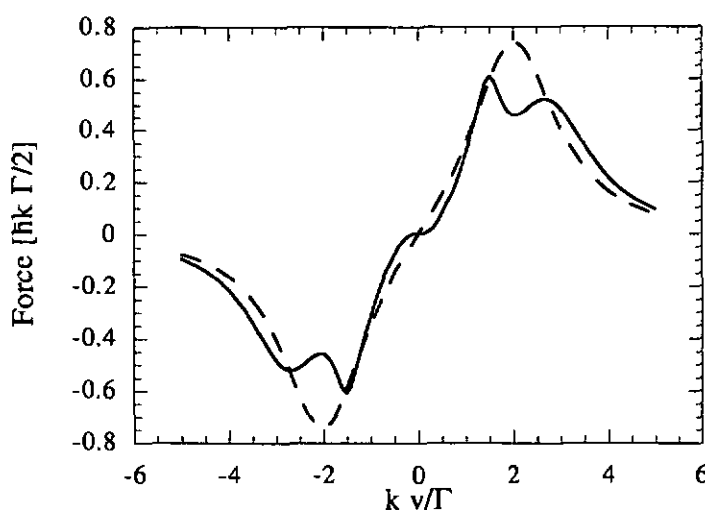


Figure C.2: Force de ralentissement en unité de $\hbar k \Gamma/2$ en fonction de la vitesse normalisée. La courbe en trait plein représente la force obtenue en utilisant la méthode des fractions continues en prenant $A_t = 0.6$ alors que la courbe en traitillé montre la somme des pressions des deux ondes progressive. Le désaccord des faisceaux est donnée par $\delta = -2\Gamma$ et l'intensité par $I = 2I_s$

atome se propageant selon Ox . Car dans ce cas le déplacement Doppler de la fréquence de faisceaux transverses est nulle. Nous avons traité le cas de la présence des faisceaux transverse en prenant $A_t = 0.6$, pour tenir compte du profil spatial gaussien des faisceaux selon Oy ¹

Nous avons représenté, dans la figure C.2, la force de ralentissement selon Ox , en présence de faisceaux transverse et celle en sommant des pressions de radiation des deux ondes progressives. Cette figure montre que la présence des faisceaux transverses entraîne une modification de la force (et notamment du coefficient de friction) légèrement plus importante que celle engendrée par l'effet simultané des faisceaux longitudinaux (cf. figure C.1).

Physiquement, on peut expliquer ce phénomène en arguant qu'au dessus de la saturation optique, l'absorption par l'atome d'un photon d'une onde transverse, rend l'atome "indisponible" pour les faisceaux longitudinaux.

¹La considération du profil gaussien des faisceaux Oy rendrait très difficile l'utilisation de la méthode des fractions continues car une gaussienne se décompose en une somme infinie de sinus et de cosinus.

Annexe D

Calcul du temps de pompage optique

Dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, le champ électrique total possède une polarisation linéaire qui tourne dans l'espace. Pour un atome qui se déplace à la vitesse v , la fréquence angulaire de la polarisation est donnée par $\omega_{\text{pol}} = kv$ [DCT89]. Cependant du fait de l'effet Doppler, dans la gamme de vitesses importantes pour le processus de capture ($1 - 20 \text{ m.s}^{-1}$), l'atome ne subit que l'effet du faisceau qui lui est opposé.

Le problème à traiter ici, est celui d'un atome qui se propage à la vitesse $\underline{v} = v_x \underline{e}_x$ (typiquement $v_x = 10 \text{ m.s}^{-1}$) contre un faisceau polarisé circulairement par rapport à l'axe Ox (par exemple σ^+). Dans ce cas, les cohérences Zeeman qui par isotropie, sont initialement nulles, ne sont pas produites par pompage optique. La dynamique du pompage peut être déterminée en utilisant des équations de taux de population des sous-niveaux Zeeman des états hyperfins $F = 4$ et $F' = 5$. Ces équations sont données par:

$$\begin{aligned}\dot{\Pi}_m^g &= -s_0 \Lambda_{F_g, m}^{F_e, m+1} \Pi_m^g \\ &\quad + \Lambda_{F_g, m}^{F_e, m-1} \Pi_{m-1}^e + \Lambda_{F_g, m}^{F_e, m} \Pi_m^e + (1 + s_0) \Lambda_{F_g, m}^{F_e, m+1} \Pi_{m+1}^e \\ \dot{\Pi}_m^e &= s_0 \Lambda_{F_g, m-1}^{F_e, m} \Pi_{m-1}^g - \left(1 + s_0 \Lambda_{F_g, m-1}^{F_e, m}\right) \Pi_m^e\end{aligned}\quad (\text{D.1})$$

avec la condition initiale:

$$\begin{cases} \dot{\Pi}_m^g(t=0) = \frac{1}{9} \quad \forall m \in [-4, 4] \\ \dot{\Pi}_m^e(t=0) = 0 \quad \forall m \in [-5, 5] \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

où $\Pi_m^g = \langle F, m | \sigma | F, m \rangle$ est la population du sous-niveau $|F = 4, m\rangle$ et $\Pi_m^e = \langle F, m | \sigma | F, m \rangle$ celle du sous-niveaux $|F' = 5, m\rangle$; $\Lambda_{F_g, m}^{F_e, m'}$ représentent les rapports de branchement des transitions $|F = 4, m\rangle \rightarrow |F' = 5, m'\rangle$ (cf.

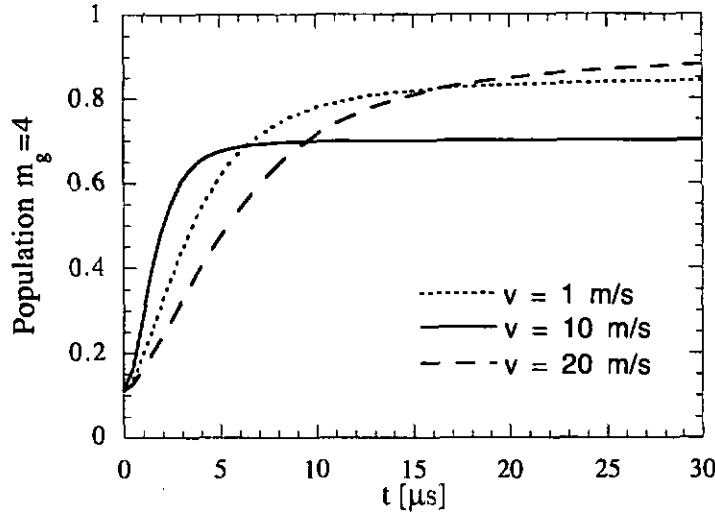


Figure D.1: Evolution de la population du sous-niveau $|F = 4, m_g = 4\rangle$ pour un atome de vitesse fixe v soumis à l'action d'une onde polarisée σ^+ . Le désaccord du laser vaut $\delta = -2\Gamma$ et l'intensité $I = 2I_s$

figure A.2 de l'annexe A). s_0 est le paramètre de saturation qui tient compte du désaccord du laser et de l'effet Doppler:

$$s_0 = \frac{2\beta}{1 + 2\beta + 4 \left(\frac{\delta - kv}{\Gamma} \right)^2} \quad (\text{D.3})$$

