1489

Observatoire cantonal de Neuchâtel - Université de Neuchâtel

Développement d'une source continue d'atomes de césium refroidis par laser

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences
par :

Patrick Berthoud
Ingénieur physicien diplômé EPFL

acceptée le 14 février 2000 par les membres du jury :

Prof. G. Busca	Rapporteur
Prof. R. Dändliker	Corapporteur
Dr. N. Dimarcq	Corapporteur
Dr. P. Thomann	Corapporteur
Prof. A. Weis	Corapporteur

Neuchâtel, le 24 mars 2000

A Odile,
à ma mère et mon père.

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Développement d'une source continue d'atomes de césium refroidis par laser

de M. Patrick Berthoud

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

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

MM. G. Busca (directeur de thèse), P. Thomann, R. Dändliker, N. Dimarq (Paris) et A. Weis (Fribourg et Bonn D)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 2 mars 2000

Le doyen:

J.-P. Derendinger

Avant-propos

La mue du thésard

D'étudiant le thésard scientifique devient souvent chercheur. En quelques années, il opère une mue complète. Des lois de la dynamique, il avait appris à déduire le mouvement du pendule. Désormais, il ne s'agit plus de déduire le particulier du général, mais d'interroger le particulier pour réécrire le général. Si tel pendule ne tourne pas rond, il y a peut-être une autre loi à mettre à jour. Grâce aux autres chercheurs du laboratoire, et en premier lieu à son directeur de thèse, il apprend aussi que savoir chercher, c'est savoir ce qu'il est pertinent de chercher, en resituant un problème dans un domaine plus large et dans son histoire.

A l'arrivée au laboratoire, le choc est parfois rude. Le thésard est parfois confronté à un problème qu'on ne sait pas résoudre. Sans quoi ce ne serait pas de la recherche. Jusque-là habituer à mener un calcul en temps limité, ou plus rarement une série de mesures, il a soudain l'impression, tout libre d'organiser son temps et ses objectifs, que son labeur n'est plus guère quantifiable. Et une fois enfin compris un aspect du problème initial, si un instant il le contemple joyeusement, c'est pour poser aussitôt une autre question – dont nul ne sait la réponse.

Le thésard définit peu à peu sa place, scientifique et sociale, dans le milieu très peu hiérarchisé du laboratoire. Pour la première fois peut-être, l'objectif n'est pas qu'il résolve tout seul un problème. Ce sera bien plus efficace s'il en parle à quelqu'un. Surtout de culture scientifique différente. La recherche se fait avec d'autres. Elle se fait aussi à partir de travaux qui précèdent, et préparent des travaux ultérieurs. Comprendre ensemble, recueillir, transmettre. Ce travail commun inculque d'ailleurs volontiers quelques éléments de psychologie.

Chemin faisant, le thésard goûte la joie du chercheur : saisir d'un regard le problème initialement posé et sa compréhension actuelle. Plaisir de l'alpiniste qui se retourne sur son ascension. Mais au terme du travail, quand une vision claire émerge enfin, quand l'exposé s'en articule avec aisance, il arrive qu'après un coup d'oeil de trop, ce soit la culbute. Un doute scintille,

bientôt une certitude. Tout se tenait, tout glisse. Adieu veau, vache, cochon, couvée. Un grain de sable particulier vient gripper la belle mécanique générale. C'est ici que tout commence. La déception et le pétillement. C'était un faux sommet. C'est donc que le vrai est proche, plus beau encore. Chercher pour jubiler.

La joie du chercheur est-elle transmissible à qui n'y a pas goûté? La mue du thésard est bien étrangère aux jeunes étudiants en science. Et à l'honnête homme, la culbute intérieure jubilatoire du chercheur. Comment la leur conter?

Cyprien Gay
physicien, chargé de recherche au CNRS
(La Recherche, n° 327, janvier 2000)

Table des matières

Résumé 1

Abstract 3

1 Introduction générale 5
- 1.1 Historique . . . 5
- 1.2 Objectif du travail . . . 7
- 1.3 Plan du mémoire . . . 8

2 Dispositif expérimental 11
- 2.1 Système optique . . . 13
  - 2.1.1 Faisceaux de refroidissement . . . 13
  - 2.1.2 Faisceau repompeur . . . 15
  - 2.1.3 Illumination de l'enceinte à vide . . . 15
  - 2.1.4 Faisceau sonde . . . 19
  - 2.1.5 Faisceau pousseur . . . 21
- 2.2 Système à vide . . . 23
  - 2.2.1 Enceinte à vide . . . 25
  - 2.2.2 Cavité micro-onde . . . 27
  - 2.2.3 Système de détection optique . . . 28
  - 2.2.4 Champ magnétique uniforme . . . 28
  - 2.2.5 Gradient de champ magnétique . . . 30

3 Entraînement magnéto-optique 31
- 3.1 Principe de base . . . 31
  - 3.1.1 Refroidissement atomique . . . 31
  - 3.1.2 Entraînement magnéto-optique . . . 34
- 3.2 Nuage d'atomes froids . . . 35
  - 3.2.1 Nuage immobile . . . 36
  - 3.2.2 Nuage entraîné . . . 37
- 3.3 Jet continu d'atomes froids . . . 44

3.3.1 Champ fort 44
3.3.2 Champ faible 47
3.4 Optimisation du jet continu 50
3.4.1 Mise en évidence du jet continu 50
3.4.2 Effet du champ magnétique uniforme 52
3.4.3 Effet du gradient de champ magnétique 53
3.4.4 Effet du désaccord global 54
3.5 Conclusion 55

4 Entraînement par mélasse mouvante **57**
4.1 Principe de base 58
4.2 Jet continu extrait d'une mélasse optique 59
4.2.1 Pression de radiation résiduelle 61
4.2.2 Vitesses d'entraînements 64
4.2.3 Températures 67
4.2.4 Flux atomique 68
4.3 Jet continu extrait d'une trappe 2D-MOT 69
4.3.1 Simulation de trajectoires atomiques 70
4.3.2 Focalisation du JC 72
4.3.3 Photos d'une source entraînée 74
4.4 Optimisation du flux atomique 75
4.4.1 Puissance de refroidissement 76
4.4.2 Amplitude de modulation du laser maître 76
4.4.3 Puissance de repompage 77
4.4.4 Champ magnétique uniforme 80
4.5 Refroidissement transversale 1D 82
4.5.1 Effet du déplacement lumineux 82
4.5.2 Taille du jet continu 85
4.5.3 Réchauffement orthogonal 87
4.5.4 Température transversale 88
4.6 Comparaison de jets continus 90
4.7 Conclusion 93

5 Résonance magnétique à jet d'atomes **95**
5.1 Solution analytique 96
5.2 Jet continu magnéto-optique 99
5.2.1 Oscillations de Rabi 100
5.2.2 Franges de Ramsey 102
5.3 Jet continu mélasse mouvante 104
5.3.1 Franges de Ramsey 106
5.3.2 Stabilité de fréquence 109

5.4 Conclusion 110

6 Conclusion générale **111**

A Atome de césium **117**
A.1 Niveaux énergétiques 117
A.2 Probabilité de transition de la raie D_2 118
A.3 Intensité saturante 120
A.4 Effet Zeeman 121

B Calculs balistiques **123**
B.1 Nuage d'atomes 123
B.1.1 Nuage ponctuel 125
B.1.2 Nuage étendu 126
B.2 Jet continu 128
B.2.1 Principe du faisceau pousseur 129
B.2.2 Balistique du jet continu 130

C Calculs de flux atomiques **133**
C.1 Fluorescence absolue 134
C.1.1 Détection optique $\nu_{45'}$ 135
C.1.2 Détection optique $\nu_{32'}$ 137
C.1.3 Comparaison des deux détections 138
C.2 Rapport signal/bruit de fluorescence 140
C.3 Comparaison des méthodes de détections 143
C.4 Discussion des contributions de bruit 144

D Diodes laser **147**
D.1 Diode laser à cavité étendue 147
D.2 Amplificateur optique 149
D.3 Asservissement de la fréquence optique 152

E Liste de matériel **157**

F Abréviations et symboles **161**

Publications **165**

Bibliographie **167**

Biographie **173**

Remerciements **175**

Résumé

L'objectif de ce travail est le développement d'une source continue d'atomes de césium froids et lents pouvant être utilisée dans une fontaine atomique, et plus particulièrement dans l'étalon primaire de temps et fréquence en construction à l'Observatoire de Neuchâtel (fontaine continue).

Nous avons démontré le potentiel de cette source pour produire des jets atomiques froids et intenses extraits d'une trappe magnéto-optique, mais aussi simplement d'une mélasse optique. Par notre géométrie de faisceaux de refroissement, aucun faisceau laser n'est superposé au jet atomique.

Nous avons étudié deux mécanismes permettant de produire des jets continus d'atomes froids : entraînement magnéto-optique et entraînement par mélasse mouvante. Si la première méthode est simple à mettre en oeuvre expérimentalement, elle ne permet pas de produire un jet suffisamment intense et froid pour une fontaine atomique. Son flux maximum atteint $9 \cdot 10^6$ at/s, sa vitesse de lancement est réglable entre $0.5 - 4 \pm 0.1$ m/s et sa température est supérieure à la limite de refroidissement Doppler ($200 - 500$ μK).

L'entraînement par mélasse mouvante est plus complexe à d'un point de vue expérimental, mais nettement plus efficace : le flux maximum de ce jet s'élève à $1.6 \cdot 10^8$ at/s, sa vitesse initiale est réglable très précisément entre $1 - 14 \pm 0.01$ m/s et sa température est sub-Doppler ($50 - 80$ μK). De plus, le flux détecté loin de la source n'est que légèrement plus faible si celle-ci fonctionne en mélasse optique plutôt qu'en trappe magnéto-optique, d'où la grande simplification expérimentale pour la fontaine continue. Des mesures préliminaires de refroidissement transversal additionnel 1D du jet atomique ont démontré qu'il est possible d'accroître son flux utile.

Grâce à une cavité de Ramsey courte, nous avons caractérisé ces deux jets d'atomes froids par résonance magnétique (franges de Ramsey). Nous calculons la stabilité de fréquence maximale de notre résonateur atomique $2 \cdot 10^{-13}\tau^{-1/2}$ (limite de bruit de grenaille atomique). En extrapolant le flux utile issu de cette source à la fontaine continue, sa stabilité de fréquence maximale pourra atteindre $7 \cdot 10^{-14}\tau^{-1/2}$, valeur comparable aux meilleures horloges césium actuelles.

Abstract

The goal of our work is to develop a continuous source of cold and slow cesium atoms for atomic fountains, particularly for the primary frequency standard under construction at the Observatory of Neuchâtel.

We have shown that cold and intense cesium atomic beams can be produced from an anisotropic magneto-optical trap, but also simply from an optical molasses. Due to our laser beams geometry, the atomic beam is free of any superimposed laser beam.

We have studied two different extraction mechanisms for producing cold continuous beams : magneto-optical force and moving molasses. While the former method is easily implemented, the corresponding atomic beam is not sufficiently intense and cold for an atomic fountain. The highest beam flux reaches $9 \cdot 10^6$ at/s, the launching velocity is adjustable between $1-4 \pm 0.1$ m/s, and the temperature is higher than the Doppler cooling limit ($200-500$ μK).

The moving molasses extraction mechanism is experimentally more complex to achieve, but much more efficient : the highest flux of that beam is $1.6 \cdot 10^8$ at/s, its initial launching velocity is precisely adjustable from $1-14 \pm 0.01$ m/s, and its temperature is sub-Doppler ($50-80$ μK). Moreover, the detected flux far from the source is only slightly weaker if the atomic beam is extracted out of an optical molasses rather than from an anisotropic magneto-optical trap, which greatly simplifies the experimental setup of the continuous fountain. Transverse cooling of the beam can increase the usable flux, as we have demonstrated experimentally with a preliminary 1D setup.

By using a short Ramsey cavity, we have also characterized these two types of cold continuous atomic beams by magnetic resonance measurements (Ramsey fringes). We calculate the highest frequency stability if our atomic resonator is shot-noise limited $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$. A continuous fountain resonator using the same cold atom source would yield a stability of $7 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$, as in the best present cold cesium clocks.

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Historique

Atomes froids

Les interactions électro-magnétiques sont primordiales dans la physique des basses énergies. Elles sont responsables notamment de la cohésion des atomes, mais également de leur émission et de leur absorption de lumière. Cette lumière est non seulement une source d'information sur les degrés de liberté internes (configuration électronique), mais peut être également utilisée pour manipuler les atomes en contrôlant leurs degrés de liberté externes (position et vitesse) par échange de quantité de mouvement. Le concept de pression de radiation a déjà été évoqué par Kepler en 1619 dans le cas du soleil pour expliquer l'orientation de la queue de comètes. En laboratoire, les effets mécaniques de la lumière ont tout d'abord été démontrés macroscopiquement sur des surfaces planes absorbantes et réfléchissantes [Leb01, NH03], puis microscopiquement sur jet d'atomes de sodium [Fri33].

Le développement des sources lumineuses laser dans les années 1960 [Sie86] a révolutionné ce domaine des interactions lumière – atome. Par rapport aux lampes spectrales précédemment utilisées, plusieurs propriétés du laser jouent un rôle essentiel : grande densité spectrale de puissance, contrôle de fréquence et de polarisation, directivité, cohérence spatiale. Après les expériences de déflexion de jets atomiques par un faisceau laser [Ash70], le refroidissement atomique, c.-à-d. la réduction de l'agitation thermique, fut proposé simultanément pour des ions [WD75] et pour des atomes neutres [HS75]. Ce refroidissement unidimensionnel est basé sur un équilibre des pressions de radiation subies par un atome en mouvement dans une onde stationnaire (effet Doppler). Son extension à 3D conduit à la notion de « mélasse optique », dénommée ainsi par le caractère visqueux de cette force optique [CHB+85].

En soumettant ce nuage d'atomes froids à un gradient de champ magnétique (trappe magnéto-optique), ces atomes sont concentrés dans la région de champ nul, ce qui augmente la densité atomique du nuage [RPC+87]. Cette trappe peut être chargée soit à partir d'un jet atomique pré-ralenti [RPC+87], soit directement à partir d'une vapeur atomique [MSRW90].

Les mesures de température d'une mélasse optique de sodium ont démontré que la limite inférieure de température prédite par une théorie de refroidissement Doppler pouvait être franchie [LWW+88]. Pour justifier ces résultats, deux groupes ont développé en parallèle des modèles de refroidissement sub-Doppler basés sur la modulation des déplacements énergétiques lumineux des atomes, qui sont induits par le gradient de polarisation existant dans une onde stationnaire [DCT89, UWC89]. D'autres mécanismes de refroidissement, tel le refroidissement évaporatif, permettent de réduire plus encore la température du nuage d'atomes froids. Combinée à une trappe magnétique qui augmente la densité du nuage d'atomes froids, cette technique a permis la première mise en évidence expérimentale de la condensation de Bose-Einstein d'une vapeur atomique [AEM+95].

Jets atomiques

Les premiers ralentissements de jets atomiques par laser ont été réalisés soit en balayant la fréquence d'un laser contre-propageant (*frequency-chirped laser*, effet Doppler) [EBHZS5, SSW+89], soit en balayant la fréquence de Bohr des atomes par un champ magnétique d'amplitude variable (effet Zeeman) [PPM82]. Pour augmenter la densité du jet, le principe de la trappe MOT a été adapté à 2D [NWE90]. En combinant ralentissement longitudinal, refroidissement et compression transversales, des flux intenses ont été mesurés (10^9 – 10^{10} at/s) pour des jets d'atomes de césium [YDNP94] et d'atomes métastables de néon [SCD+94] et d'hélium [HML+96]. Leur vitesse longitudinale reste toutefois élevée (> 20 m/s) et mal contrôlable.

L'alternative au ralentissement et à la compression d'un jet thermique consiste à charger une source d'atomes froids, puis à contrôler leur extraction. Le chargement peut être effectué soit en pré-ralentissant un jet thermique, soit en capturant les atomes les plus lents de la distribution de vitesse d'une vapeur thermique. En plus d'être compliquée à réaliser, la première technique de chargement est pulsée, alors que la seconde est continue. Plusieurs méthodes d'extraction ont été proposées pour imposer une vitesse de lancement initiale moyenne aux atomes froids :

1. *Entraînement par déséquilibre d'intensités lumineuses*
   En déséquilibrant les pressions de radiation au centre d'une paire de faisceaux de refroidissement, des jets intenses ($5 \cdot 10^9$ at/s) ont été

produits à partir d'une trappe MOT fonctionnant soit en mode continu [LCR+96], soit en mode pulsé [AMW+98]. Leur vitesse moyenne (8 – 14 m/s) et leur distribution de vitesse (2 – 3 m/s FWHM) restent élevées et mal contrôlables.