Notons que les équations (D.1) tiennent compte des processus stimulés (absorption-émission) et spontanés (émission) qui interviennent dans l'interaction entre l'atome et le rayonnement. Les taux de transition normalisés par rapport au taux Γ de désexcitation de l'état excité: le temps t est ainsi, en unité de $\tau_R = 1/\Gamma$. L'équation (D.1) montre que les sous-niveaux $|F' = 5, m_e = -4\rangle$ et $|F' = 5, m_e = -5\rangle$ sont découplés en présence d'un rayonnement σ^+ . Nous devons donc résoudre un système de 18 équations différentielles couplées. Nous avons intégré numériquement ces équations en utilisant la méthode Runge-Kutta.

Nous nous sommes, en particulier, intéressés à l'évolution de la population du sous-niveau $|F = 4, m = 4\rangle$, en sachant que le transfert de moment cinétique d'une onde σ^+ à l'atome et l'isotropie de l'émission spontanée conduisent à peupler préférentiellement ce sous-niveau¹. Nous avons représenté dans la figure D.1, l'évolution de la population du sous-niveau $|F = 4, m = 4\rangle$, pour différentes valeurs de la vitesse des atomes, et pour

¹ A un temps infini et des faibles intensités lumineuses, le sous-niveau $|F = 4, m = 4\rangle$ est le seul peuplé

nos conditions usuelles de refroidissement ($\delta = -2\Gamma$, $I = 2I_s$). Définissons le temps de pompage τ_p comme étant le temps au bout duquel :

$$\Pi_{m=4}^g(\tau_p) = \Pi_{m=4}^g(0) + \left(1 - \frac{1}{e}\right) (\Pi_{m=4}^g(\infty) - \Pi_{m=4}^g(0)) \quad (\text{D.4})$$

La figure D.1 montre que le temps de pompage dépend beaucoup de la vitesse (via le paramètre de saturation). On constate ainsi qu'à $v = 10 \text{ m.s}^{-1}$, lorsque l'effet Doppler compense presque entièrement le désaccord du laser, le temps de pompage est de l'ordre de $\tau_p \cong 2 \mu\text{s}$. Puis, de part et d'autre de cette vitesse résonante, le temps de pompage augmente pour valoir $\tau_p \cong 7.2 \mu\text{s}$ pour des atomes avec une vitesse de $v = 20 \text{ m.s}^{-1}$.

On peut donc conclure que durant la capture, le temps de pompage est supérieur à $2 \mu\text{s}$ (pour nos conditions de ralentissement). Notons que la résolution des équations (D.1) montre que lorsque $\beta = I/I_s \rightarrow \infty$, ce temps ne baisse que de 10%. Ceci s'explique par le fait que le temps de pompage est limité par les temps de séjour des atomes dans l'état excité durant le pompage Zeeman.

Annexe E

Champ électrique dans une mélasse 2-D

Dans cette annexe, nous donnons le résultat du calcul du champ électrique résultant dans la direction Oz , pour une mélasse 2-D $\sigma^+ - \sigma^-$ dans le plan Oyz . Nous comparons deux situations: d'une part, celle où les faisceaux se propagent selon les axes Oy et Oz (cf. figure E.1-a) et d'autre part, celles où ils forment des angles de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe Oz (cf. figure E.1-b). Dans ce qui, la première configuration sera appelée "configuration droite" et la seconde "configuration à 45° ".

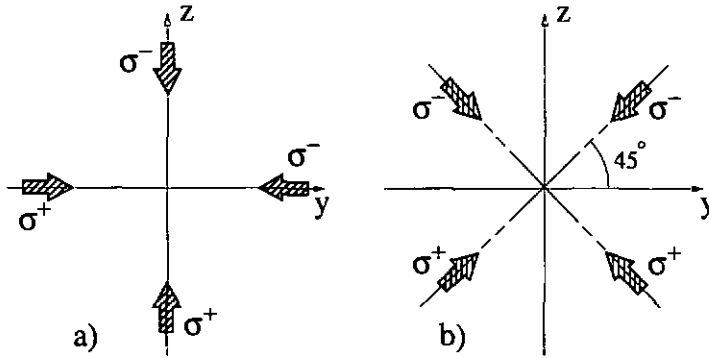


Figure E.1: Représentation de configurations de mélasse 2-D $\sigma^+ - \sigma^-$ dans le plan Oyz : a) les faisceaux se propagent selon Oy et Oz ; b) les faisceaux se propagent selon des angles de $\pm 45^\circ$ par rapport aux axes Oy et Oz .

On considère dans les deux situations, quatre faisceaux, de nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$, de pulsation ω et de polarisation $\sigma^\pm$ par rapport à leur direction de propagation. Soit $\mathcal{E}_0$, l'amplitude de chacune des ondes électriques et ϕ la phase relative entre les deux mélasses $\sigma^+ - \sigma^-$ orthogonales.

Nous avons calculé le champ électrique résultant, selon la direction Oz , dans les deux configurations données par les figures E.1-a et -b. Puis, nous avons décomposé ce champ en composantes de lumière polarisée σ^+ , σ^- , π et σ^x par rapport à l'axe Oz . Nous avons obtenu, pour la configuration droite:

$$\underline{E}^{\text{droite}}(t, y, z) = \mathcal{E}_0 e^{-i\omega t} \left[e^{-i\frac{\phi}{2}} \left(e^{ikz} \underline{\epsilon}^+ + e^{-ikz} \underline{\epsilon}^- \right) + \sqrt{2}i e^{-i\frac{\phi}{2}} \cos(ky) \underline{e}_z - \sqrt{2}i e^{-i\frac{\phi}{2}} \sin(ky) \underline{e}_x \right] \quad (\text{E.1})$$