2. *Entraînement magnéto-optique*
   L'application d'un champ magnétique uniforme à une trappe 2D-MOT a permis la production d'un jet continu d'atomes froids de césium [WAVD97]. Son flux ($< 10^6$ at/s) est plus faible que celui obtenu par déséquilibre d'intensités lumineuses, mais la largeur de sa distribution de vitesse est nettement inférieure (0.6 m/s FWHM).
3. *Entraînement par mélasse mouvante*
   En décalant les fréquences optiques des faisceaux de refroidissement, des jets d'atomes froids ont été extraits à partir de trappes 2D-MOT. Les flux les plus intenses ($10^9 - 10^{10}$ at/s) ont été mesurés en mode pulsé (chargement de la source par un jet pré-ralenti) [RWMC90, SSM+96]. Cette technique d'extraction est également applicable en mode continu (chargement de la trappe par une vapeur atomique), mais les flux sont plus faibles (10^6 at/s) [WAVD97].
4. *Entraînement par canal noir*
   La méthode d'extraction par canal noir est basée sur un découplage atome – rayonnement dans une région des faisceaux de refroidissement. Cet entonnoir à atomes froids est une adaptation à 2D de la source *dark spot* proposée pour accroître la densité d'un nuage d'atomes froids [KDJ+93]. Cette technique n'a toutefois jamais été éprouvée pour produire un jet continu d'atomes froids, ni seule ni en combinaison avec d'autres mécanismes d'entraînement.

1.2 Objectif du travail

L'utilisation des techniques de ralentissement et de refroidissement d'atomes par laser permettent de produire des jets atomiques lents et froids, qui peuvent être utilisés dans des applications telles que la spectroscopie atomique, les collisions atomiques, l'optique atomique, l'interférométrie atomique ou les étalons de fréquence atomiques. Pour notre part, le développement et la caractérisation de cette source continue d'atomes froids et lents de césium s'inscrit dans le cadre de la réalisation d'un étalon primaire de temps et fréquence pour l'Office Fédéral de Métrologie [DMJ+99].

Les résultats obtenus sur une fontaine pulsée d'atomes froids [CGS+96], suivant la géométrie proposée pour la première fois par Zacharias [Ram56],

ont démontré le grand potentiel de ce nouveau type d'horloge atomique. Par rapport à un étalon de fréquence à jet de césium thermique [BHSF96], l'incertitude relative sur son exactitude de fréquence est réduite d'un ordre de grandeur ($\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-15}$). Le fonctionnement pulsé de cette fontaine d'atomes froids présente toutefois deux inconvénients majeurs : d'une part, l'incertitude sur le déplacement de fréquence dû aux collisions atomiques limite l'exactitude de l'étalon et, d'autre part, l'effet d'échantillonnage (effet Dick) limite sa stabilité de fréquence en introduisant le bruit de phase de l'oscillateur local. Le choix d'un fonctionnement continu de la source permettrait de réduire le déplacement collisionnel (faible densité atomique dans un jet), ainsi que l'effet d'échantillonage. Pour une même stabilité de fréquence, les exigences de stabilité de l'oscillateur local pourraient être nettement moins élevées pour un étalon continu que pour un étalon pulsé, ce qui permettrait d'utiliser un oscillateur à quartz au lieu d'un oscillateur cryogénique saphir [TKH+97].

Ce projet a débuté en 1991 et a conduit à la rédaction de deux mémoires de thèse, l'un à caractère plutôt expérimental [Dud96] et l'autre plutôt théorique [Sag96]. Ces deux travaux ont notamment permis d'obtenir les premiers atomes froids de césium à l'Observatoire de Neuchâtel, de caractériser expérimentalement et théoriquement les processus de capture d'une trappe MOT, ainsi que d'étudier deux mécanismes d'entraînement sur le nuage (déséquilibre d'intensité lumineuse et magnéto-optique). Compte tenu des très faibles flux mesurés sur cette première génération d'expérience de démonstration, l'objectif de ce travail est d'augmenter considérablement le flux d'atomes froids, afin que cette source puisse être utilisée dans une géométrie de fontaine atomique dont les performances seraient identiques à la fontaine pulsée [CGS+96]. L'augmentation de flux passe notamment par un plus grand taux de capture de la source, mais surtout par des processus d'extraction plus efficaces, maximisant le flux atomique après un grand temps de vol.

1.3 Plan du mémoire

Le mémoire de ce travail de recherche expérimental est organisé en cinq chapitres principaux :

1. *Introduction générale*
   Ce premier chapitre retrace brièvement l'historique des recherches sur les effets mécaniques de la lumière et fixe les objectifs de ce travail.
2. *Dispositif expérimental*
   Le chapitre 2 est consacré à la description du dispositif expérimental. Nous avons distingué le système optique (fonctions et configurations

des différents faisceaux laser), du système à vide (enceinte à vide, cavité micro-onde, champs magnétiques).

3. *Entraînement magnéto-optique*

   Le chapitre 3 regroupe les mesures d'entraînement magnéto-optique effectuées soit sur le nuage résiduel d'atomes froids d'une trappe 2D-MOT (mesures pulsées), soit sur le jet continu d'atomes froids. Deux situations de champ magnétique sont considérées (champ fort et champ faible), laissant apparaître des coefficients d'entraînement différents. Ces mesures sont interprétées en termes de processus de refroidissement Doppler et sub-Doppler et sont confirmées par mesures de températures.

4. *Entraînement par mélasse mouvante*

   Dans le chapitre 4, nous discutons la méthode d'entraînement d'atomes froids par mélasse mouvante. Cette technique est la plus efficace que nous ayons testée. Le jet continu est extrait d'une source fonctionnant soit en mélasse optique soit en trappe 2D-MOT. Dans chaque cas, les températures sont inférieures à la limite de refroidissement Doppler et les flux sont sensiblement égaux. Des mesures préliminaires de refroidissement transversal additionnel 1D du jet continu montrent que sa densité peut être légèrement augmentée.

5. *Résonance magnétique à jet d'atomes*

   Finalement, dans le chapitre 5, nous analysons ces deux jets continus d'atomes froids (magnéto-optique et par mélasse mouvante) par la technique de résonance magnétique à jet d'atomes. Pour ce faire, nous utilisons une cavité de Ramsey de démonstration. Les mesures d'oscillations de Rabi et des franges de Ramsey démontrent le potentiel de cette source d'atomes froids comme source d'une fontaine atomique continue.

Suivant ces cinq chapitres, nous avons regroupé des informations plus spécifiques dans six annexes :

A. *Atome de césium*

   L'annexe A regroupe plusieurs paramètres physiques de l'atome de césium (masse, largeur naturelle, probabilités de transition, etc.)

B. *Calculs balistiques*

   Nous établissons dans l'annexe B les relations nécessaires au calcul de la température et de la vitesse initiale des atomes froids (nuage étendu et jet continu).

C. *Calculs de flux atomique*

Deux méthodes de calcul de flux atomique sont exposées dans l'annexe C (fluorescence absolue et rapport signal/bruit de fluorescence).

D. *Diodes laser*

Nous présentons, dans l'annexe D, deux types de diodes laser utilisées (cavité étendue et amplificateur optique), ainsi que la méthode d'asservissement de leur fréquence optique (absorption saturée).

E. *Liste de matériel*

Pour ne pas surcharger la lecture de ce mémoire, la liste du matériel utilisé fait l'objet de l'annexe E.

F. *Abréviations et symboles*

Les définitions des abréviations et des symboles utilisés dans ce travail sont répertoriées dans l'annexe F.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental, qui comprend d'une part la table optique (§ 2.1) sur laquelle nous préparons tous les faisceaux laser nécessaires au refroidissement atomique, à la production d'un jet continu et à son diagnostic, et d'autre part l'enceinte à vide (§ 2.2) où se déroule notre expérience de physique atomique. Ces deux éléments sont solidaires, car l'illumination de la cloche à vide par les faisceaux laser n'est pas guidée par des fibres optiques. L'ensemble est isolé des vibrations provenant du sol par un dispositif actif d'amortissement pneumatique.

La Fig. 2.1 schématise notre dispositif expérimental. La source d'atomes froids est constituée de trois paires de faisceaux de refroidissement, dont les pulsations sont décalées vers le rouge ($\Delta < 0$) par rapport à la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Un décalage supplémentaire entre faisceaux montants et descendants ($\delta \gtrless 0$) permet de lancer les atomes froids par mélasse mouvante. La propagation des faisceaux à 45° par rapport à l'axe vertical laissent la direction d'extraction du jet atomique (Oz) libre de tout faisceau laser. Un faisceau laser repompeur ($\nu_{34'}$) est mélangé au faisceau de refroidissement Ox. La source atomique peut fonctionner soit en mélasse optique, soit en trappe magnéto-optique anisotrope grâce au gradient de champ magnétique transversal produit par quatre fils conducteurs verticaux.

A la sortie de la source, les atomes froids du jet atomique peuvent être pompés optiquement dans les états $F = 4$ ou $F = 3$, grâce à un faisceau repompeur ($\nu_{34'}$) ou dépompeur ($\nu_{44'}$). Le diagnostic du jet continu est réalisé par la technique du temps de vol. Pour ce faire, nous modulons son intensité par un faisceau pousseur ($\nu_{45'}$) mélangé à un faisceau repompeur ($\nu_{34'}$). La détection optique est effectuée par fluorescence dans un faisceau sonde rétro-réfléchi ($\nu_{32'}$ ou $\nu_{45'}$). Sur la trajectoire du chute des atomes, nous disposons d'une cavité de Ramsey courte amovible pour le diagnostic du jet atomique par résonance magnétique (franges de Ramsey).

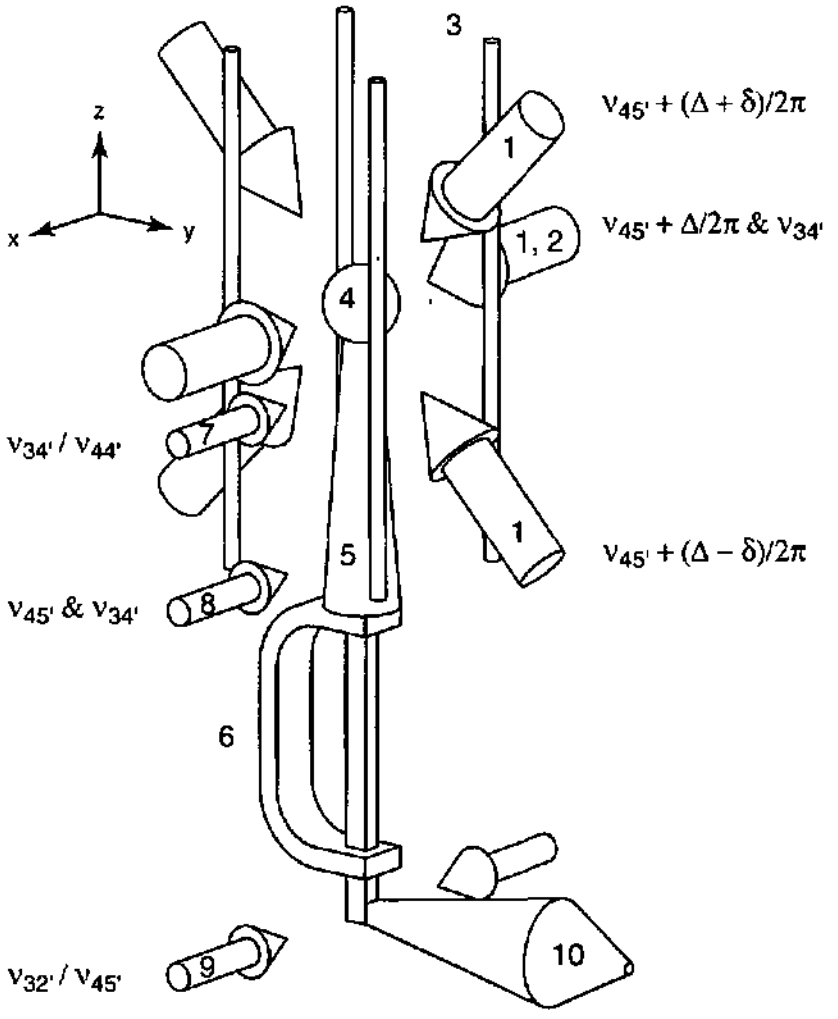


Fig. 2.1 – Schéma de principe de la source continue d'atomes froids et du dispositif de diagnostic du jet atomique.
1 : trois paires de faisceaux de refroidissement de la source ($\nu_{45'} + (\Delta \pm \delta)/2\pi$) ;
2 : faisceau repompeur de la source ($\nu_{34'}$) ;
3 : quatre fils conducteurs produisant le gradient de champ magnétique transversal ;
4 : source d'atomes froids (mélasse optique ou trappe magnéto-optique anisotrope) ;
5 : jet continu d'atomes froids ;
6 : cavité de Ramsey amovible.
7 : faisceau de pompage optique (repompeur $\nu_{34'}$ ou dépompeur $\nu_{44'}$) ;
8 : faisceau pousseur ou de refroidissement transversal additionnel ($\nu_{45'}$) mélangé à un faisceau repompeur ($\nu_{34'}$) ;
9 : faisceau sonde rétroréfléchi ($\nu_{45'}$ ou $\nu_{32'}$) ;
10 : détection optique par fluorescence.

2.1 Système optique

Nous avons regroupé les éléments de la table optique en cinq ensembles selon leur fonction. Les trois premiers concernent le refroidissement atomique, alors que les deux derniers permettent de caractériser les atomes froids :

- faisceaux de refroidissement
- faisceau repompeur
- illumination de l'enceinte à vide
- faisceau sonde
- faisceau pousseur

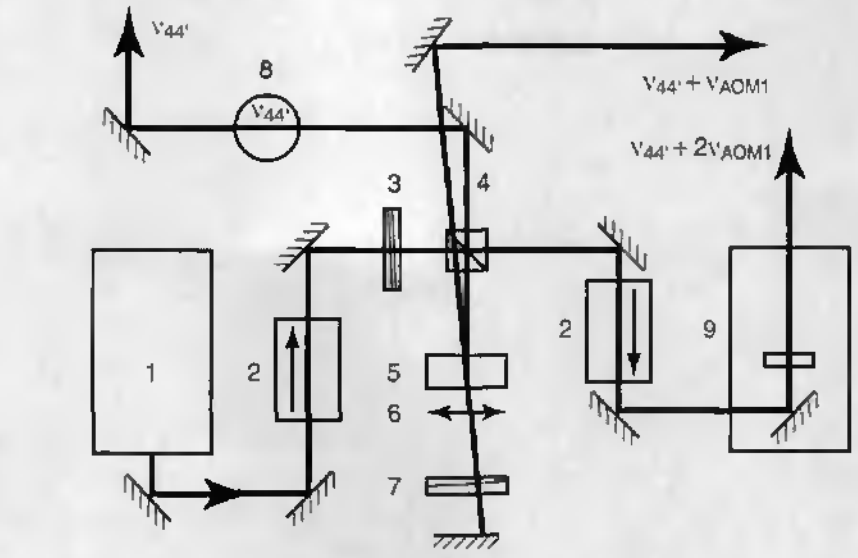
2.1.1 Faisceaux de refroidissement

Le refroidissement d'atomes par laser requiert notamment des faisceaux d'une dizaine de mW de puissance, de fréquence optique légèrement décalée vers le rouge par rapport à une transition atomique cyclante et de largeur spectrale inférieure à la largeur naturelle de cette transition. Dans le cas du césium nous utilisons la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ de largeur naturelle $\Gamma = 2\pi \cdot 5.21$ MHz (§ A). Pour disposer d'une source laser fine spectralement, mais néanmoins suffisamment puissante, nous combinons un laser maître (faible largeur spectrale) avec un amplificateur optique (forte puissance) (Fig. 2.2).

Le laser maître est constitué d'une diode laser Fabry-Perot[2.1] montée en cavité étendue ECLD (§ D.1). Nous estimons sa largeur spectrale à $2\pi \cdot$ 500 kHz [Lec98], soit nettement plus étroite que la largeur naturelle Γ ($\leq$ 10%). Par contre, sa puissance utile (30 mW) est trop faible pour créer une mélasse optique, compte tenu des diverses pertes supplémentaires en aval (décalage de fréquence, filtrage spatial, séparation des faisceaux).

Le faisceau issu de cette ECLD traverse tout d'abord un isolateur optique[2.2], qui limite le retour de réflexions lumineuses parasites (*feedback*) dans la diode. Il est rendu circulaire par une paire de prismes anamorphoseurs[2.3]. Nous décalons la fréquence optique du laser maître par un modulateur acousto-optique[2.4] AOM (*Acousto-Optic Modulator*), alimenté par une onde de fréquence ν_{AOM1} produite par un oscillateur réglable VCO[2.5] (*Voltage Controlled Oscillator*). Un oeil-de-chat, composé d'une lentille achromatique convexe[2.6] et d'un miroir plan, assure une rétroréflexion identique quel que soit ν_{AOM1}. La polarisation des faisceaux après la rétroréflexion est orthogonale à la polarisation incidente par un double passage à travers une lame quart-d'onde[2.7].

La portion du faisceau deux fois diffracté dans l'ordre -1 est asservie à la fréquence optique $\nu_{44'}$ par une colonne d'asservissement double (Fig. D.9). La fraction du faisceau ayant traversé la colonne (1 mW) sera utilisée comme



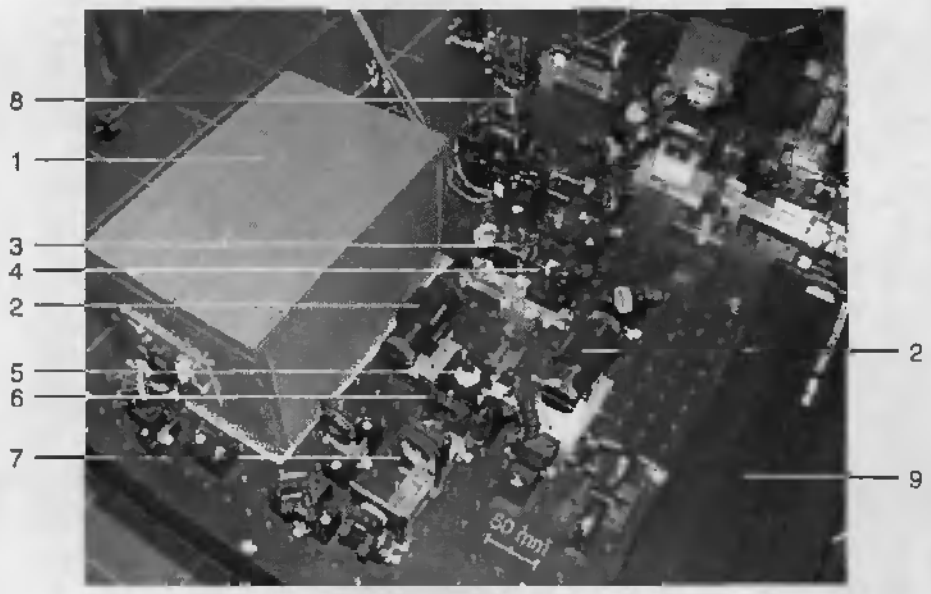


Fig. 2.2 – Montage optique des lasers de refroidissement. 1 : diode laser à cavité étendue ; 2 : isolateur optique ; 3 : lame demi-onde ; 4 : cube séparateur de polarisations ; 5 : modulateur acousto-optique ; 6 : lentille achromatique convexe ; 7 : lame quart-d'onde ; 8 : colonne d'asservissement ; 9 : amplificateur optique. Les faisceaux de fréquences $\nu_{44'} + 2\nu_{\mathrm{AOM1}}$, $\nu_{44'} + \nu_{\mathrm{AOM1}}$ et $\nu_{44'}$ sont destinés respectivement au refroidissement atomique, à l'injection du laser pousseur et au dépompage optique.

laser dépompeur (pompage optique de l'état fondamental $F = 4$ vers l'état fondamental $F = 3$). Un second faisceau est disponible après le double passage dans l'AOM1. Diffracté une seule fois dans l'ordre -1 lors du premier passage, ce faisceau est séparé spatialement du précédent. Sa puissance est de 0.3 mW et sa fréquence $\nu_{44'} + \nu_{\mathrm{AOM1}}$. Ce faisceau sera utilisé pour l'injection optique du laser pousseur (§ 2.1.5).

La fraction du laser maître non-déviée par le cube séparateur de polarisations[2.8] PBS (*Polarizing Beam Splitter*) (10 mW) est injectée dans la jonction d'un amplificateur optique (Fig. D.2) après avoir traversé un isolateur optique[2.2]. Le faisceau amplifié oscille sur le même mode que le laser maître. Sa puissance optique utile s'élève à 500 mW et son profil d'intensité est plus ou moins circulaire et homogène (§ D.2).

2.1.2 Faisceau repompeur

Au cours du processus de refroidissement, les atomes sont dépompés optiquement de manière naturelle de l'état fondamental $F = 4$ vers l'état fondamental $F = 3$. Comme ce dernier est découplé du rayonnement de refroidissement, nous irradions la mélasse optique avec un faisceau repompeur de fréquence $\nu_{34'}$, qui ramène ces atomes vers l'état fondamental $F = 4$.

La Fig. 2.3 schématise le montage optique du laser repompeur. Le faisceau provient d'une diode laser DBR[2.9] (*Distributed Bragg Reflector*). Après avoir traversé un isolateur optique[2.2] et une colonne d'asservissement, ce faisceau est filtré spatialement[2.10] ($\varnothing = 20\ \mu$m). L'agrandissement du faisceau (15×) est réalisé par une combinaison de deux télescopes[2.11]. Nous asservissons ce laser à la fréquence $\nu_{34'}$, la plus efficace pour le pompage optique de $F = 3$ vers $F = 4$. Deux faisceaux repompeur sont extraits de ce montage : l'un de petit diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 1$ mm), qui sera utilisé en combinaison du laser pousseur (§ 2.1.5), et l'autre de grand diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm), qui est nécessaire pour le refroidissement atomique dans la source.

2.1.3 Illumination de l'enceinte à vide

La géométrie que nous avons choisie pour réaliser la mélasse optique nécessite trois paires de faisceaux de refroidissement, de fréquence réglable, de profil d'intensité homogène et de grand diamètre. Le faisceau de fréquence $\nu_{44'} + 2\nu_{\mathrm{AOM1}}$ issu de l'amplificateur optique (Fig. 2.2) est tout d'abord réduit en taille par un télescope[2.12] ($\varnothing_{e^{-2}} \simeq 1$ mm), puis traverse un isolateur optique[2.13] (Fig. 2.4). Deux PBS séparent ce faisceau en trois dans un rapport de puissance 20 : 40 : 40. Le premier bras sera rétroréfléchi après passage dans la cloche à vide (faisceau horizontal), alors que les deux autres seront

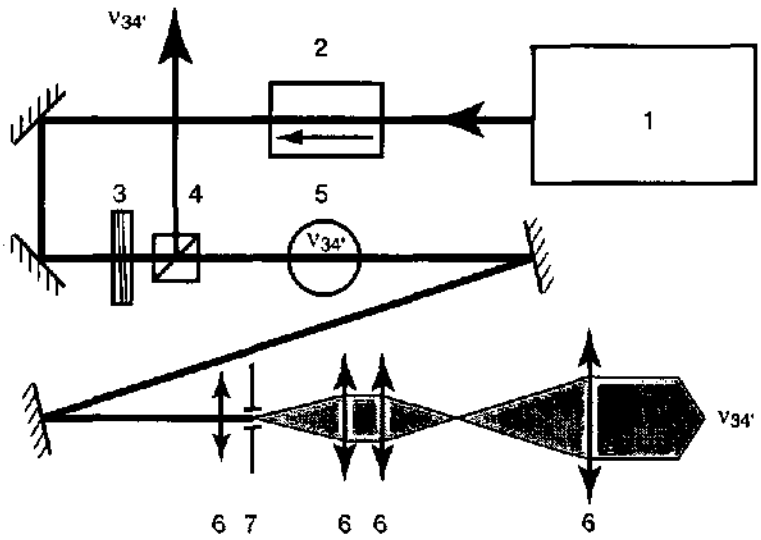


Fig. 2.3 – Montage optique du laser repompeur. 1 : diode laser DBR ; 2 : isolateur optique ; 3 : lame demi-onde ; 4 : cube séparateur de polarisations ; 5 : colonne d'asservissement ; 6 : lentilles achromatiques convexes et plano-convexes ; 7 : filtre spatial. Deux faisceaux de fréquence $\nu_{34'}$ sont disponibles, l'un de petit diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 1$ mm), l'autre de grand diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm).

encore séparés en deux et ne traverseront qu'une seule fois l'enceinte à vide (faisceaux montants et descendants).

La fréquence optique de chaque bras est ajustée par un modulateur acousto-optique[2.4], qui est alimenté par une onde produite par un synthétiseur de fréquence[2.14] et amplifié par un amplificateur de puissance large bande[2.15]. L'utilisation de fréquences pures s'est révélée primordiale pour la production d'un jet continu intense et froid[1]. Aucun asservissement en phase, ni référence externe de fréquence ne sont nécessaires entre ces trois synthétiseurs pour un refroidissement atomique optimal.

La technique d'entraînement atomique par mélasse mouvante (§ 4) requiert trois fréquences optiques différentes pour chaque paire de faisceaux de

[1]Dans une première étape, chacune des trois fréquences alimentant les AOM était produite par un oscillateur réglable VCO[2.5]. Ces trois fréquences étaient asservies en phase digitalement[2.16] (*Phase Locked Loop*). La comparaison de phase étant effectuée à 10 kHz, un peigne de bandes latérales s'ajoutait à la fréquence centrale (80 MHz). Ces franges étaient espacées de 10 kHz et atténuées par rapport à la porteuse de ≥ 20 dB. Comme la période associée à ces bandes latérales (100 μs) est typiquement de l'ordre de grandeur du temps d'amortissement des vitesses atomiques, les températures sub-Doppler visées n'ont jamais été atteintes. Nous avons donc abandonné cette méthode économique d'alimentation des AOM pour n'utiliser que des synthétiseurs de fréquences.

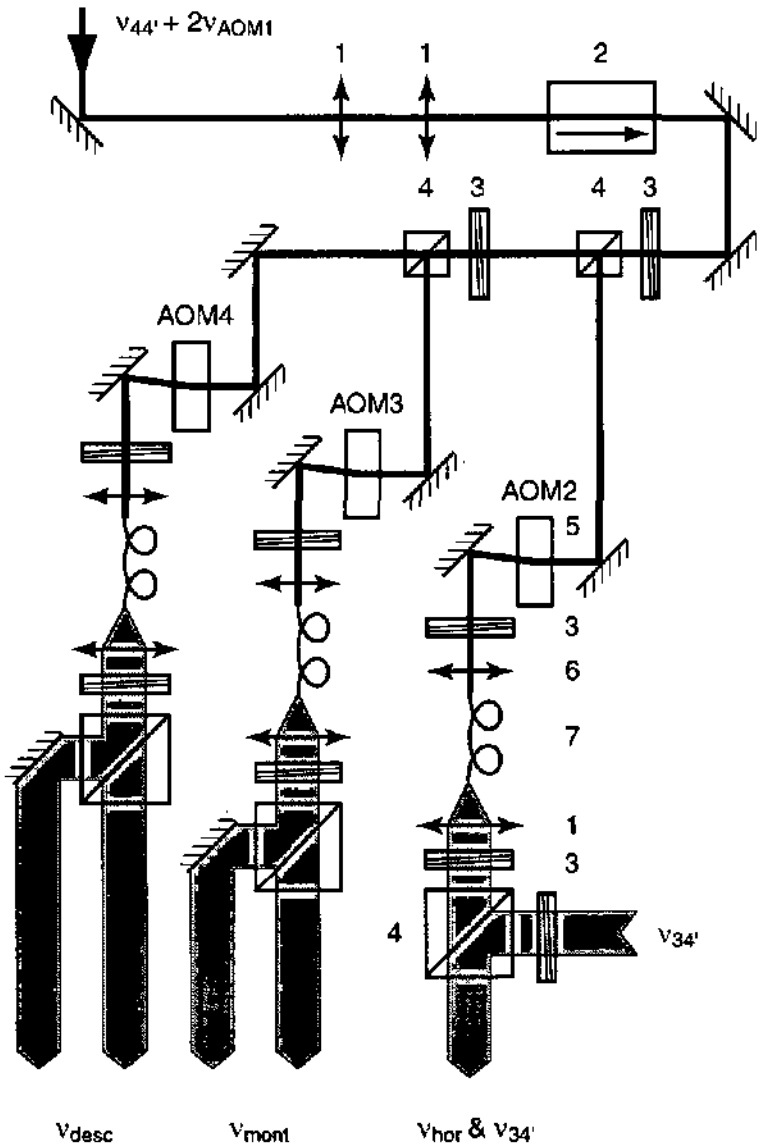


Fig. 2.4 – Montage optique de la séparation des faisceaux de refroidissement. 1 : lentille achromatique convexe ; 2 : isolateur optique ; 3 : lame demi-onde ; 4 : cube séparateur de polarisations ; 5 : modulateur acousto-optique ; 6 : lentille asphérique convexe ; 7 : fibre optique à maintien de polarisation. Le faisceau initial de fréquence $\nu_{44'} + 2\nu_{\mathrm{AOM1}}$ provient de l'amplificateur optique (Fig. 2.2). Les trois faisceaux sortants ont un profil d'intensité Gaussien, sont linéairement polarisés et réglables en fréquence (±25 MHz).

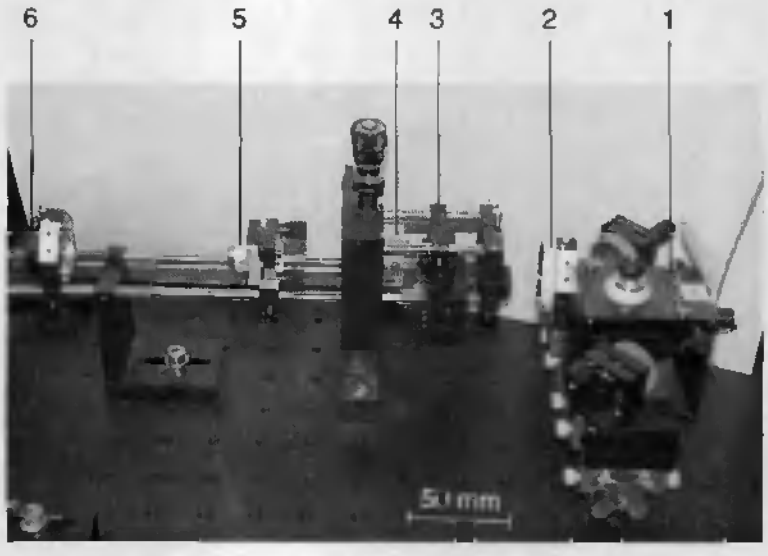


Fig. 2.5 – Montage optique du filtrage spatial des faisceaux de refroidissement. 1 : modulateur acousto-optique ; 2 : lame demi-onde ; 3 : lentille asphérique convexe ; 4 : entrée de la fibre optique ; 5 : sortie de la fibre optique ; 6 : lentille achromatique convexe.

refroidissement : horizontaux (ν_{hor}), montants (ν_{mont}) et descendants (ν_{desc}).

$$2\pi\nu_{\text{hor}} = 2\pi\nu_{45'} + \Delta \tag{2.1a}$$

$$2\pi\nu_{\text{mont}} = 2\pi\nu_{45'} + \Delta - \delta \tag{2.1b}$$

$$2\pi\nu_{\text{desc}} = 2\pi\nu_{45'} + \Delta + \delta \tag{2.1c}$$

où $\Delta < 0$ est le désaccord de pulsation global vers le rouge et $\delta \gtrless 0$ celui de mélasse mouvante. Par définition, les atomes sont lancés vers le bas pour $\delta > 0$. Dans le cas d'une extraction purement magnéto-optique (§ 3), les trois paires de faisceaux de refroidissement auront même fréquence ($\delta = 0$). En pratique nous asservissons la fréquence du laser maître à $\nu_{44'}$. L'ajustement de Δ est réalisé par la fréquence injecté à l'AOM1, alors celui de δ se fait par les fréquences des AOM3 et AOM4.

Pour améliorer la circularité et l'homogénéité des faisceaux de refroidissement, nous les filtrons spatialement par des fibres optiques à maintien de polarisation[2.17] (Fig. 2.5). Leur injection est réalisée par des lentilles asphériques convexes[2.18]. Malgré un recouvrement non-optimal des modes transversaux (faisceaux et fibres), la transmission des fibres atteint 50%. A leur sortie, les faisceaux divergents sont rendus parallèles ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm) par des lentilles achromatiques convexes[2.19].

La qualité du maintien de polarisation de la fibre optique est mesurée par le rapport d'extinction de polarisation PER (*Polarization Extinction Ratio*), donné par le rapport maximal des puissances optiques transmises selon

l'axe et orthogonalement à l'axe de biréfringence de la fibre. Pour superposer la polarisation d'entrée du faisceau et l'axe de biréfringence nous utilisons une lame demi-onde[2.7]. La technologie de ces fibres étant quelque peu obsolète (plus de 10 ans), la stabilité du maintien de polarisation ne dépasse pas PER $\leq$ 10 dB. C'est pourquoi nous polarisons en plus chacun des trois faisceaux par un PBS après leur télescope.