Dans la configuration à 45° , le champ électrique résultant le long de Oz s'écrit:

$$\begin{aligned} \underline{E}^{45^\circ}(t, y, z) = \mathcal{E}_0 e^{-i\omega t} & \left[\sqrt{2} \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y - \frac{\phi}{2}\right) e^{i\frac{k}{\sqrt{2}}z} \underline{\epsilon}^+ \right. \\ & + \sqrt{2} \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y + \frac{\phi}{2}\right) e^{-i\frac{k}{\sqrt{2}}z} \underline{\epsilon}^- \\ & - 2(\sqrt{2} - 1) \left(\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y\right) \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}z\right) \right. \\ & + i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y\right) \sin\left(\frac{k}{\sqrt{2}}z\right) \left. \right) \underline{e}_x \\ & + 2 \left(\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y\right) \cos\left(\frac{k}{\sqrt{2}}z\right) \right. \\ & \left. - i \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\frac{k}{\sqrt{2}}y\right) \sin\left(\frac{k}{\sqrt{2}}z\right) \right) \underline{e}_z \left. \right] \quad (\text{E.2}) \end{aligned}$$

A partir des expressions (E.1) et (E.2), plusieurs remarques peuvent être faites:

- Dans les deux configurations, selon Oz , le champ électrique résultant peut être décomposé en une paire de faisceaux polarisés $\sigma^+ - \sigma^-$ avec $\underline{k} \parallel \underline{e}_z$, et deux ondes stationnaires bidimensionnelles polarisées linéairement respectivement selon Ox (σ^x) et Oz (π);
- Dans les deux configurations, on observe selon les directions parallèles à l'axe Oz , une modulation spatiale de l'amplitude du champ électrique total. La phase et l'amplitude de cette modulation dépendent de la position y et de la phase relative ϕ . Nous appelons $\Delta E^2(t, y, \phi)$, le contraste maximum de $\|\underline{E}(t, y, z)\|^2$ le long de l'axe Oz .
- Dans le cas de la configuration à 45° , le nombre d'onde des ondes propageantes et stationnaires de la décomposition (E.2) apparaît comme

la projection des vecteurs d'onde des faisceaux à 45° sur l'axe Oz . Il est donné par:

$$\bar{k} = \frac{1}{\sqrt{2}}k \quad (\text{E.3})$$

D'autre part, nous voulons caractériser l'amplitude de la modulation de la norme du champ électrique résultant, auquel est soumis un atome qui se propage selon Oz . Pour cela, nous définissons une *rugosité moyenne* du champ électrique ($\langle \Delta E^2 \rangle$), en moyennant le contraste maximum $\Delta E^2(t, y, \phi)$, sur une période optique temporelle ($T = 2\pi/w$) et spatiale (λ)-moyenne sur y -, et sur les valeurs de la phase relative ϕ . Nous avons obtenu les *rugosités moyennes* suivantes, pour les deux configurations:

$$\langle \Delta E^2 \rangle^{\text{droite}} \cong 1.63 \mathcal{E}_0^2 \quad (\text{E.4})$$

$$\langle \Delta E^2 \rangle^{45^\circ} \cong 1.27 \mathcal{E}_0^2 \quad (\text{E.5})$$

Ceci montre que le caractère bidimensionnelle du ralentissement $\sigma^+ - \sigma^-$ induit dans les deux configurations une modulation de l'amplitude du champ électrique. Selon l'axe Oz , la *rugosité moyenne* du champ électrique est supérieur dans le cas de la configuration droite.

Remarquons pour finir, qu'il est délicat de définir pour chacune des configurations, l'intensité lumineuse correspondante à la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ 1-D équivalente, selon la direction Oz . En effet, la décomposition en ondes polarisés $\sigma^\pm$, σ^x et π que nous présentons dans les expressions (E.1) et (E.2), n'est pas orthogonale.

Annexe F

Etude du bruit des lasers

NOISE MEASUREMENTS IN SINGLE-MODE GaAlAs DIODE LASERS

N. Sagna¹, C. Mandache², P. Thomann¹

¹Observatoire Cantonal de Neuchâtel; ²Institute of atomic Physics, Bucarest.

ABSTRACT

Laser diodes may bring significant improvements to the performance of Cs and Rb frequency standards, as well as new possibilities for their miniaturization. However, the requirements on the laser are stringent, particularly as far as frequency noise and intensity noise are concerned. These requirements will be reviewed and compared with measurements of several types of single-mode lasers including Fabry-Perot CSP, quantum well and distributed Bragg reflector structures.

Keywords: laser diode, intensity noise, frequency noise, white noise, $1/f$ noise, spectral linewidth

1. INTRODUCTION

In metrology, as in numerous fields of atomic physics the use of laser diodes has become very important. Indeed, with its spectral purity and coherence, a laser diode provides an efficient tool for the study of interaction between atoms and light. For the past few years, they have been used extensively in frequency standards and atomic clocks to optically pump the atoms and to detect the atoms that have undergone the microwave clock transition [1-2]. Moreover there has been lately significant research and development efforts to use extremely cold atoms generated by laser cooling or trapping in frequency standards [3-4].

One of the most important requirements on the semiconductor lasers used in frequency standards is a low intensity and frequency noise. Indeed for optically pumped frequency standards, the AM and FM stability of the lasers which provide both the selection and the detection of the atoms has an important influence on the overall frequency standard stability [5]. Besides, experiments of laser trapping have pointed out that the linewidth of the used lasers, which is directly related to their frequency noise, must be of the order of a few MHz. Therefore, a characterization of intensity noise and linewidth broadening of lasers is of prime interest for their application to frequency standards.

In this paper, we have considered three different types of single mode GaAlAs laser diodes, namely Fabry-Perot CSP, Fabry-Perot Quantum-Well, and Distributed Bragg Reflector structures and we have measured their AM and FM noise spectra. This series of measurement reveals interesting differences between the three types of laser diodes. Besides, on the basis of an analytical development, we show the importance of the $1/f$ type FM noise in the laser linewidth.

2. EXPERIMENTAL METHODS AND SET-UP

2.1 General disposition

In the different noise measurements, the same current supply has been used for the three different types of laser diode. This current supply developed in our laboratory presents a low noise of $0.6 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ between 100 Hz and 100 kHz. Such a low level noise is required when one wants to point out the specific noise features of a laser diode. Besides, knowing that interference and feedback effects as well as mode hopping may yield a considerably increased noise, an isolator and anti-reflection coated optical elements were used to eliminate the feedback, and the temperature and the current of each laser diode were adjusted so as to be far enough from a mode hop.

The measurements of the noise spectra were done in the range 0-100 kHz. Such a range was adopted for two reasons: it corresponds to the noise frequency domain that is most relevant for frequency standards and, as we will see later, that gives the most significant contribution to the laser linewidth. The transfer function of the chain: current supply-laser diode-photodetector was measured, and this calibration was taken into account in the results. The noise measurements were performed using a FFT spectrum analyser whose acquisition time, for the range 0-100 kHz, is 400 ms and that gives the single-sided power spectral density of the output signal.

2.2 Intensity noise measurements

The measurements of the intensity noise of the diode lasers were done considering the block diagram shown in fig.1.