Les faisceaux montants et descendants sont séparés par des PBS dans un rapport 50 : 50 (erreur relative $< 2\%$). Le faisceau repompeur de grand diamètre (Fig. 2.3) est mélangé au faisceau horizontal par un PBS. A la sortie de la table optique nous disposons donc de cinq faisceaux de refroidissement, de fréquences et de puissances réglables, ainsi que d'un faisceau repompeur. Tous ont un profil d'intensité Gaussien circulaire ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm) et sont polarisés linéairement.

2.1.4 Faisceau sonde

Nous détectons les atomes froids, soit entraînés de manière continue en jet, soit lâchés de la source de manière pulsée, par fluorescence dans un faisceau sonde. Ce faisceau est issu d'une diode laser Fabry-Perot spécialement traitée anti-reflets[2.20] et montée en cavité étendue ECLD (§ D.1). Il est rendu circulaire et réduit en diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 1$ mm) par une paire de prismes anamorphoseurs[2.3], puis traverse un isolateur optique[2.13] (Fig. 2.6). Nous asservissons sa fréquence optique soit à $\nu_{32'}$ (détection d'atomes $F = 3$), soit à $\nu_{45'}$ (détection d'atomes $F = 4$).

Après la colonne d'asservissement le faisceau est injecté dans une fibre optique à maintien de polarisation[2.21] par l'intermédiaire d'un coupleur préaligné commercial[2.22]. Sa transmission vaut 40% et son rapport d'extinction de polarisation PER = 23 dB. En sortie de fibre le faisceau est rendu parallèle ($\varnothing_{e^{-2}} = 7.8$ mm) par une lentille plano-convexe[2.23]. Un partie du chemin optique du faisceau sonde étant à l'air libre, nous atténuons son bruit d'intensité (convection thermique) en réduisant le volume d'air le long du chemin optique non-fibré par des tubes en carton ($\varnothing = 20$ mm).

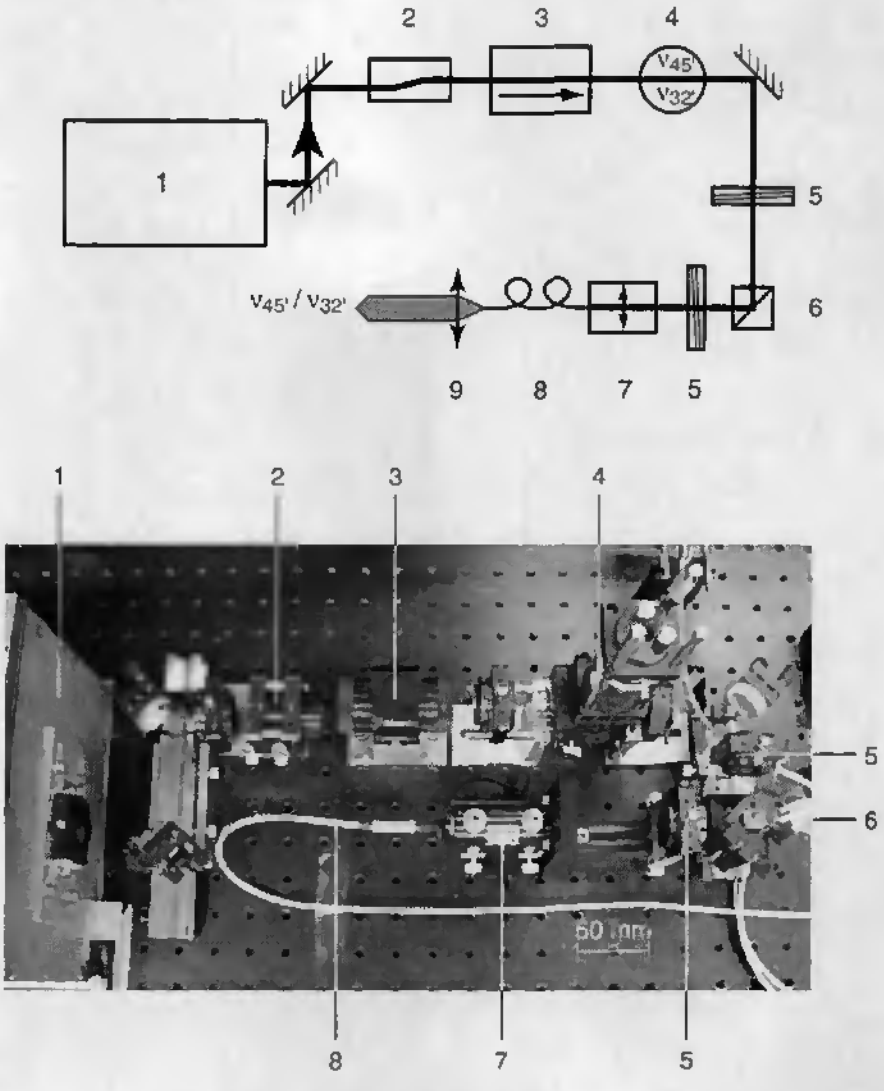


Fig. 2.6 – Montage optique du laser sonde. 1 : diode laser à cavité étendue ; 2 : prismes anamorphoseurs ; 3 : isolateur optique ; 4 : colonne d'asservissement ; 5 : lame demi-onde ; 6 : cube séparateur de polarisations ; 7 : coupleur fibre optique ; 8 : fibre optique à maintien de polarisation ; 9 : lentille plano-convexe. Le faisceau sortant a un profil d'intensité Gaussien, est circulaire ($\varnothing_{e^{-2}} = 7.8$ mm), linéairement polarisé et de fréquence $\nu_{45'}$ ou $\nu_{32'}$.

2.1.5 Faisceau pousseur

Afin d'utiliser la technique du temps-de-vol sur le jet continu d'atomes froids (§ B.2), nous avons monté un laser supplémentaire de diagnostic. Ce faisceau pousseur hache le jet atomique en fines tranches. Sa fréquence optique doit être de préférence celle d'une transition atomique cyclante pour une efficacité maximale (dans notre cas $\nu_{45'}$). Comme nous destinons également ce faisceau au refroidissement transversal additionnel du jet continu (§ 4.5), nous avons gardé la liberté de pouvoir ajuster sa fréquence.

Ce faisceau pousseur provient d'une diode laser Fabry-Perot[2.1] injectée optiquement [Sie86] par le faisceau de fréquence $\nu_{44'} + \nu_{\mathrm{AOM1}}$ (Fig. 2.2). Après avoir traversé un isolateur optique[2.2], nous décalons sa fréquence par un modulateur acousto-optique[2.4] utilisé en double-passe (Fig. 2.7). Cet AOM5 est alimenté par un oscillateur réglable VCO[2.5]. L'oeil de chat du double passage est réalisé par une lentille plano-convexe[2.24] et un miroir plan. En ajustant la fréquence injectée dans l'AOM5, la fréquence optique du faisceau pousseur est telle que $\nu_{44'} + \nu_{\mathrm{AOM1}} + 2\nu_{\mathrm{AOM5}} = \nu_{45'}$.

Le filtrage spatial et le transport du faisceau pousseur jusqu'à l'enceinte à vide sont réalisés par une fibre optique à maintien de polarisation[2.21]. Sa transmission atteint 52% et son rapport d'extinction de polarisation PER = 28 dB. Le faisceau divergent en sortie de fibre est rendu parallèle ($\varnothing_{e^{-2}} = 7.8$ mm) par une lentille plano-convexe[2.19]. Pour assurer une bonne efficacité du faisceau pousseur, nous lui mélangeons un bras de faisceau repompeur (Fig. 2.3). La taille du faisceau repompeur est ajustée à celle du faisceau pousseur par un télescope agrandissant, mais sans filtrage spatial, car la qualité du profil de ce faisceau n'est pas primordiale (pompage optique).

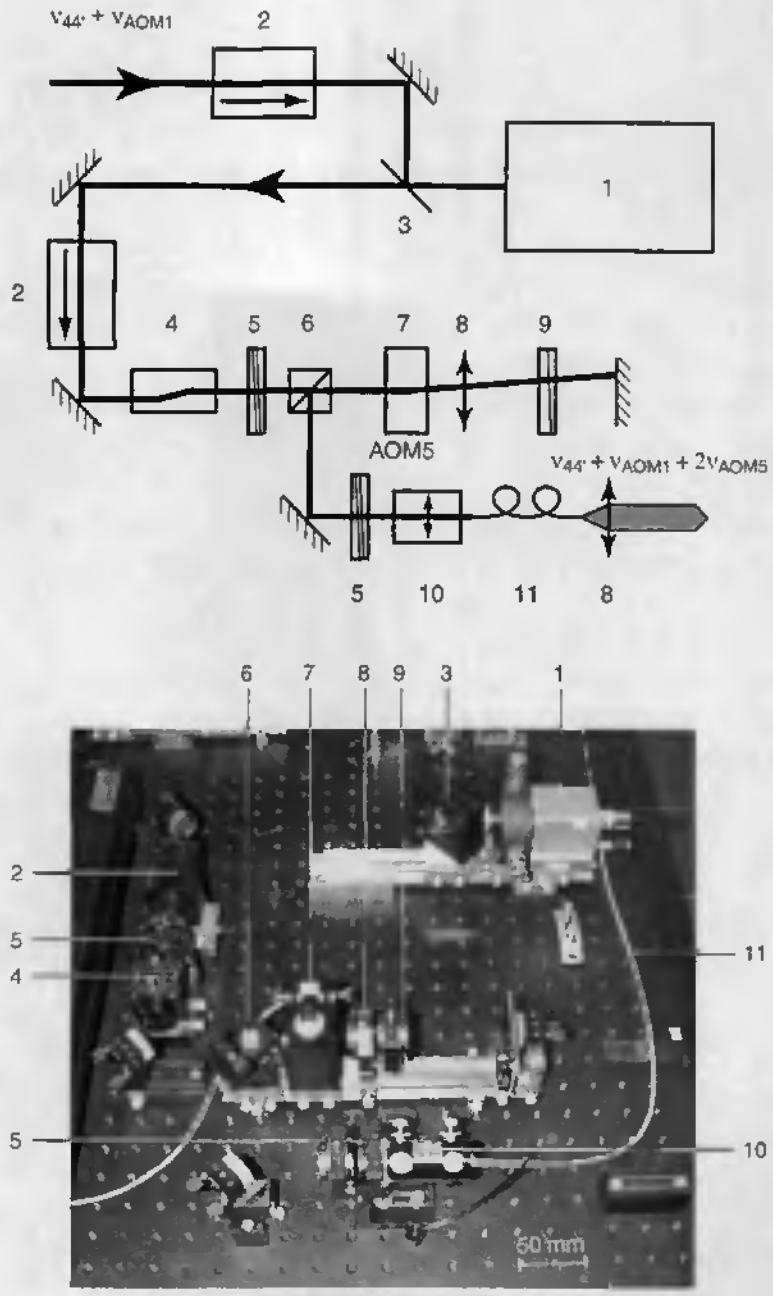


Fig. 2.7 – Montage optique du laser pousseur. 1 : diode laser injectée; 2 : isolateur optique; 3 : lame de verre; 4 : prismes anamorphoseurs; 5 : lame demi-onde; 6 : cube séparateur de polarisations; 7 : modulateur acousto-optique; 8 : lentille achromatique convexe; 9 : lame quart-d'onde; 10 : coupleur fibre optique; 11 : fibre optique à maintien de polarisation. Le faisceau de fréquence $\nu_{44'} + \nu_{AOM1}$ provient du montage optique des faisceaux de refroidissement (Fig. 2.2). La fréquence du faisceau sortant est $\nu_{44'} + \nu_{AOM1} + 2\nu_{AOM5}$.

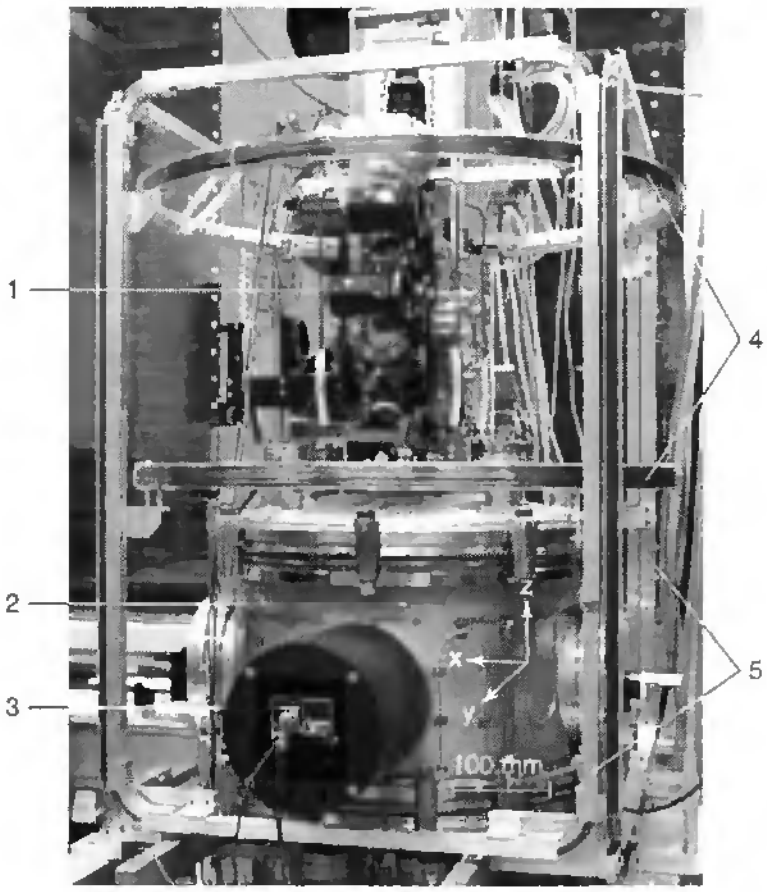


Fig. 2.8 – Vue de profil de l'enceinte à vide : la « croix » (1) constitue la source d'atomes froids, alors que la « cuve » (2) est le lieu de diagnostic des atomes froids. Nous distinguons d'autre part le système de détection optique (3), les bobines de compensation de champ magnétique longitudinal (4) et transversal (5).

2.2 Système à vide

Dans cette section, nous avons regroupé les principaux éléments du système à vide (Fig. 2.8) dans laquelle se déroule notre expérience de physique atomique :

- enceinte à vide
- cavité micro-onde
- système de détection optique
- champ magnétique uniforme
- gradient de champ magnétique

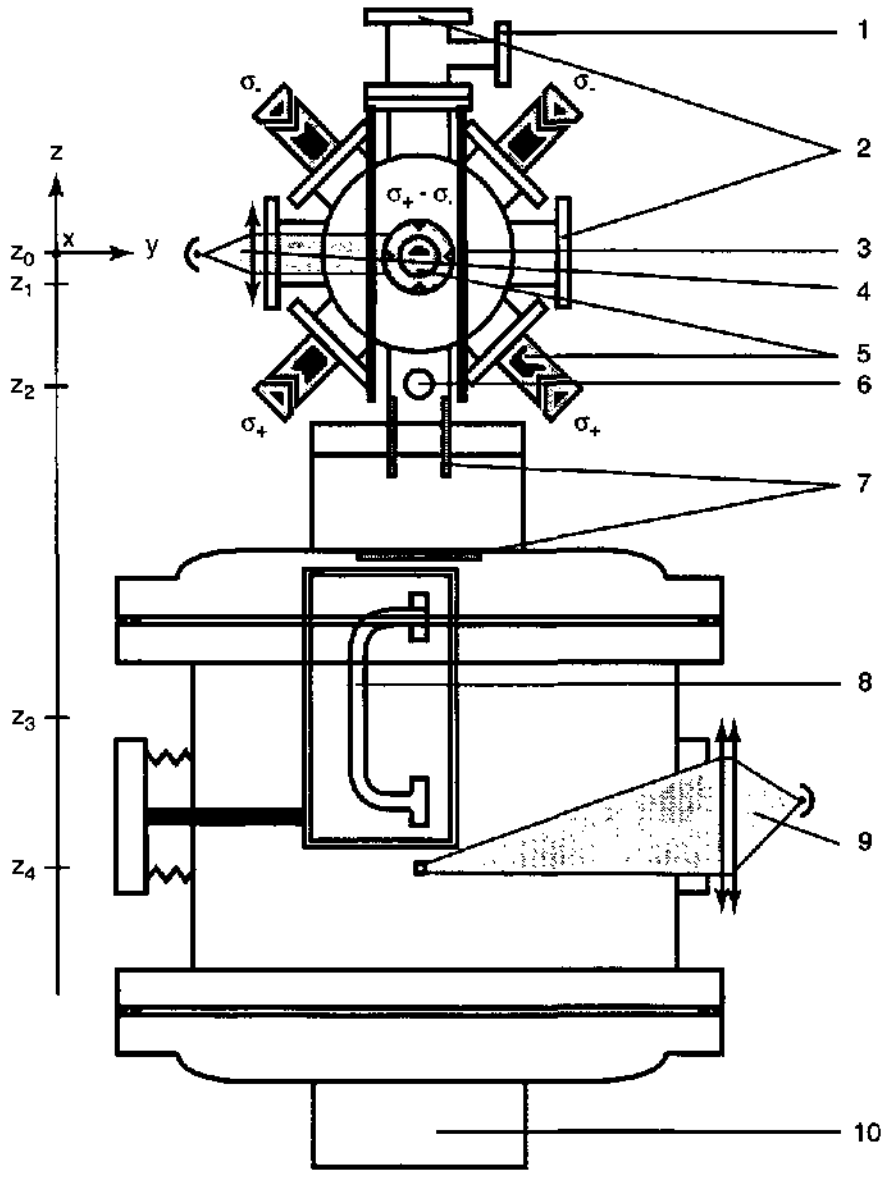


Fig. 2.9 – Vue arrière de l'enceinte à vide (échelle 1 : 5). 1 : conduit d'amenée de césium ; 2 : hublots d'observation ; 3 : fils conducteurs produisant le gradient de champ magnétique transversal ; 4 : détection optique de fluorescence de la source ; 5 : faisceaux de refroidissement ; 6 : hublot de diagnostic ; 7 : éléments de pompage passif de césium thermique (graphite) ; 8 : cavité micro-onde amovible (soufflet souple) avec double blindage magnétique ; 9 : détection optique de fluorescence pour temps-de-vol ; 10 : conduit de pompage à vide. Pour ne pas surcharger ce dessin, nous n'avons pas représenté les bobines de compensation de champ magnétique (Fig. 2.8). Les altitudes z_i sont résumées dans le Tab. 2.1.