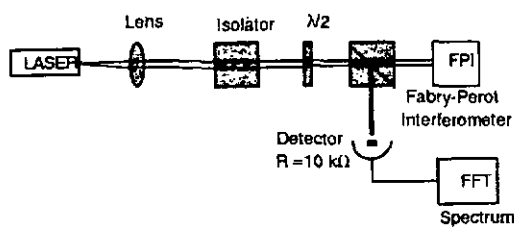


Fig.1: Block Diagram of the intensity noise measurements

Let us point out that we present in the results the relative intensity noise (RIN) related to the photocurrent I_{ph} produced by the detector, which includes other contributions

than the RIN of the laser such as photocurrent shot noise, photodetector thermal noise, and current supply noise. The light intensity was high enough ($I_{ph} > 0.2 \text{ mA}$) for the contribution of the laser diode to be dominant in all measurements.

2.3 Frequency noise measurement

The measurements of the FM noise were carried out using a cesium absorption cell at room temperature and of diameter 25 mm as a discriminator (fig.2) : the laser was tuned at the point of maximum slope.

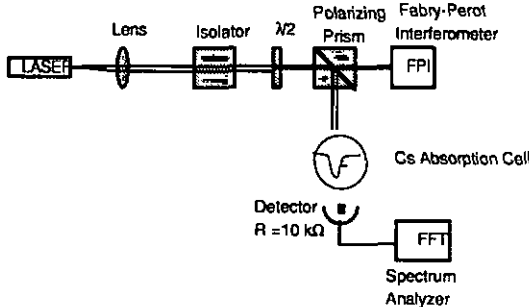


Fig 2 : Block diagram of the frequency noise measurements

The DC discrimination slope was of the order of about 10^{-13} A/Hz . In all measurements the laser power was low enough ($P < 15 \mu\text{W/cm}^2$ for 3 mm laser beam) so that hyperfine optical pumping, which induces saturation effects and a significant time constant in the atoms response could be neglected. At this power level it was verified that the AM noise was negligible compared to the FM noise.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

3.1 Intensity noise measurements

The relative intensity noise was measured at the frequency 1 kHz, as a function of the ratio I/I_{th} between the LD operating and threshold current, for the three types of lasers. The results obtained are shown in fig.3.

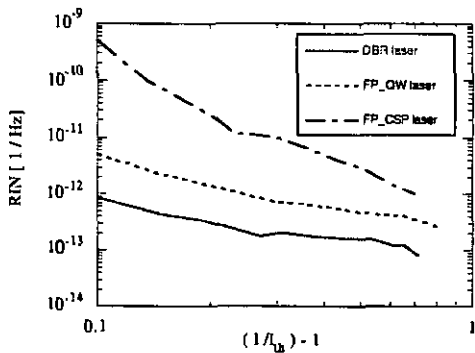


Fig 3 : Relative Intensity Noise as a function of the ratio between the LD and the threshold current for the three lasers at the frequency 1 kHz.

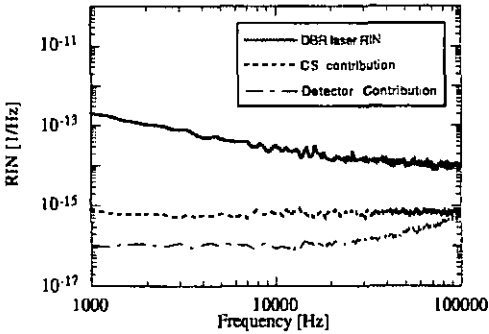


Fig 4 : Contribution of the Current Supply (CS) and the detector in the measured Relative Intensity Noise of the DBR laser

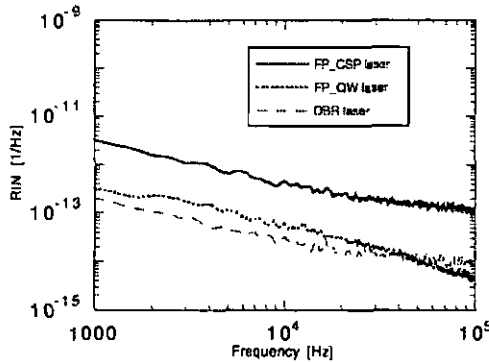


Fig 5 : Relative Intensity Noise for the ratio $I / I_{th} = 1.6$ and for the three types of laser

The contribution of the current supply (CS) noise as well as the thermal and shot noise of the photodetector, to the total relative noise of the DBR laser were measured and are presented in fig.4. In addition, fig.5 gives the relative intensity noise spectra of the three types of laser operating at the same level above threshold ($I/I_{th} = 1.6$).

3.2 Frequency noise measurements

In order to estimate the contribution of the current supply to the frequency noise one has to take into account the laser diode response to different frequencies of modulation of the current supply, when the laser is tuned to the point of maximum slope in the absorption curve. This contribution, and the one of the detector are compared in fig.6, to the total frequency noise of the DBR laser.

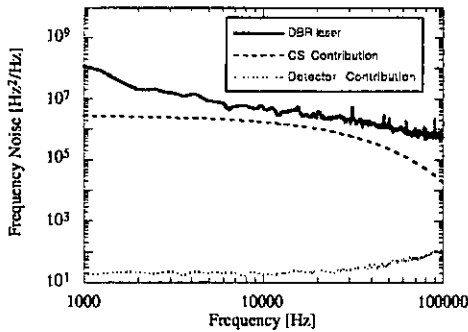


Fig 6 : Contributions of the Current Supply (CS) and the photodetector to the Power Spectral Density (PSD) of the frequency noise of the DBR laser

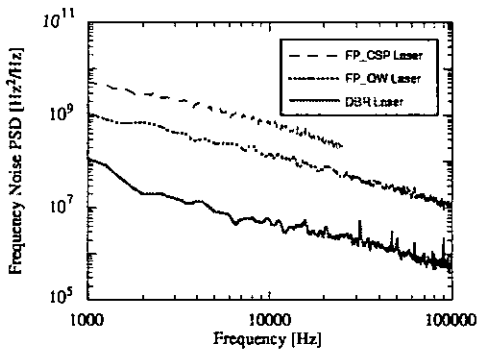


Fig 7 : Power Spectral Density (PSD) of the frequency noise for the three types of laser

Table 1: Numerical fittings of the power spectral densities of the FM noise as a function of the Fourier frequencies for the three types of laser

	DBR	FP_QW	FP_CSP
Fitting of FM PSD	$y = 3.610^{10} x^{-0.94}$	$y = 1.910^{12} x^{-1.04}$	$y = 9.210^{12} x^{-1.04}$
Regression Coef.	0.91	0.981	0.981