Description	*Symbole*	*Valeur*
Centre de la source	z_0	0 mm
Sortie de la source	z_1	-20 mm
Faisceau pousseur	z_2	-86 mm
Centre de la cavité de Ramsey	z_3	-292 mm
Faisceau sonde	z_4	-393 mm

Tab. 2.1 – Altitudes z_i de la Fig. 2.9 mesurées mécaniquement.

2.2.1 Enceinte à vide

L'enceinte à vide est composée de deux chambres séparées, mais connectées entre elles : la « croix » (partie supérieure) et la « cuve » (partie inférieure) (Fig. 2.9). Si la croix a été spécialement conçue pour notre expérience actuelle et constitue donc une évolution majeure du dispositif, la cuve a subie peu de modifications par rapport aux travaux antérieurs [Dud96, Sag96].

1. *La croix*

   La croix est la partie supérieure de l'enceinte à vide où se déroule le refroidissement d'atomes par laser. Elle comporte huit passages CF40[2.25] (Fig. 2.10) disposés en octogone : sept d'entre eux sont fermés par des hublots (quatre faisceaux de refroidissement à 45°, deux caméras CCD infrarouges[2.26] et un photo-détecteur[2.27] mesurant la fluorescence de la source), alors que la huitième ouverture sert à connecter la croix à la cuve. Cet orifice est d'autre part situé sur la trajectoire de chute des atomes froids. Deux autres hublots CF63 sont utilisés par les faisceaux de refroidissement horizontaux. Sous la source, une paire de hublots CF16 permet d'agir sur les atomes froids en chute libre (pousseur, refroidissement transversal, pompage optique).

2. *La cuve*

   La cuve est la partie inférieure de l'enceinte à vide et sert au diagnostic des atomes froids en chute libre. Elle comporte quatre ouvertures latérales : trois sont fermés par des hublots CF100 et la quatrième par un soufflet souple. Ce dernier permet de positionner ou de retirer la cavité micro-onde de l'axe de chute des atomes. Les trois hublots sont utilisés pour la détection optique par fluorescence.

Avant de pénétrer dans l'enceinte à vide (croix et cuve), nous ajustons la polarisation des faisceaux laser par des lames quart-d'onde et demi-onde[2.7]. Relevons encore que tous les éléments nécessaires à la réalisation de la trappe magnéto-optique (miroirs, lames, fils conducteurs pour gradient de champ magnétique) sont situés à l'extérieur de l'enceinte à vide. L'alignement et la

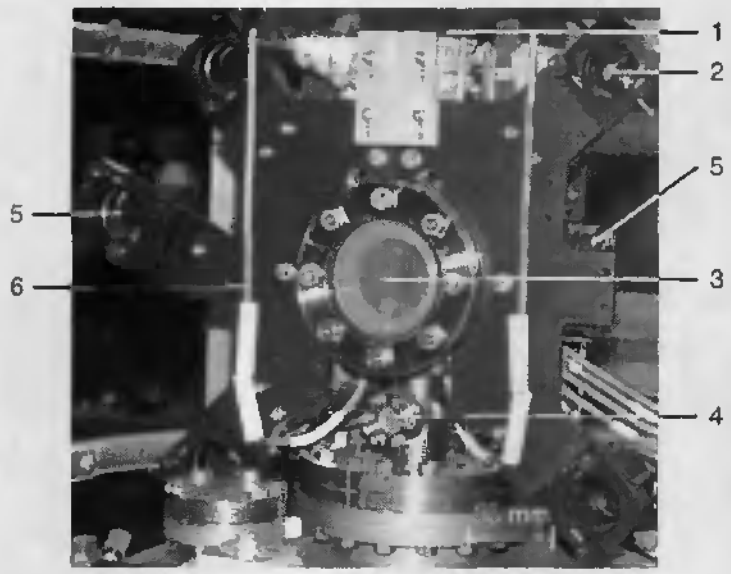


Fig. 2.10 – Vue avant de la croix. La vapeur de césium thermique est amenée dans la source par le conduit (1). Quatre faisceaux laser de refroidissement pénètrent dans la croix par les miroirs à 45°(2), les deux autres par les hublots (3) (rétroréflexion à l'extérieur de l'enceinte à vide). Les hublots (4) permettent d'agir sur les atomes froids en chute libre. La source est observée au moyen de deux caméras infrarouges par les hublots (5). Les fils conducteurs (6) produisent le gradient de champ magnétique transversal.

superposition des faisceaux de refroidissement sont ainsi mieux contrôlables.

Le vide de l'enceinte est assuré par une pompe ionique[2.28] montée sous la cuve. Le niveau de vide que nous atteignons ($2 - 5 \cdot 10^{-8}$ hPa), qui est suffisant pour du refroidissement atomique, semble être limité par le dégazage de certains matériaux : acier inox de la cuve, isolant Kapton® pour les spires du champ $\vec{B}_C$ (§ 2.2.2), Viton® pour certains joints d'étanchéité.

La vapeur de césium thermique est introduite par la croix. Nous réglons sa pression partielle en ajustant sa température par un élément Peltier. Le conduit acheminant cette vapeur est chauffé pour limiter l'adsorption sur les parois froides. La pression partielle de césium ($1 - 3 \cdot 10^{-8}$ hPa) est mesurée par l'absorption relative d'intensité d'un faisceau laser balayant les transitions hyperfines $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$.

D'autre part, pour éviter que la vapeur thermique de césium ne remplisse la zone de détection, nous avons disposé des chicanes en graphite[2] entre la croix et la cuve (cylindre creux et plaque horizontale percée). La pression partielle de césium est ainsi réduite d'un facteur 50 entre ces deux chambres, ce qui permet d'augmenter d'autant le rapport signal/bruit de la lumière de fluorescence des atomes froids dans la zone de détection.

[2]Le graphite adsorbe très efficacement le césium (pompage passif : effet de *getter*)

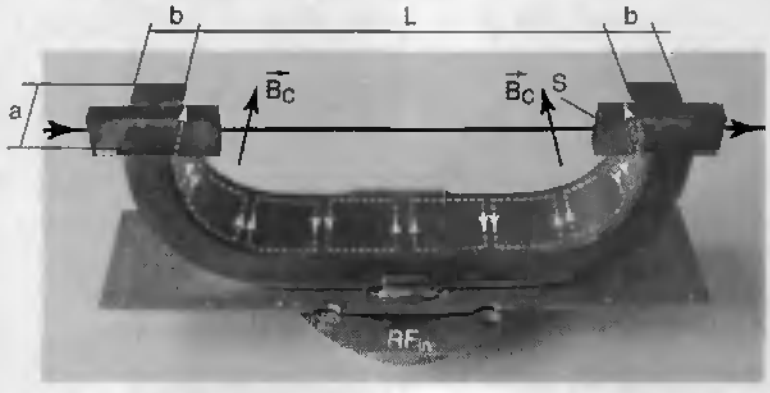


Fig. 2.11 – Cavité de Ramsey de type *E-bend* (TE_{108}). Les lignes traitillés blanches symbolisent les lignes de champ magnétique $\vec{B}_{RF}$ et la ligne épaisse noire représente les trajectoires atomiques. Les principales dimensions géométriques sont résumées dans le Tab. 2.2. Quatre guides d'onde sous la coupure sont montés sur les ouvertures atomiques pour empêcher les fuites micro-onde de la cavité. Le champ magnétique uniforme $\vec{B}_C \parallel \vec{B}_{RF}$ est produit par un solénoïde rectangulaire court. Les deux blindages magnétiques entourant la cavité, de même que ce solénoïde, ont été retirés pour la photo.

Description	*Symbole*	*Valeur*	
Largeur intérieure d'un bras	a	22.9	mm
Longueur intérieure d'un bras	b	10.2	mm
Distance entre les deux bras	L	122	mm
Surface d'une ouverture atomique	S	5×3	mm^2

Tab. 2.2 – Principales dimensions géométriques de la cavité de Ramsey (Fig. 2.11).

2.2.2 Cavité micro-onde

Pour les mesures de résonance magnétique sur le jet d'atomes froids (§ 5), nous utilisons une cavité de Ramsey [VA89] en guise de résonateur micro-onde (Fig. 2.11). Elle est issue d'un tube industriel à jet thermique de césium [BTS86]. Ce guide d'onde de type *E-bend* (pliage dans le plan du champ électrique) comporte neuf ventres de l'onde stationnaire (TE_{108}). Le champ magnétique oscillant $\vec{B}_{RF}$ est perpendiculaire aux trajectoires atomiques, mais parallèle au champ uniforme $\vec{B}_C$ (axe de quantification). Cette condition est nécessaire pour induire les transitions dipolaires magnétiques recherchées pour un étalon de fréquence ($\Delta F = 1$, $\Delta m_F = 0$). La micro-onde injectée dans la cavité de Ramsey est produite par un synthétiseur de fréquence[(2.29)] asservi sur une référence de fréquence externe[(2.30)].

Pour laisser passer les atomes, quatre orifices rectangulaires sont percés dans le guide d'onde principal (WR90). Afin d'éviter les fuites micro-ondes hors de la cavité, quatre guides d'onde sous la coupure (WR42) sont montés

sur ces ouvertures. Les principales dimensions géométriques de cette cavité sont résumées dans le Tab. 2.2.

Deux blindages magnétiques, qui ne sont pas représentés sur la Fig. 2.11, limitent les perturbations magnétiques extérieures. A l'intérieur du premier blindage, un solénoïde rectangulaire court produit le champ magnétique uniforme $\vec{B}_C$. Son sens est ajusté par la polarité de son courant électrique.

2.2.3 Système de détection optique

Les atomes froids en chute libre sont détectés par fluorescence dans le faisceau sonde. Celui-ci se propage dans la direction Ox et est rétroréfléchi à l'extérieur de la cuve (Fig. 2.12). Bien que sa polarisation soit réglable (lames quart-d'onde[2.7] avant et après la cuve), l'onde stationnaire de détection sera toujours polarisée $\sigma_+ - \sigma_-$ dans ce travail. Une fraction de la lumière totale de fluorescence (angle solide de détection $\Omega_{det} \simeq 1\%$) est collectée perpendiculairement au faisceau sonde (Oy). Pour ce faire nous utilisons une paire de lentilles de Fresnel, placées à l'extérieur de la cuve, faisant l'image de l'intersection faisceau sonde – jet d'atomes froids sur un photo-détecteur rapide[2.31] APD (*Avalanche Photo Diode*). Par le diamètre de détection de l'APD ($\varnothing = 3$ mm) et le rapport d'agrandissement des lentilles de Fresnel[2.32] (3.6), nous estimons le volume de fluorescence détecté à 1 cm^3.

La lumière de fluorescence arrivant sur l'APD étant convergente (demi-angle du cône $\theta_{max} = 35°$), nous ne pouvons pas utiliser de filtre interférentiel[2.33] pour limiter la lumière parasite large-bande sur le photo-détecteur. En effet, la fonction de transfert d'un tel filtre est carrée sur une plage d'angle d'incidence $\theta_i = \pm 7.5°$ (transmission 80%). Nous veillons donc à obscurcir autant que possible la chambre de détection (caches autour des hublots et filtre interférentiel sur l'axe du faisceau sonde). Néanmoins, une quantité importante de lumière parvient sur l'APD par des réflexions parasites du faisceau sonde (hublots, cavité de Ramsey), ce qui limite actuellement le rapport signal/bruit de la fluorescence atomique.

2.2.4 Champ magnétique uniforme

Le refroidissement d'atomes et leur entraînement sous forme d'un jet continu requiert un bon contrôle du champ magnétique uniforme, en particulier au niveau de la source. Trois paires de bobines compensent le champ magnétique ambiant, principalement dominé par le champ terrestre ($B_\parallel = 42\ \mu$T et $B_\perp = 22\ \mu$T), mais permettent également d'appliquer un champ supplémentaire rendu nécessaire pour l'entraînement magnéto-optique d'atomes froids (§ 3).

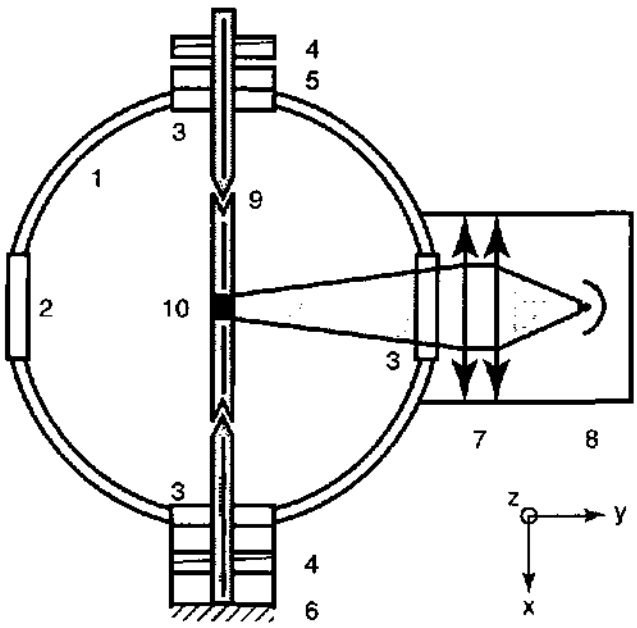


Fig. 2.12 – Vue de haut du système de détection optique d'atomes froids par fluorescence dans le faisceau sonde. 1 : cuve; 2 : soufflet souple; 3 : hublot; 4 : lame quart-d'onde; 5 : filtre interférentiel; 6 : miroir; 7 : lentilles de Fresnel; 8 : photo-détecteur APD; 9 : faisceau sonde; 10 : volume de fluorescence atomique détecté.

Le champ longitudinal $B_z\vec{e}_z$ est produit par deux bobines circulaires en configuration Hehnholtz centrées sur la source (Fig. 2.8). Sur la taille de la source ($\Delta z = \pm 20$ mm), la variation relative calculée de B_z est faible ($\Delta B_z/B_z < 10^{-4}$). De plus, en raison de la symétrie cylindrique des bobines, ce champ ne possède aucune composante transversale sur l'axe Oz, même hors de la source.

Le champ transversal ($B_x\vec{e}_x + B_y\vec{e}_y$) est généré par deux paires de bobines rectangulaires, décentrées par rapport à la source (Fig. 2.8). La variation relative calculée de chacune de ces composantes de champ atteint $\Delta B_{x,y}/B_{x,y} < 0.5\%$ sur la taille de la source. D'autre part, le décentrage de l'axe des bobines par rapport à la source induit une composante longitudinale B'_z parasite proportionnelle à l'éloignement de l'axe Oz. Pour les valeurs typiques de champ transverse que nous compensons, cette perturbation reste toutefois négligeable sur la taille de la source par rapport au champ contrôlé B_z ($B'_z/B_z < 1\%$).

2.2.5 Gradient de champ magnétique

Le fonctionnement d'une trappe magnéto-optique (MOT) requiert un gradient de champ magnétique b dans la zone d'intersection des faisceaux de refroidissement. Comme nous cherchons à extraire les atomes froids de manière continue sans le déclencher, aucune force de rappel magnéto-optique ne doit être appliquée dans la direction d'extraction (Oz). Nous avons donc opté pour une géométrie de gradient purement transversal (plan Oxy).

L'arrangement des conducteurs est similaire à celle utilisée par Riis *et al.* pour la compression 2D d'un jet atomique pré-ralenti [RWMC90]. Quatre fils conducteurs rectilignes (plus quatre conducteurs de retour) sont disposés verticalement en rectangle autour de la source et à l'extérieur de l'enceinte à vide (Fig. 2.9). Un courant électrique circule dans chaque conducteur avec une polarité opposée pour deux conducteurs adjacents. Le courant pouvant atteindre 250 A, nous devons les refroidir par une circulation interne d'eau. Sur l'axe Oz, et sur toute la hauteur de la trappe anisotrope 2D-MOT, le gradient est purement transversal et atteint $b \leq 125$ mT/m au courant maximum.

Chapitre 3

Entraînement magnéto-optique

Les premières mesures d'entraînement magnéto-optique (MO) ont été réalisées à 1D par déflexion d'un jet thermique de césium [VGYP92]. A partir d'une trappe magnéto-optique anisotrope (2D-MOT), ce mécanisme d'entraînement a permis de communiquer une vitesse initiale à un nuage d'atomes froids [DSBT96], mais également de produire un jet continu d'atomes froids [WAVD97].

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord brièvement les mécanismes de refroidissement atomique Doppler et sub-Doppler, ainsi que les mécanismes d'entraînement MO Doppler et sub-Doppler (§ 3.1). Nous présenterons ensuite deux types de mesures expérimentales d'entraînement MO : celles obtenues sur le nuage résiduel d'atomes froids contenu dans la trappe 2D-MOT (§ 3.2) et celles acquises directement sur le jet continu (JC) d'atomes froids (§ 3.3). Finalement, nous discuterons les effets de quelques paramètres optimisant son flux atomique (§ 3.4).

3.1 Principe de base

3.1.1 Refroidissement atomique

Considérons le cas d'un atome à deux niveaux de masse m et de vitesse v plongé dans une onde stationnaire électromagnétique 1D (Fig. 3.1). Celle-ci est créée par deux ondes planes contre-propageantes de nombre d'ondes $k_\pm$, de pulsation $\omega_\pm$ et de polarisation $\vec{e}_\pm$. Comme les pulsations optiques $\omega_\pm$ sont décalées vers le rouge par rapport à la pulsation de Bohr ω_0 de l'atome ($\Delta_\pm = \omega_\pm - \omega_0 < 0$), celui-ci subit une pression de radiation plus importante par l'onde contre-propageante (force F_-) que par l'onde propageante (force F_+) (effet Doppler). Les équations de Bloch optiques [CTDRG88] donnent

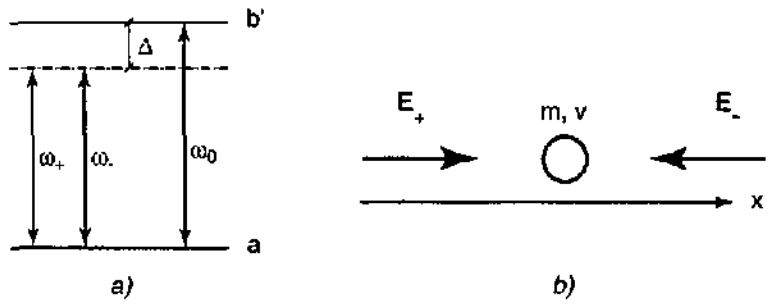


Fig. 3.1 – Atome à deux niveaux plongé dans une onde stationnaire 1D.
a) Diagramme énergétique : ω_0 est la pulsation de Bohr de l'atome et $\omega_\pm$ les pulsations optiques des deux faisceaux laser désaccordés vers le rouge (Δ).
b) Atome (masse m et vitesse v) plongé dans l'onde stationnaire 1D : les deux ondes planes $E_\pm$ ont pour nombre d'onde $k_\pm$, pulsations $\omega_\pm$ et polarisations $\vec{e}_\pm$.

l'expression de ces deux forces $F_\pm$, la force totale F_{tot} étant leur somme vectorielle :

$$F_{\text{tot}} = \hbar k \Gamma \left[\frac{\beta_+}{1 + 2\beta_+ + 4\left(\frac{\tilde{\Delta}_+}{\Gamma}\right)^2} - \frac{\beta_-}{1 + 2\beta_- + 4\left(\frac{\tilde{\Delta}_-}{\Gamma}\right)^2} \right] \tag{3.1}$$

où $\beta_\pm$ sont les intensités lumineuses normalisées (§ A.3) et $\tilde{\Delta}_\pm$ les désaccords effectifs. Pour un refroidissement sans mécanisme d'entraînement, $\tilde{\Delta}_\pm$ ne tient compte que du désaccord $\Delta_\pm$ et de l'effet Doppler :

$$\tilde{\Delta}_\pm = \Delta_\pm \mp kv \tag{3.2}$$

Avec un désaccord laser vers le rouge ($\Delta_\pm < 0$), la force totale F_{tot} est toujours opposée à la vitesse atomique v. A intensités égales ($\beta_+ = \beta_-$), la force s'annule pour $\tilde{\Delta}_+ = \tilde{\Delta}_-$, soit $v = 0$ pour des désaccords égaux ($\Delta_+ = \Delta_-$). Les atomes sont donc ralentis et refroidis dans un référentiel immobile par rapport au laboratoire. La borne inférieure de température T_{D} atteinte par ce mécanisme de refroidissement Doppler est liée au taux d'émission spontanée Γ [WI79] :

$$k_B T_{\text{D}} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \tag{3.3}$$

Pour le césium, la température limite Doppler vaut $T_{\text{D}} = 127\ \mu\text{K}$.

D'autres mécanismes de refroidissement permettent de franchir cette limite Doppler T_{D} : refroidissement « Sisyphe » et refroidissement par « orientation » [DCT89]. Les deux sont dus à la présence d'un gradient de polarisation dans l'onde stationnaire, en interaction avec un atome dont le niveau fondamental est dégénéré (Sisyphe : $J \geq 1/2$; orientation : $J \geq 1$).

1. *Refroidissement Sisyphe*[1]

   La polarisation des deux ondes planes lin ⊥ lin crée le gradient de polarisation de l'onde stationnaire. L'effet sur un atome $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ est une modulation sinusoïdale en opposition de phase des déplacements lumineux (*light-shift*) de ses deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux $m_J = \pm 1/2$. Un tel atome en mouvement, qui franchit ce puit de potentiel lumineux, convertit en partie son énergie cinétique en énergie potentielle. Au sommet du puit, nous pouvons le forcer à effectuer la transition vers l'autre sous-niveau Zeeman fondamental d'énergie inférieure en ajustant de manière optimale le taux de pompage optique (puissance, désaccord et polarisation). Le bilan énergétique de l'atome lors d'un cycle ralentissement – pompage optique est négatif, indiquant qu'il a cédé de l'énergie au rayonnement (refroidissement atomique).

2. *Refroidissement par orientation*

   Les polarisations des deux ondes planes sont $\sigma_+ - \sigma_-$, ce qui génère également un gradient de polarisation de l'onde stationnaire (polarisation linéaire tournante). Pour un atome $J = 1 \rightarrow J' = 2$, les déplacements lumineux de ses trois sous-niveaux Zeeman $m_J = 0, \pm 1$ sont constants (plus de modulation spatiale). Par contre, en se déplaçant dans une telle polarisation tournante, l'axe de quantification de l'atome subit une rotation. Les états propres de l'Hamiltonien d'interaction lumière – atome en deux points différents de l'espace ne sont donc pas identiques. En se plaçant dans le référentiel tournant à la vitesse angulaire $\omega_{\text{rot}} = kv$, l'axe de quantification est stationnaire, mais un terme inertiel supplémentaire apparaît dans l'Hamiltonien d'interaction ($V_{\text{rot}} = \omega_{\text{rot}} J_z$). Celui-ci engendre une différence de population entre les sous-niveaux Zeeman $m_J = \pm 1$, qui est proportionnelle à kv/Δ (orientation atomique). L'atome en mouvement subit donc un déséquilibre de pression de radiation entre les ondes σ_+ et σ_-. Selon l'arrangement des polarisations et le signe du désaccord Δ, une force de friction s'oppose à la vitesse atomique quelle que soit son sens, d'où un processus de refroidissement atomique.

Une limite inférieure de température T_{sD} existe également pour ces mécanismes de refroidissement sub-Doppler [DCT89]. Dans le cas du césium, T_{sD} est de l'ordre du μK [SDP+90].

[1] Analogie de ce mécanisme de refroidissement sub-Doppler et du labeur de Sisyphe, personnage de la mythologie grecque, qui était condamné à remonter inlassablement un rocher au sommet d'une montagne avant que ce dernier ne dévale la pente.

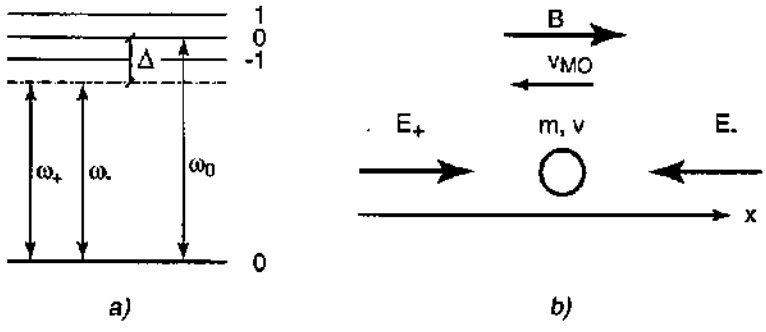


Fig. 3.2 – Atome $J = 0 \rightarrow J' = 1$ entraîné à 1D de manière magnéto-optique.
a) Diagramme énergétique : ω_0 est la pulsation de Bohr moyenne de l'atome et $\omega_\pm$ les pulsations optiques des deux faisceaux laser désaccordés vers le rouge (Δ).
b) Atome (masse m et vitesse v) plongé dans l'onde stationnaire 1D : les deux ondes planes $E_\pm$ ont pour nombre d'onde $k_\pm$, pulsations $\omega_\pm$ et polarisations $\vec{e}_\pm$. Le champ B uniforme, qui lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman (séparation $g_e\mu_B B/\hbar$ dans l'état excité), induit un mécanisme d'entraînement magnéto-optique de vitesse v_{MO}.

3.1.2 Entraînement magnéto-optique

Par l'application d'un champ magnétique uniforme B à la mélasse 1D ($\sigma_+ - \sigma_-$), il est possible de refroidir les atomes dans un référentiel en mouvement par rapport au laboratoire, c.-à-d. de les refroidir en leur communiquant une vitesse de translation macroscopique (entraînement MO, Fig. 3.2). Le champ B lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman fondamentaux et excités. Dans ce cas, les désaccords effectifs $\tilde{\Delta}_\pm$ dans la force Doppler (3.1) doivent être modifiés pour prendre en compte cet effet Zeeman :

$$\tilde{\Delta}_\pm = \Delta_\pm \mp kv \pm \frac{(m_e g_e - m_g g_g)\mu_B B}{\hbar} \tag{3.4}$$

où $m_{g,e}$ sont les sous-niveaux Zeeman fondamental et excité, $g_{g,e}$ leur facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. Le signe $\pm$ de l'effet Zeeman dépend de la configuration des polarisations des deux ondes planes (Fig. 3.2).

Pour un atome $J = 0 \rightarrow J' = 1$, seul l'effet Zeeman de l'état excité intervient. A intensités égales ($\beta_+ = \beta_-$) et désaccords identiques ($\Delta_+ = \Delta_-$), la vitesse d'entraînement magnéto-optique Doppler $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}}$ est donnée par :

$$v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}} = \frac{g_e \mu_B B}{\hbar k} \tag{3.5}$$

Le sens de $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}}$ dépend de celui de B, mais également de l'arrangement des polarisations.

Dans le cas d'un atome plus complexe ($F = 2 \rightarrow F' = 3$), la relation (3.5) reste valable avec l'hypothèse de faible saturation optique, malgré la présence

d'une structure Zeeman dans l'état fondamental [WDRP92]. En extrapolant (3.5) à l'atome de césium ($F = 4 \rightarrow F' = 5$), son coefficient d'entraînement MO Doppler à 1D vaut $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}}/B = 4.77\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$.

L'entraînement MO est encore réalisable dans le cas du refroidissement sub-Doppler par orientation. Nous avons vu que ce mécanisme introduit un terme inertiel $V_{\mathrm{rot}} = \omega_{\mathrm{rot}} J_z$ (p. 33), auquel nous pouvons associer un champ magnétique fictif B_{rot}, tel que $\omega_{\mathrm{rot}} = kv$ soit sa pulsation de Larmor ($\omega_{\mathrm{rot}} = \mu_B B/\hbar$). L'application d'un champ magnétique uniforme B parallèle à B_{rot} (axe de propagation des ondes planes) revient à remplacer $\omega_{\mathrm{rot}} \rightarrow \omega_{\mathrm{rot}} + g_g \mu_B B/\hbar$. La vitesse d'entraînement magnéto-optique sub-Doppler $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}}$ est alors donnée par [WDRP92] :

$$v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}} = \frac{g_g \mu_B B}{\hbar k} \tag{3.6}$$

Relevons que dans ce cas, seul le facteur de Landé de l'état fondamental intervient. Ce résultat est établi avec l'hypothèse de faible saturation optique. Pour le césium, le coefficient d'entraînement magnéto-optique sub-Doppler à 1D vaut $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}}/B = 2.98\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$. Cette valeur a été vérifiée expérimentalement à 1D sur un jet thermique de césium [VGYP92].

3.2 Nuage d'atomes froids

Une caractérisation complète (expérimentale et théorique) de la trappe 2D-MOT en régime statique a fait l'objet de travaux antérieurs [Dud96, Sag96]. Nous complétons cette étude par des mesures de vitesses d'entraînement longitudinales v_l et de températures longitudinales[2] $T_\parallel$ (Oz). Bien que nous mettrons en évidence la présence d'un JC d'atomes froids MO (§ 3.3), nous nous intéressons dans ce paragraphe aux atomes froids n'ayant pas encore quitté la source au moment de l'extinction des faisceaux de refroidissement (nuage résiduel). Ceux-ci sont issus d'une trappe anisotrope 2D-MOT et tombent en chute libre sous l'effet de la force gravitationnelle. Après une distance de chute connue, nous mesurons leur distribution de temps de vol TOF (*Time Of Flight*) dans le faisceau sonde (§ 2.2.3). Des calculs balistiques permettent de déterminer v_l et $T_\parallel$ à partir du centre et de la largeur de cette distribution TOF (§ B.1).

[2] A priori, la température des atomes froids est isotrope, mais comme nous présenterons des mesures de refroidissement transverse additionnel du jet continu (§ 4.5), nous distinguons les températures longitudinale $T_\parallel$ et transversale $T_\perp$.

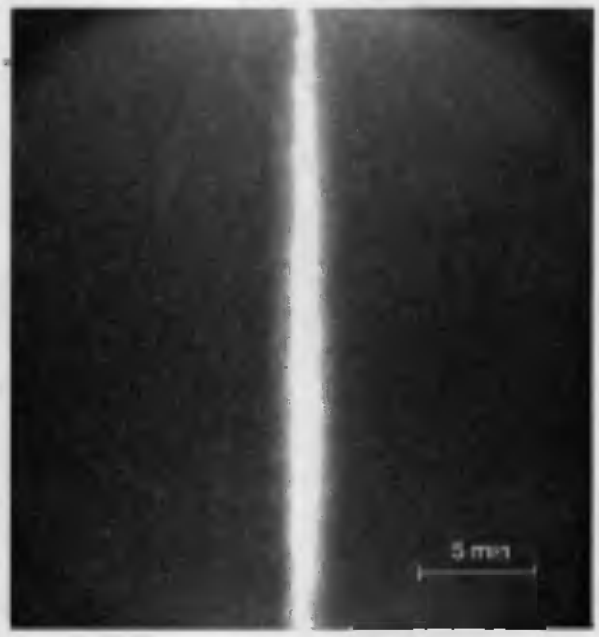


Fig. 3.3 – Vue de profil d'un nuage étendu d'atomes froids capturés dans la trappe 2D-MOT. Ce nuage contient $N = 1.5 \cdot 10^8$ at, ses dimensions sont 30 mm × 2 mmØ et sa température est $T_{\|} = 55$ μK. Les principaux paramètres de refroidissement sont résumés dans les Tab. 3.1.