Besides, we give in fig.7, a comparison between the frequency noise of the three types of laser, at the same level of power ($P = 0.5 \text{ mW}$), and present in table 1, the numerical fitting of each one of the FM noise spectra. ($y =$ Power spectral density of the frequency noise; $x =$ Fourier frequency)

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

4.1 Analysis of the intensity noise results

As shown in fig.4, the contribution of the measuring system to the laser intensity noise is negligible ; this allows to pull out from the results a few features of the laser diodes in test. Thus, for the DBR and the QW-type lasers the theoretical developments [6] that suggest that the RIN is inversely proportional to the emitted power were verified. However, the results obtained are hardly comparable with others in the literature because most measurements of RIN for GaAlAs laser diode were done in the GHz region [7]. Comparing the results obtained for the three types of laser, one can conclude that the DBR laser exhibits a better intensity stability at frequencies below 30 kHz than the two Fabry-Perot type lasers. This may eventually be explained by the fact that for the Fabry-Perot-type lasers, the gain discrimination of the dominant mode against the other modes is small; therefore a change of the threshold gain induced by the residual unwanted optical feedback may yield to increase the mode hopping and its corresponding intensity noise [6]. Let us also notice that as far as the intensity fluctuations are concerned, the QW and DBR-type lasers exhibit noise of the same order, unlike what happens, as we will see below, for frequency noise.

4.2 Frequency noise and linewidth broadening

4.2.1 Theoretical derivation of a laser linewidth

The purpose of this section is to show in a rigorous way how the linewidth of a laser can be deduced from its experimentally measured FM noise spectrum. Let us consider a single mode laser whose intensity fluctuations are negligible compared to the phase fluctuations and whose electric field can be written:

$$E(t) = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) \quad (1)$$

By definition the laser spectral linewidth is given by the full width at half maximum of the power spectral density $S_E(\nu)$ of the laser electric field. In order to evaluate $S_E(\nu)$ one has to characterize the statistics of the laser signal phase change during a time τ , defined as:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_\tau(t) &= \phi\left(t + \frac{\tau}{2}\right) - \phi\left(t - \frac{\tau}{2}\right) \\ &= \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} \dot{\phi}(t) dt \end{aligned} \quad (2)$$

In the following one will assume the stochastic processes that yield to change of $\Delta\phi_\tau$ and $\dot{\phi}$, to be wide sense stationary [8], so that one can deduce from (2) that the single-sided power spectral density $S_{\Delta\phi_\tau}$ and $S_{\dot{\phi}}$ verify the relation :

$$S_{\Delta\phi_\tau}(\nu) = S_{\dot{\phi}}(\nu) \left(\frac{\sin(\pi\nu\tau)}{\pi\nu\tau} \right)^2 \tau^2 \quad (3)$$

Using a change of units related to the relation : $\delta v = \frac{\phi}{2\pi}$ as well as the definition of the mean square value, one can relate the measured power spectral density $S_{\delta v}(v)$ of the frequency noise to the phase noise statistics by writing

$$\langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle = 4\pi^2 \int_0^{\infty} S_{\delta v}(v) \left(\frac{\sin(\pi v \tau)}{\pi v \tau} \right)^2 dv \quad (4)$$

A further characterization of the phase change statistics requires an assumption on the probability law followed by the phase change $\Delta \phi_{\tau}$. Considering the independence of the spontaneous emission processes and the central limit theorem [8], the probability distribution of the phase change will be assumed to be gaussian :

$$p(\Delta \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle}} \exp\left(-\frac{(\Delta \phi)^2}{2 \langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle}\right) \quad (5)$$

Moreover, assuming the processes that yield to phase change to be ergodic, the autocorrelation function can be written:

$$G(\tau) = \langle E(t) E(t-\tau) \rangle \quad (6)$$

One can show that the calculation of (6) gives

$$G(\tau) = \frac{1}{2} E_0^2 \cos(2\pi v_0 \tau) \exp\left(-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle\right) \quad (7)$$

By definition, the power spectral density of the laser electric field is given by

$$S_E(v) = \frac{1}{2} E_0^2 \int_0^{+\infty} [\cos(2\pi(v-v_0)\tau) + \cos(2\pi(v+v_0)\tau)] \times \exp\left(-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle\right) d\tau \quad (8)$$

where $\langle \Delta \phi_{\tau}^2 \rangle$ is given by expression (4). Starting from the measured power spectral density $S_{\delta v}(v)$ (fig. 7), we have evaluated expressions (4) and (8) and have obtained the spectral linewidth of each laser defined as the full width at half maximum of $S_E(v)$.

4.2.2 Results of the linewidth calculations

As shown in table 1, in the frequency range below 100 kHz, the 1/f noise is predominant for the three types of lasers. Due to the frequency range limitation of the spectrum analyser used we have made the approximation that the white noise level is given by the level of the power spectral density at 100 kHz; such an upperbound approximation will emphasize even better what we want to show.

Table 2 : Numerical estimates of the different contributions to the lasers linewidth taking the frequency cut-off of the order of a few Hertz and as an approximation of the FM noise PSD the expression : $S_{\delta v}(v) = C_0 + C_1/v$ where C_0 and C_1 are fitted to experimental data.

	DBR	FP_QW	FP_CSP
C_0 [Hz]	$6.05 \cdot 10^5$	$1.05 \cdot 10^7$	$1.31 \cdot 10^7$
C_1 [Hz ²]	$3.644 \cdot 10^{10}$	$1.94 \cdot 10^{12}$	$9.2 \cdot 10^{12}$
White Noise Linewidth [MHz]	1.8	30.5	39.5
1/f Noise Linewidth [MHz]	2.8	45.6	95.3
Total Linewidth [MHz]	4.2	64.6	109.5

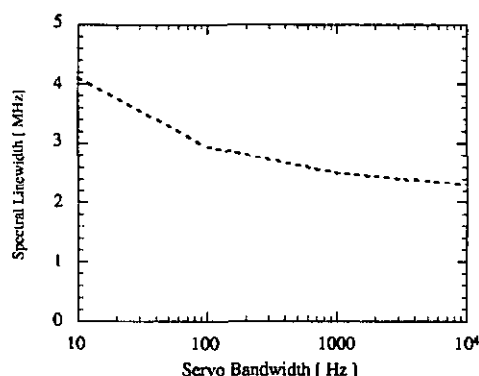


Fig.9 : Numerical determination of the spectral linewidth of the DBR laser as a function of the bandwidth of an ideal electronic servo system.

For the three types of laser, the respective linewidth broadening contribution of the white and 1/f noise as well as the total spectral linewidth were numerically calculated; the results are presented in table 2. Moreover, fig.9 shows the effects of electronic servo systems of different bandwidths on the linewidth of the DBR laser.