3.2.1 Nuage immobile

Nous avons refroidi et capturé des atomes de césium dans une trappe 2D-MOT (Fig. 3.3). Les principaux paramètres de fonctionnement de cette source sont résumés dans le Tab. 3.1. Ce jeu de paramètres optimise le nombre d'atomes parvenant dans la zone de détection.

Nous laissons tomber ce nuage étendu sans vitesse initiale[3] et nous mesurons sa distribution TOF dans la zone de détection (Fig. 3.4). Pour calculer sa température, nous supposons que son profil vertical est Gaussien et de même largeur que les faisceaux de refroidissement ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm). Par la relation (B.13), qui tient compte de la taille étendue du nuage, nous estimons sa température à $T_{\|} = 55$ μK. Notons que celle-ci peut être notablement réduite (facteur 2), si le nuage quitte une mélasse optique (OM) plutôt qu'une 2D-MOT (coupure du gradient avant celle des faisceaux de refroidissement).

[3]Pour n'imposer aucune vitesse de lancement aux atomes froids, nous nous assurons que le champ magnétique uniforme est nul dans la source (bobines de compensation de champ magnétique). Le critère utilisé est une diffusion isotrope du nuage d'atomes froids de la trappe 2D-MOT en mélasse optique lorsque nous coupons le gradient b. Ce réglage qualitatif est rendu possible grâce à deux caméras infrarouges donnant des vues complémentaires de la source.

Diamètre des faisceaux à e^{-2}	$\varnothing_{e^{-2}}$	25 mm
Puissance total par faisceau de refr.	P_{refr}	20 mW
Intensité normalisée par faisceau de refr.	β	1.8
Puissance repompeur	P_{repomp}	3 mW
Désaccord global	Δ	-2.5Γ
Gradient de champ magnétique	b	40 mT/m

Tab. 3.1 – Principaux paramètres de refroidissement de la source d'atomes froids 2D-MOT statique (Fig. 3.3).

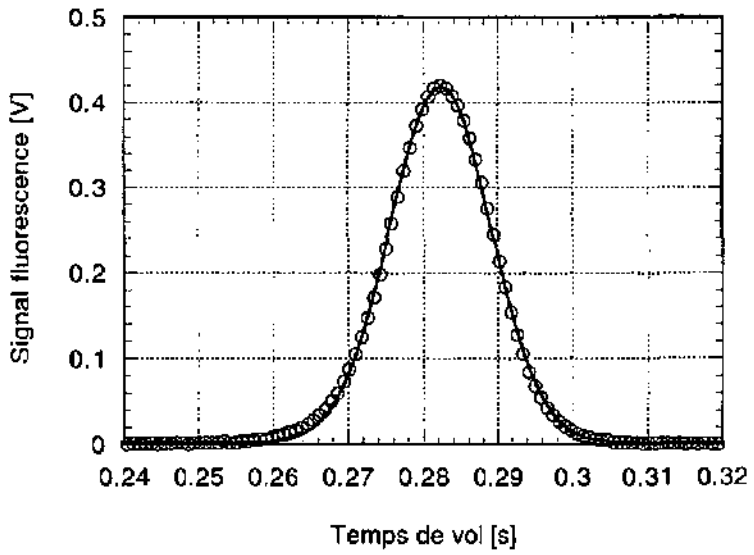


Fig. 3.4 – Distribution TOF du nuage étendu d'atomes froids (Fig. 3.3) lâché sans vitesse initiale. Les symboles (○) sont les points de mesures expérimentaux et la ligne pleine est un fit Gaussien. Nous estimons la température du nuage étendu à $T_{\parallel} = 55\ \mu$K.

3.2.2 Nuage entraîné

Comme la trappe anisotrope 2D-MOT combine une trappe MOT transversale (Oxy) et une mélasse optique selon Oz (pas de force de rappel), nous pouvons appliquer un champ magnétique uniforme B_z afin d'entraîner les atomes froids dans cette direction (§ 3.1.2). Le mécanisme d'entraînement MO reste qualitativement valable malgré le fait qu'aucune paire de faisceaux de refroidissement ne soit située selon Oz (faisceaux à 45°, Fig. 2.9). Par contre, nous nous attendons à des valeurs de v_l différant des prévisions (3.5) et (3.6) (projection des vecteurs d'onde $\vec{k}$ sur Oz [Sag96]).

De la même manière que pour le nuage initialement immobile, nous laissons tomber le nuage résiduel d'atomes froids en coupant les faisceaux de refroidissement. La Fig. 3.5 montre six distributions TOF pour un entraînement atomique vers le bas[4] ($B_z < 0$). L'amplitude B_z est ajustée dans un intervalle -0.240 mT $\leq B_z \leq -0.070$ mT.

Nous constatons que ces distributions TOF sont fortement perturbées, puisqu'elles ne présentent pas qu'un seul pic. Pour les champs faibles ($|B_z| <$ 0.13 mT), une classe de vitesse atomique est indépendante de B_z (pic 1, a – c). Ce pic est toujours centré à $t_f = 283$ ms. Deux autres classes de vitesse atomique dépendent de B_z, mais avec des coefficients d'entraînement différents : la classe la moins rapide (pic 2) domine pour les champs faibles (a – c), alors qu'en champ plus fort ($|B_z| > 0.15$ mT), les atomes de la classe la plus rapide sont en majorité (pic 3, d – f).

Nous remarquons également sur ces distributions TOF que le niveau continu de fluorescence n'est pas le même avant et après les pics. Ceci sera la signature de la présence d'un jet continu d'atomes froids (§ 3.4.1). Son intensité, qui est proportionnelle à la différence des niveaux de base, croît avec une augmentation de $|B_z|$ dans ce domaine de mesure.

Températures Pour calculer les températures $T_\parallel$ des trois classes de vitesse, nous utilisons la relation empirique (B.13) qui tient compte de la taille étendue du nuage résiduel. Nous avons tracé $T_\parallel$ pour les deux classes de vitesse entraînées en fonction de B_z (Fig. 3.6). Dans l'intervalle -0.1 mT $\leq B_z \leq 0.1$ mT, nous n'avons pas reporté de points de mesure, car les pics se recouvrent partiellement et les incertitudes sur $T_\parallel$ sont trop importantes. Pour les mêmes raisons, nous ne pouvons pas calculer précisément les températures $T_{\parallel,1}$ pour le pic 1, mais par comparaison avec les largeurs du pic 2, nous estimons qu'elles ne doivent pas être supérieures à celles du pic 2 ($T_{\parallel,1} \leq T_{\parallel,2}$).

Nous remarquons que les températures $T_{\parallel,2}$ sont toujours inférieures à la limite de refroidissement Doppler ($T_{\parallel,2} \leq T_D = 127$ μK) et relativement symétrique par rapport à $B_z = 0$. Par contre, les températures $T_{\parallel,3}$ du pic 3 sont supérieures à cette limite ($T_D \leq T_{\parallel,3} \leq 500$ μK). Nous reviendrons sur l'augmentation de $T_{\parallel,3}$ avec B_z lorsque nous comparerons ces mesures avec celles réalisées directement sur le JC (§ 3.3).

[4] Conformément aux polarisations des faisceaux de refroidissement (Fig. 2.9) et à l'orientation de $B_z < 0$, nous avons vérifié que les atomes froids sont entraînés dans le bon sens. Des distributions TOF semblables, mais de moins bon rapport signal/bruit, sont obtenues en lançant les atomes vers le haut. En effet, comme les temps de vol sont plus longs, la dispersion du nuage qui atteint la zone de détection est d'autant plus importante.

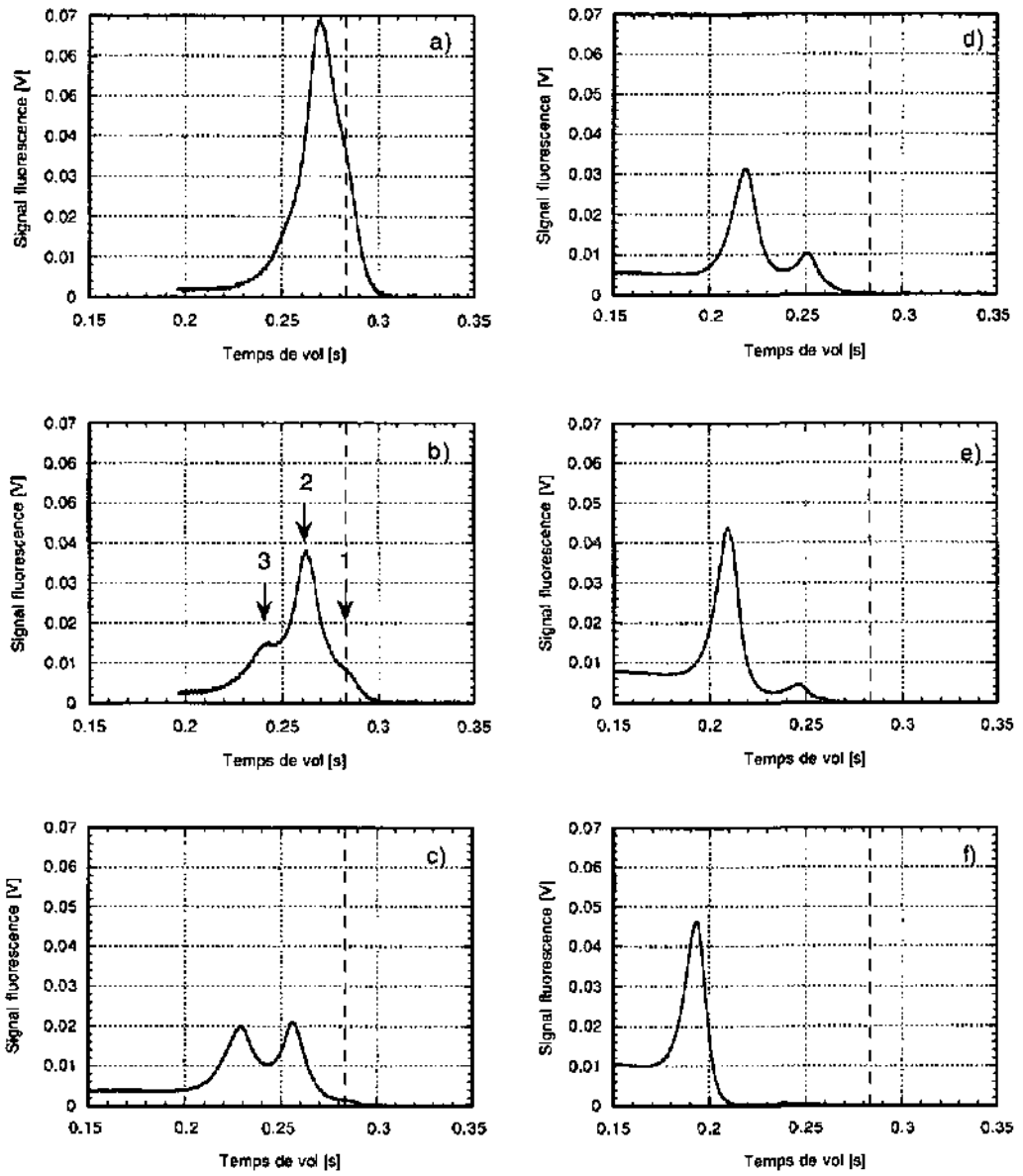


Fig. 3.5 – Distributions TOF du nuage résiduel d'atomes froids entraîné vers le bas par un champ magnétique uniforme B_z : a) -0.070 mT ; b) -0.099 mT ; c) -0.128 mT ; d) -0.157 mT ; e) -0.186 mT ; f) -0.240 mT. La ligne traitillée donne la position temporelle du centre de la distribution TOF du nuage non-entraîné (Fig. 3.4). Sur les distributions b) et c) nous distinguons trois classes de vitesses atomiques : atomes non-entraînés (pic 1) ; atomes faiblement entraînés (pic 2) ; atomes fortement entraînés (pic 3). De plus, la différence de signal continu avant et après les pics TOF traduit la présence d'un jet continu d'atomes froids.

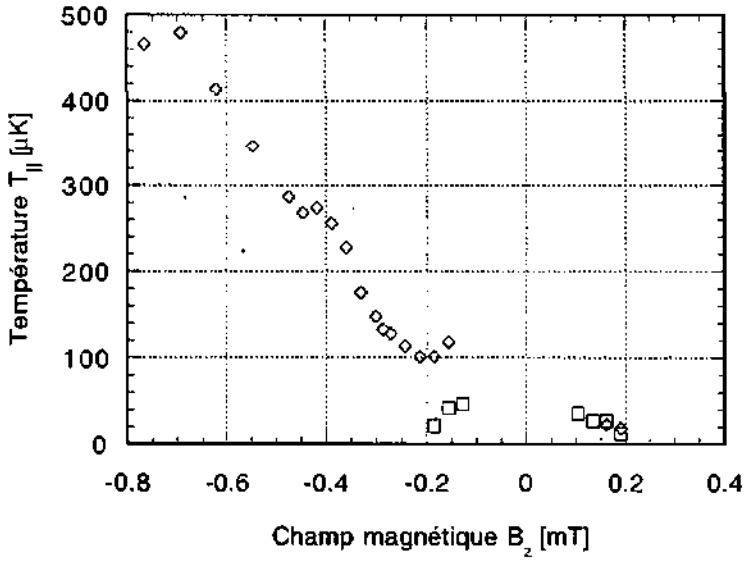


Fig. 3.6 – Températures $T_{\|}$ des deux classes de vitesse entraînées en fonction du champ magnétique B_z : pic 2 (□) ; pic 3 (◇). Nous n'avons pas reporté de mesures dans l'intervalle -0.1 mT $\leq B_z \leq 0.1$ mT, car leurs incertitudes sont trop importantes (les pics se recouvrent).

Vitesses d'entraînement Pour déterminer les coefficients d'entraînement des trois classes de vitesses, nous mesurons le centre t_f de leur pic respectif TOF. Nous calculons les vitesses de lancement v_l par la relation simplifiée (B.6), où nous avons fixé la hauteur de chute $z_4 - z_0 = -0.393$ m (Tab. 2.1). Nous avons reporté v_l pour chacun des trois pics en fonction de B_z (Fig. 3.7). Les vitesses positives (resp. négatives) correspondent à un lancement des atomes vers le haut (resp. vers le bas). Si aucunes valeurs v_l n'apparaissent dans l'intervalle -0.05 mT $\leq B_z \leq 0.05$ mT, c'est que leurs incertitudes sont trop importantes (les pics se recouvrent partiellement). L'entraînement MO du nuage résiduel est toutefois possible à très faibles vitesses.

Nous constatons que les valeurs expérimentales v_l s'alignent parfaitement pour chaque classe de vitesse, tant pour les atomes lancés vers le haut que ceux vers le bas. Les trois régressions linéaires se coupent bien à l'origine (Tab. 3.2). La compensation du champ magnétique ambiant est assuré par la diffusion isotrope du nuage statique de 2D-MOT en OM (cf. note 3, p. 36).

1. La première classe de vitesse atomique (pic 1) est indépendante de B_z (coefficient d'entraînement $v_{l,1}/B \simeq 0$). Nous expliquons son existence par la présence de puits de potentiels locaux dans la source, piégeant les atomes les plus froids. Ces puits résultent des interférences constructives et destructives entre les six faisceaux de refroidissement [HWEH93]. A l'extinction des faisceaux de refroidissement, les puits de

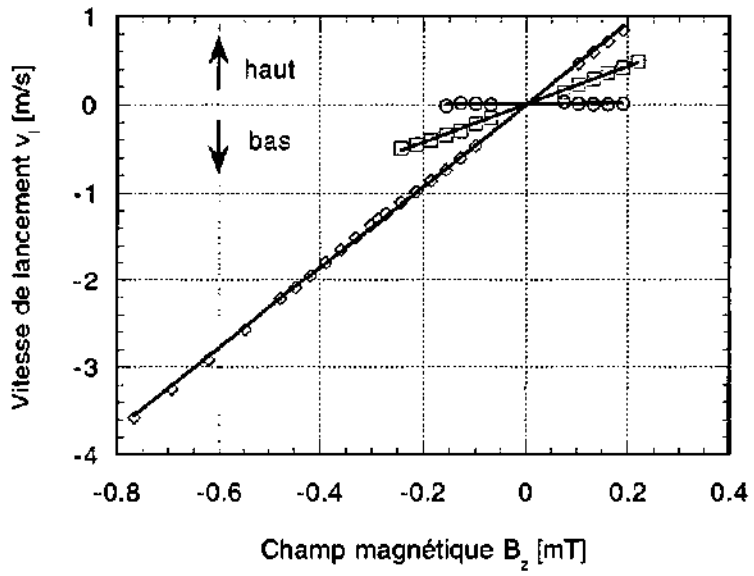


Fig. 3.7 – Vitesses d'entraînement v_l des trois pics TOF de la Fig. 3.5 en fonction du champ magnétique B_z : pic 1 (○) ; pic 2 (□) ; pic 3 (◇). $v_l > 0$ correspond à un lancement atomique vers le haut, $v_l < 0$ vers le bas. Les symboles ouverts sont les mesures expérimentales, alors que les lignes pleines sont leur régression linéaire (paramètres de fit dans le Tab. 3.2). Pour les points de mesure, les incertitudes sur v_l et B_z sont inférieures que la taille des symboles. Dans l'intervalle -0.05 mT $\leq B_z \leq 0.05$ mT, celles-ci deviennent importantes, car les pics se recouvrent (pas de mesures reportées).