4.2.3 Interpretation

The calculated linewidths of table 2, as well as the FM noise spectra of fig.7 point out an important difference between the three types of laser, as far as the frequency stability is concerned. Unlike the two Fabry-Perot type lasers, the DBR-type laser presents a linewidth of a few megahertz, comparable to the one of the lasers used for telecommunication coherent lightwave applications [9-10]. On the other hand, table 2 reveals a common feature to the three types of lasers: it shows, in spite of the use of an upperbound approximation for the white noise level, the relative importance of the 1/f noise contribution to the total linewidth. Unlike the white noise which is inversely

proportional to the laser output power, the $1/f$ -type noise is almost power independent [9]; its contribution cannot be reduced by increasing the laser emitted power, therefore it limits the minimum spectral linewidth. This emphasizes as shown in fig.9 in the case of the DBR laser the effectiveness of an electronic servo system to reduce significantly such a contribution.

5. ACKNOWLEDGEMENT

This work was supported by the Swiss National Fund for Scientific Research. The authors also wish to thank Mr M. Morimura and Mr H. Hosomatsu of OMTEC Corporation for the loan of DBR laser diodes.

6. REFERENCES

1. M. Hashimoto & M. Ohtsu 1989, J. Opt. Soc. Am., 6, 1777-1789
2. R.E. Drullinger & al 1991, Proc 5th EFTE, Besancon, 412-414
3. C. Monroe & al 1991, Opt. Lett., 16, 50-52
4. A. Clairon & al 1991, Proc 5th EFTE, Besancon, 228-2236
5. P. Thomann & al 1988, Proc 3rd EFTE, Besancon, 269-273
6. K. Petermann, 1991, Laser Diode Modulation and Noise, Kluwer Academic Publishers, Tokyo
7. K. Petermann & G. Arnold, 1982, J. Quant. Electron., 18, 543-555
8. A. Papoulis, 1984, Probability Random Variables and stochastic processes, McGraw-Hill, New-York
9. K. Kikuchi, 1989, J. Quant. Electron., 25, 684 - 688
10. M. Okai & al 1991, IEEE Phot. Techn. Lett., 3, 427 - 429

Liste des publications

Les travaux exposés dans ce mémoire font l'objet des publications suivantes:

- [DSTB96] G. Duddle, N. Sagna, P. Berthoud and P. Thomann. Anisotropic magneto-optical trapping of atoms: capture efficiency and induced drift velocities. submitted to *J. Phys. B*
- [SDT95] N. Sagna, G. Duddle, and P. Thomann. The capture process in spherical magneto-optical traps: experiment and 1D magnetic field models. *J. Phys. B*, 28:3213 – 3224, 1995.
- [SDBT96] N. Sagna, G. Duddle, P. Berthoud, and P. Thomann. Continuous extraction mechanisms from a Cs magneto-optical trap. In *Proceedings of the 10th European Frequency and Time Forum, 14 – 16 March 1995, Brighton, United Kingdom*, 1996.
- [DST+95] G. Duddle, N. Sagna, P. Thomann, E. Aucouturier, N. Dimarcq, P. Petit. Generation of a continuous beam of cold cesium atoms. In James Bergquist, editor, *Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, 15 – 19 October 1995, Woods Hole, MA, USA*. World Scientific, Singapore, 1995.
- [SDT95b] N. Sagna, G. Duddle, and P. Thomann. Atomic trapping and cooling in an anisotropic trap. In *Proceedings of the 9th European Frequency and Time Forum, 8 – 10 March 1995, Besançon, France*, 1995.
- [DST94] G. Duddle, N. Sagna, P. Thomann. First results on the ON magneto-optical trap. In *Proceedings of the 8th European Frequency and Time Forum, 9 – 11 March 1994, Munich, Germany*, 1994.
- [SMT92] N. Sagna, C. Mandache and P. Thomann. Noise measurements in single-mode GaAlAs diode lasers. In *Proceedings of*

the 6th European Frequency and Time Forum, 17–19 March, 1992, Noordwijk, The Netherlands, 1992.

Bibliographie

- [AEM⁺95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198–201, 1995.
- [AIV77] E Arimondo, M Inguscio, and P Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Reviews of Modern Physics*, 49(1):31 – 75, 1977.
- [ASB⁺93] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji. Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity. *Phys. Rev. Lett*, 71(19):3083–3086, 1993.
- [bL89] V.I. balykin and V.S. Letokhov. Laser optics of neutral atomic beams. *Phys. Today*, April:23–28, 1989.
- [Bor89] CH.J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labeling. *Phys. Lett.*, 140:10 – 12, 1989.
- [Bou95] Philippe Bouyer. *Confinement par laser d’atomes froids dans une cavité gravitationnelle et dans un piège à pompage optique*. Thèse de doctorat, Ecole normale supérieure, Paris, 1995.
- [BPY⁺94] H Batelaan, S Padua, D H Yang, C Xie, R Gupta, and H Metcalf. *Phys. Rev. A*, 49:2780, 1994.
- [Cas] Y. Castin. Communication privée.
- [Cas92] Yvan Castin. *Les limites du refroidissement laser dans les mélasses optiques à une dimension*. Thèse de doctorat, Ecole normale supérieure, Paris, 1992.
- [CHB⁺85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett*, 55:48 –, 1985.

- [CHR⁺94] C J Cooper, G Hillenbrand, J Rink, C G Townsend, K Zetie, and C J Foot. The temperature of atoms in a magneto-optical trap. *Europhys. Lett*, 28(6):397–402, 1994.
- [Cl90] Y. Castin and K. Mølmer. Atomic momentum diffusion in a $\sigma_+ - \sigma_-$ laser configuration of an internal sublevel structure. *J. Phys. B*, 23:4101 – 4110, 1990.
- [Cl95] Y. Castin and K. Mølmer. Monte Carlo wave-function analysis of 3D optical molasses. *Phys. Rev. Lett*, 74:3772 – 3775, 1995.
- [CM92] O. Carnal and J. Mlynek. Atom optics with diffractive structures. *Europhys. News*, 23:149 – 152, 1992.
- [Cor77] Alan Corney. *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford University Press, 1977.
- [CSGP91] A Clairon, C Salomon, S Guellati, and W D Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett*, 16(2):165 – 170, 1991.
- [CTDRG88] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, and Gilbert Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEditions/Editions du CNRS, 1988.
- [Dal86] Jean Dalibard. *Le rôle des fluctuations dans la dynamique d'un atome couplé au champ électromagnétique*. Thèse de doctorat, Ecole normale supérieure, Paris, 1986.
- [DCT89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023 – 2045, 1989.
- [dL88] Michel de Labachellerie. *Principales caractéristique des laser a semiconducteurs à cavité étendue. Application à l'amélioration des propriétés spectrales des diodes laser*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, France, 1988.
- [DLN⁺94] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon. Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap. *Appl. Phys. B*, 59:283 – 298, 1994.

- [DPGM90] G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki. Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards. In *Proceedings of the 22nd annual PTI Meeting*, 1990.
- [DRCT84] J Dalibard, S Reynaud, and C Cohen-Tannoudji. Potentialities of a new $\sigma_+ - \sigma_-$ laser configuration for radiative cooling and trapping. *J. Phys. B*, 17:4577 – 4594, 1984.
- [Dud96] Gregor Dudle. *Contribution au développement d'un étalon de fréquence primaire basé sur des atomes refroidis par faisceaux laser*. Thèse de doctorat, Université de Neuchâtel, 1996.
- [EFS47] I. Esterman, S. N. Foner, and Otto Stern. *Phys. Rev.*, 71:250, 1947.
- [Ein17] A. Einstein. *Phys. Z.*, 18:121, 1917.
- [Fri33] R. Frisch. *Phys. Z.*, 86:42, 1933.
- [GKC92] K.E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu. Improved magneto-optic trapping in a vapor cell. *Opt. Lett.*, 17(7):526–528, 1992.
- [GLL⁺95] S. Ghezali, P. Laurent, S. Lea, G. Santarelli, M. Bahoura, K. Szymaniec, and A. Clairon. A cesium fountain frequency standard: present status and future improvements. In *Proceedings of the Ninth European Frequency and Time Forum, 8–10 March 1995*, pages 101 – 110, March 1995.
- [GLS⁺91] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J. Y. Courtois, and G. Grynberg. Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap. *Europhys. Lett.*, 15(2):149–154, 1991.
- [Gri92] Delphine Grison. *Atomes piégés et refroidis par laser à quelques microkelvins: un piège magnéto-optique dans une cellule de césium et quelques applications*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1992.
- [Hec87] Eugene Hecht. *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company, second edition, 1987.
- [HFB94] G. Hillenbrand, C.J. Foot, and K. Burnett. Heating due to long-range photon exchange interactions between cold atoms. *Phys. Rev. A*, 50(2):1479 – 1489, 1994.

- [HS75] T W Hansch and A L Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, 13:68, 1975.
- [HWEH93] A Hemmerich, M Weidemüller, T Esslinger, and W Hansch. Collective atomic dynamics in a magneto-optical trap. *Europhys. Lett*, 21(4):445 – 450, 1993.
- [JH91] P.S. Julienne and R. Heather. Laser modification of ultracold atomic collisions: theory. *Phys. Rev. Lett*, 67(16):2135 – 2138, 1991.
- [KDJ+93] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard. High densities of cold atoms in a DARK spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett*, 70(15):2253 – 2256, 1993.
- [KMJP92] W Ketterle, A Martin, M A Joffe, and D E Pritchard. Slowing and cooling atoms in isotropic laser light. *Phys. Rev. Lett*, 69(17):2483, 1992.
- [KOS91] Masatoshi Kajita, Hithoshi Odashima, and Tadao Shimizu. Cross sections of collision induced rotational transitions of polar molecules perturbed by isotropic projectiles. *J. Chem. Phys.*, 94(9):6014 – 6016, 1991.
- [KWC90] Mark A. Kasevich, David S. Weiss, and Steven Chu. Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave. *Optics Lett.*, 15(11):607 – 609, 1990.
- [Lau89] Philippe Laurent. *Stabilisation en fréquence de diodes laser par couplage optique résonant sur une cavité Fabry-Perot confocale*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, France, 1989.
- [lme91] K. Mølmer. Friction and diffusion coefficients for cooling of atoms in laser fields with multidimensional periodicity. *Phys. Rev. A*, 44:5820–32, 1991.
- [Lou93] Brahim Lounis. *Atomes refroidis par laser: de la mélasse au cristal optique*. Thèse de doctorat, Ecole normale supérieure, Paris, 1993.
- [LPR+89] P D Lett, W D Phillips, S L Rolston, C E Tanner, R N Watts, and C I Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2085 – 2107, 1989.

- [LSW92] K. Lindquist, M. Stephens, and C. E. Wieman. Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman trap. *Phys. Rev. A*, 46(7):4082–4090, 1992.
- [ML87] V G Minogin and V S Letokhov. *Laser Light pressure on atoms*. Gordon and Breach Science Publishers, 1987.
- [MSRW90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C.E. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett*, 65(13):1571–1573, 1990.
- [NvdSS91] G. Nienhuis, P. van der Straten, and S-Q. Shang. Operator description of laser cooling below the Doppler limit. *Phys. Rev. A*, 44(1):462–474, 1991.
- [NWE90] J Nellessen, J Werner, and W Ertmer. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam. *Optics Communications*, 78(3,4):300 – 308, 1990.
- [PFTV89] William H Press, Brian P Flannery, Saul A Teukolsky, and William T Vetterling. *Numerical recipes in Pascal*. Cambridge University Press, 1989.
- [Pri92] D. E. Pritchard. Atomic interferometers. In *Proceedings of the 13th Conference on Atomic Physics, Munchen 1992, Germany*, pages 185 – 199, 1992.
- [Rei85] Federick Reif. *Statistical and Thermal Physics*. McGraw-Hill International Editions, 1985.
- [Ris89] H. Risken. *The Fokker-Planck equation*. Springer Verlag, 1989.
- [RPC⁺87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett*, 59(23):2631–2634, 1987.
- [RWMC90] Erling Riis, David S Weiss, Kathryn A Moler, and Steven Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett*, 65(14):1658 – 1661, 1990.
- [SCF92] A M Steane, M Chowdhury, and C J Foot. Radiation force in the magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(12):2142–2158, 1992.

- [SDaACG90] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips and A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below $3\ \mu\text{K}$. *Europhys. Lett*, 12(8):683 – 688, 1990.
- [SDT95] N. Sagna, G. Duddle, and P. Thomann. The capture process in spherical magneto-optical traps: experiment and 1D magnetic field models. *J. Phys. B*, 28:3213 – 3224, 1995.
- [SF91] A M Steane and C J Foot. Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap. *Europhys. Lett*, 14(3):231 – 236, 1991.
- [SHF92] A.M. Steane, G. Hillenbrand, and C.J. Foot. Polarization gradient cooling in a one-dimensional $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration for any transition. *J. Phys. B*, 25:4721–4743, 1992.
- [Shi73] J. H. Shirley. Semiclassical theory of saturated absorption in gases. *Phys. Rev. A*, 8:347 – 368, 1973.
- [Sie86] Anthony E. Siegman. *Lasers*. Oxford University Press, 1986.
- [SLC+96] G Santarelli, Ph Laurent, A Clairon, G J Dick, C A Greenhall, and C Audoin. Theoretical description and experimental evaluation of the effect of the interrogation oscillator frequency noise on the stability of a pulsed atomic frequency standard. In *Proceedings of the 10th European Frequency and Time Forum, 5 – 7 March 1996, Brighton, UK*, 1996.
- [Sob72] I.I. Sobel'man. *Introduction to the Theory of Atomic Spectra*. Pergamon Press, 1972.
- [SSM+91] S-Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. van der Straten, and G. Nienhuis. Velocity-Selective Resonances and Sub-Doppler Laser Cooling. *Phys. Rev. Lett*, 67(9):1094 – 1097, 1991.
- [SWM+89] D W Sesko, T.G. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C.E. Wieman. Collisional losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett*, 63(9):961–964, 1989.
- [SWW91] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(5):946–958, 1991.

- [TCE⁺95] C. G. Townsend, C. J. Cooper, N.H. Edwards, C. J. Foot, K. Zetie, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52(2):1423–1440, 1995.
- [Tow95] Christopher G. Townsend. *Laser Cooling and Trapping of Atoms*. Thèse de doctorat, Merton College, Oxford, 1995.
- [UWC89] P J Ungar, D S Weiss, and S Chu. Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2058 – 2071, 1989.
- [VA89] Jacques Vanier and Claude Audoin. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, 1989.
- [vdSSS⁺93] P van der Straten, S Q Shang, B Sheehy, I Metcalf, and G Nienhuis. Laser cooling at low intensity in a strong magnetic field. *Phys. Rev. A*, 47(5):4160 – 4175, 1993.
- [VGYP92] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet. One-dimension sub-Doppler molasses in the presence of static magnetic field. *Europhys. Lett.*, 17(2):133 – 128, 1992.
- [WD75] D. W. Wineland and H. Dehmelt. Proposed $10^{14} \delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on tl^+ mono-ion oscillator iii. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20:637 –, 1975.
- [WDRP92] M. Walhout, J. Dalibard, S. L Rolston, and W. D. Phillips. $\sigma^+ - \sigma^-$ - optical molasses in a longitudinal magnetic field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(11):1997 – 2007, 1992.
- [WDT⁺94] C D Wallace, T P Dinneen, K Y N Tan, A Kumarakrishnan, and P L Gould J Javanainen. Measurements of temperature and spring constant in magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(5):703 – 711, 1994.
- [WH91] A. E. Wieman and L. Hollberg. *Rev. Sci. Instrum.*, 62(1):1 –, 1991.
- [WHS93] J Werner, G Hillenbrand, and A Steane. Laser cooling by $\sigma^+ - \sigma^-$ circularly polarized beams of unequal intensities. *J. Phys. B*, 26:3063 – 3080, 1993.

- [WWE92] J. Werner, H. Wallis, and W. Ertmer. Atoms with anomalous zeeman effect in a 1D-magneto-optical molasses. *Optics Communications*, 94:525 – 529, 1992.
- [YDNP94] J Yu, J Djemaa, P Nosbaum, and P Pillet. Funnel of orientated Cs atoms. *Optics Communications*, 112:136 – 140, 1994.

Remerciements

Le travail qui a fait l'objet de ce mémoire a été effectué dans le cadre des activités Temps/Fréquence de l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel. Je remercie son directeur, Giovanni Busca, de m'y avoir accueilli et d'avoir su créer des conditions de recherche stimulantes tant au niveau fondamental qu'appliqué. Je le remercie également d'avoir assuré la direction de cette thèse. J'exprime également ma gratitude envers André Clairon et Jean-Luc Vuilleumier pour l'intérêt qu'ils ont voulu porté à mon travail en acceptant de faire partie du jury de thèse.

Les travaux qui sont exposés ici ont été dirigés par Pierre Thomann. Je tiens à le remercier chaleureusement de m'avoir guidé tout au long de ce travail, en faisant toujours preuve d'une grande disponibilité et d'un enthousiasme débordant. La grande clarté de ses explications et son approche très intuitive des problèmes physiques furent pour moi une source remarquable d'enrichissement. Je lui suis également gré pour tout ce que le contact avec lui a pu susciter en moi sur le plan humain.

Je tiens également à remercier les autres membres du groupe césium à savoir: Gregor Dudle, de m'avoir fait profiter de ces grandes qualités d'expérimentateur et de ses compétences en informatique; Jean-François Léchenne, d'avoir assuré avec une grande disponibilité le soutien en mécanique du groupe et Patrick Berthoud, qui a obtenu au cours des derniers mois nombre de résultats expérimentaux et théoriques présentés dans ce travail.

La majeure partie de ce travail étant de nature expérimentale, il n'aurait pas pu aboutir sans une collaboration technique de Jean-Claude Sapin pour la mécanique, et de Monique Frosio, Marc Durrenberger, Roland Gentsch, Pascal Rochat et Pierre Schumacher pour l'électronique. Je les remercie beaucoup pour leur aide cruciale.

Je remercie également Hartmut Schweda et Laurent-Guy Bernier pour le regard qu'ils ont porté sur le manuscrit de thèse: leurs remarques ont permis un enrichissement important du travail. Merci également à Simone Wuthrich pour son regard sur l'orthographe.

C'est en fait à l'ensemble du personnel de l'Observatoire que je désire

exprimer ma gratitude, pour avoir mis à ma disposition son expérience, sa compétence et un grand nombre de services. Donc, un grand merci également à: Heinz Buhler, Roberto Costa, François Delaquis, Laurent Giroud, Walter Hanselmann, Alain Jornod, Gilbert Jornod, Valentin Mitev, Cécile Schaller, Patrick Scherler, Bernard Schlueter, Pierre-André Schnegg, Marianne Toimil et Patrick Weibel. Je les remercie tous pour la chaleur de leur accueil et pour les moments agréables que j'ai vécus en leur compagnie.

J'adresse une pensée particulière à mes compagnons "thésards" de l'Observatoire, Claire Couplet, Laurent de Schoulepnikoff, Willy Masero, Renaud Matthey et Gaetano Mileti.

Un très grand merci à Yacine, d'une part pour son immense soutien et d'autre part pour avoir assuré avec une grande efficacité la frappe de ce mémoire. Je la remercie pour la disponibilité, la générosité et la patience dont elle a fait preuve au cours des derniers mois.

Je tiens, enfin, à rendre hommage à mes parents pour m'avoir donné l'opportunité de poursuivre mes études dans des conditions agréables et pour leurs encouragements et leur soutien moral permanents. Je remercie également pour cela mes frères et sœurs, Awa, Amadou, Gniane et Nalla. Puisse ce travail leur faire honneur.