Pic	$v_l(B_z = 0)$ [m/s]	v_l/B_z [m/s · mT^{-1}]
1 (○)	0.0074	0.03 ± 0.16
2 (□)	0.0027	2.15 ± 0.11
3 (◇)	-0.0070	4.63 ± 0.10

Tab. 3.2 – Régressions linéaires $v_l(B_z)$ des trois classes de vitesse de la Fig. 3.7. Les ordonnées $v_l(B_z = 0)$ sont compatibles avec l'incertitude sur la mesure de la hauteur de chute ($\frac{\pm 2 \text{ mm}}{0.28 \text{ s}} = \pm 7$ mm/s).

potentiels disparaissent, libérant les atomes piégés sans leur communiquer de vitesse initiale.

2. La seconde classe de vitesse (pic 2) est entraînée faiblement par un champ magnétique uniforme ($v_{l,2}/B = 2.15 \pm 0.11\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$). Compte tenu de ses températures $T_{\parallel,2} \leq T_{\mathrm{D}}$ (Fig. 3.6), nous comparons ce coefficient d'entraînement expérimental à celui du modèle d'entraînement magnéto-optique 1D sub-Doppler (3.6) ($v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}}/B = 2.98\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$). Sagna a montré que dans cette géométrie de faisceaux de refroidissement à 45°, une décomposition du champ électrique total dans la source faisait apparaître une paire d'ondes contre-propageante selon Oz, polarisée $\sigma_+ - \sigma_-$ et de nombre d'onde effectif $\bar{k} = k/\sqrt{2}$ [Sag96]. Pour extrapoler la prévision 1D (3.6) à notre géométrie à 45°, nous remplaçons donc $k \rightarrow \bar{k} = k/\sqrt{2}$ pour obtenir un coefficient d'entraînement magnéto-optique sub-Doppler $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}}/B = 4.22\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$. Même si (3.6) a été vérifiée expérimentalement pour plusieurs éléments différents dans des cas purement 1D [SSM+91, VGYP92, WSR96], notre géométrie 3D, de plus à 45°, implique certainement de fortes corrélations entre faisceaux et ne nous permet pas une telle extrapolation.

   Une approche différente pour déterminer ce coefficient d'entraînement magnéto-optique sub-Doppler à 3D consiste non pas à traiter le problème grâce aux équations de Bloch optiques, mais plutôt de faire évoluer de manière stochastique jusqu'à l'équilibre la fonction d'onde du système atome + rayonnement [DCM92]. Dans une géométrie proche de la Fig. 2.9 (seule la paire d'ondes $\sigma_+ - \sigma_-$ selon Ox n'est pas prise en compte), Castin a calculé l'effet de B_z sur l'entraînement d'atomes froids [Cas96]. De cette simulation Monte-Carlo 2D à 45° ressort un coefficient d'entraînement sub-Doppler $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{sD}}/B = 2.1\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$, qui est parfaitement en accord avec notre valeur expérimentale.

   Relevons encore que des mesures sur un nuage d'atomes froids ont mis en évidence un effet du désaccord global Δ sur ce coefficient d'entraînement sub-Doppler [DLN+94]. Nous reviendrons sur cette dépendance lorsque nous caractériserons le JC magnéto-optique (Fig. 3.9).

3. La classe de vitesse la plus rapide (pic 3) est entraînée à $v_{l,3}/B = 4.63 \pm 0.10\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$. Ses températures mesurées (Fig. 3.6) semblent plutôt indiquer un mécanisme de refroidissement Doppler. Dans ce cas, le coefficient d'entraînement magnéto-optique 1D Doppler (3.5) vaut $v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}}/B = 4.77\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$. Nous extrapolons comme précédemment ce résultat à notre géométrie à 45° ($k \rightarrow \bar{k} = k/\sqrt{2}$) pour obtenir une valeur nettement supérieure à celle mesurée ($v_{\mathrm{MO}}^{\mathrm{D}}/B = 6.75\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}$).

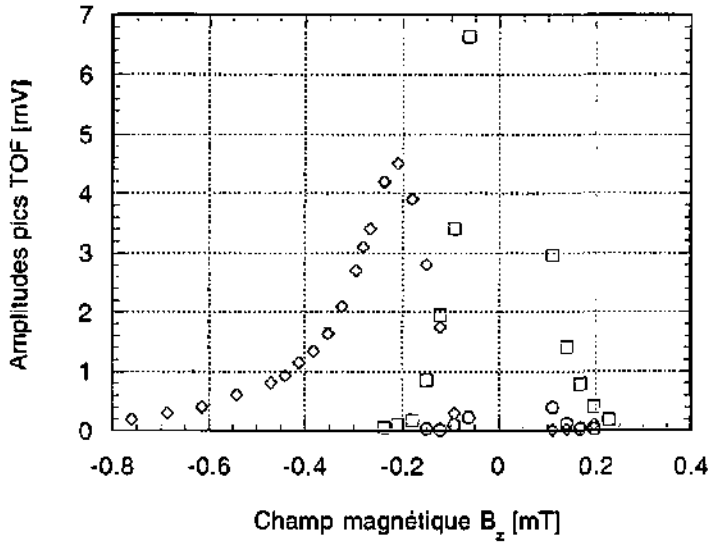


Fig. 3.8 – Amplitudes des trois pics TOF de la Fig. 3.5 en fonction du champ magnétique B_z : pic 1 (○) ; pic 2 (□) ; pic 3 (◇). Ces amplitudes sont proportionnelles au nombre d'atomes détectés dans le faisceau sonde.

Si les valeurs mesurées des coefficients d'entraînement rapide (pic 3) et lent (pic 2) diffèrent notablement de ceux prédits par des modèles 1D Doppler et sub-Doppler, leur rapport est proche : 2.15 (mesuré) et 1.6 (calculé). Cette dernière valeur correspond au rapport des facteurs de Landé g_e/g_g.

Nombre d'atomes détectés En mesurant l'intégrale de chaque pic TOF, nous sommes renseigné sur le nombre d'atomes relatif appartenant à chaque classe de vitesse et parvenant dans la zone de détection. La largeur de ces pics variant peu, nous approximons leur intégrale par leur amplitude (Fig. 3.8).

1. L'amplitude du pic 1 (○) est très faible par rapport à celle des deux autres. Comme la température de cette classe de vitesse doit être basse (puits de potentiel), il paraît légitime qu'une très petite fraction du nuage d'atomes froids n'appartiennent à cette classe.
2. Le pic 2 (□) domine pour des champs faibles ($|B_z| \leq 0.1$ mT). L'asymétrie des amplitudes autour de $B_z = 0$ s'explique par un temps de vol plus long pour les atomes lancés vers le haut, d'où une diminution du nombre d'atomes détectés dans le faisceau sonde (dilatation du nuage).
3. En ce qui concerne le pic 3 (◇), nous remarquons qu'il n'apparaît qu'en champ élevé ($|B_z| > 0.1$ mT). Tout se passe comme si les atomes appartenant à la 2^e classe de vitesse étaient transférés vers la 3^e lorsque $|B_z|$ augmente. Nous verrons également que l'apparition de ce pic coïncide avec celle du JC magnéto-optique en champ fort (Fig. 3.14).

3.3 Jet continu d'atomes froids

Les résultats d'entraînement MO présentés jusqu'ici ne concernaient que le nuage résiduel d'atomes froids. Dans ce paragraphe nous allons présenter des mesures complémentaires (vitesses d'entraînement et températures) réalisées directement sur le JC. La technique expérimentale de diagnostic étant toujours celle du temps de vol TOF (méthode pulsée), nous avons recours à un laser-pousseur supplémentaire qui hache le jet en fines tranches (§ B.2). Nous distinguerons deux catégories de mesures :

1. en *champ fort*, où le JC est produit uniquement grâce à B_z.
2. en *champ faible*, où le JC est produit par la technique de la mélasse mouvante (MM) (§ 4), mais où B_z agit comme une petite perturbation à cette autre technique d'entraînement atomique.

3.3.1 Champ fort

La source d'atomes froids est une trappe 2D-MOT composée de trois paires de faisceaux de refroidissement, toutes décalées de la même quantité vers le rouge (pas d'entraînement par MM). Ses principaux paramètres de fonctionnement sont résumés dans le Tab. 3.1. Nous veillons d'autre part à ce que la source soit dans un environnement de champ magnétique uniforme nul (compensation) en optimisant la diffusion isotrope du nuage étendu de 2D-MOT en OM (cf. note 3, p. 36).

Comme pour l'entraînement du nuage résiduel d'atomes froids (§ 3.2), nous appliquons un champ magnétique longitudinale et uniforme B_z à la source, de manière à communiquer une vitesse initiale verticale aux atomes froids du jet. Compte tenu de notre géométrie (zone de détection plus basse que la source), la vitesse de lancement ne pourra être dirigée que vers le bas ($v_l \leq 0$). En effet, comme les faisceaux de refroidissement ne sont jamais éteints (fonctionnement continu de la source), les atomes du JC lancés vers le haut seraient capturés lors de leur descente et ne pourraient donc jamais atteindre la zone de détection.

Vitesses d'entraînement Les vitesses moyennes d'entraînement sont calculées par la relation (B.22) où nous tenons compte de deux forces dans les calculs balistiques : la gravitation et la pression de radiation exercée sur les atomes en chute libre par la fluorescence résiduelle de la source. Cette force supplémentaire apparaît uniquement en régime continu, car les faisceaux de refroidissement sont constamment allumés[5]. Nous reviendrons plus en détails

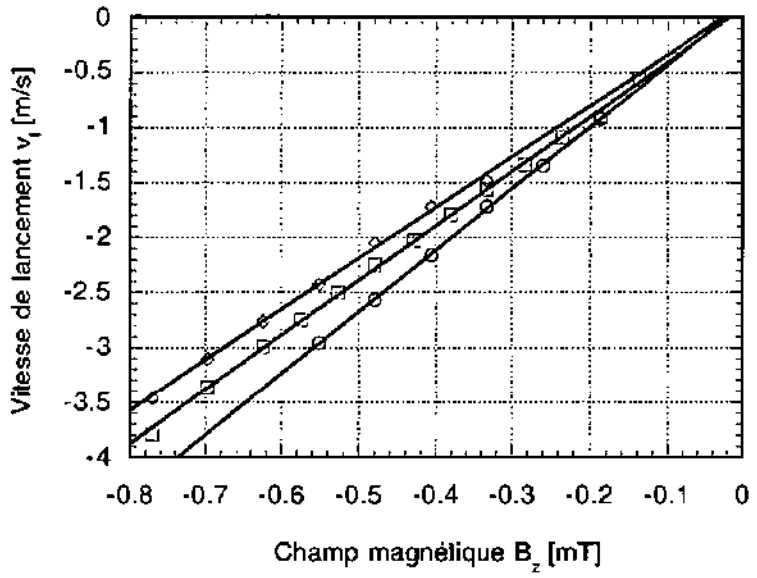


Fig. 3.9 – Vitesses d'entraînement v_l d'un JC produit par entraînement MO en champ fort en fonction du champ magnétique B_z. Chaque ensemble de mesures correspond à un désaccord global Δ/Γ différent : -2.1 (○) ; -2.5 (□) ; -3.6 (◇). Les lignes sont les régressions linéaires, dont les paramètres de fit sont résumés dans le Tab. 3.3.

Δ/Γ	$v_l(B_z = 0)$ [m/s]	v_l/B_z [m/s · mT^{-1}]
-2.1 (○)	-0.126	5.61 ± 0.18
-2.5 (□)	-0.087	4.95 ± 0.20
-3.6 (◇)	-0.115	4.61 ± 0.10

Tab. 3.3 – Régressions linéaires $v_l(B_z)$ des trois séries de mesures de la Fig. 3.9. Les ordonnées $v_l(B_z = 0)$ résulte d'un modèle balistique imparfait (pression de radiation de la fluorescence résiduelle de la source mal connue).

sur la justification expérimentale de ce modèle balistique « avec fluo » lorsque nous discuterons l'entraînement par MM (§ 4.2.1).

Nous avons tracé trois ensembles de mesures de v_l en fonction de B_z pour des désaccords globaux Δ différents (Fig. 3.9). Leur régression linéaire sont résumées dans le Tab. 3.3. A chaque valeur Δ ne correspond qu'un seul coefficient d'entraînement MO. Ce coefficient moyen ($v_l/B_z \simeq 5.0$ m/s·mT^{-1}) est de l'ordre de celui correspondant au pic 3 des distributions TOF du nuage résiduel (Tab. 3.2). De plus, ce JC magnéto-optique produit en champ fort apparaît dans le même domaine de champ (-0.8 mT $\leq B_z \leq -0.1$ mT) que le pic 3 (Fig. 3.8).

[5]Dans le cas du nuage résiduel (§ 3.2), nous prenions garde expérimentalement d'éteindre les faisceaux de refroidissement durant toute la durée de chute.

La dispersion des points de mesure est faible. L'ordonnée $v_l(B_z = 0)$ résulte de notre modèle balistique imparfait. Sans tenir compte de la fluorescence résiduelle de la source $v_l(B_z = 0) \simeq 0.4$ m/s, alors qu'avec une estimation grossière (§ 4.2.1) cette ordonnée est considérablement réduite à $v_l(B_z = 0) \simeq -0.1$ m/s. Notons que les incertitudes d'altitudes ($\Delta z_i = \pm 3$ mm) et celle du centre de la distribution TOF ($\Delta t_f = \pm 0.5$ ms) sont trop faibles pour justifier de telles ordonnées à l'origine.

Ni les entraînements MO Doppler et sub-Doppler ne prévoient de dépendances à 1D de v_l avec Δ (3.5). Dans notre cas 3D, nous observons au contraire une nette influence du désaccord. Des trois séries de mesures, nous pouvons déduire la variation du coefficient d'entraînement MO avec le désaccord ($1\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1}}/1.5\Gamma = 0.66\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1} \cdot \Gamma^{-1}}$).

Une dépendance similaire du coefficient d'entraînement MO avec Δ a été observée expérimentalement à 1D en régime sub-Doppler [DLN+94]. Sur deux points de mesures la variation du coefficient d'entraînement avec Δ vaut $0.38\ \mathrm{m/s \cdot mT^{-1} \cdot \Gamma^{-1}}$. La différence entre ces deux valeurs peut-être due au type d'entraînement (Doppler ou sub-Doppler) et/ou à la géométrie des faisceaux de refroidissement (droite ou 45°).

Températures Nous calculons la température $T_\parallel$ du JC par (B.25) en tenant compte de la fluorescence résiduelle de la source. Sur la Fig. 3.10 nous avons reporté deux séries de mesures obtenues à des désaccords différents Δ en fonction de B_z. Ces températures sont nettement supérieures à la limite de refroidissement Doppler ($T_\parallel \geq T_\mathrm{D} = 127\ \mu\mathrm{K}$), ce qui confirme l'hypothèse avancée par les mesures de coefficients d'entraînement, à savoir que les mécanismes de refroidissement en champ fort sont de type Doppler. Une conclusion similaire a été proposée pour une mélasse optique 1D de xenon [WSR96].

La croissance de $T_\parallel$ avec $|B_z|$ est compatible avec l'augmentation du coefficient de diffusion de l'impulsion calculée à 1D par Walhout *et al.* [WDRP92]. En comparant les températures $T_\parallel$ du JC en champ fort (Fig. 3.10) et celles du pic 3 du nuage résiduel (Fig. 3.6), nous constatons le bon accord pour $|B_z| \geq 0.4$ mT. Par contre, pour $|B_z| \leq 0.4$ mT celles du JC atteignent une valeur plancher à $T_\parallel = 250\ \mu\mathrm{K}$, alors que celles du pic 3 s'abaissent linéairement jusqu'à $T_\parallel = 100\ \mu\mathrm{K}$. Les températures que nous mesurons sur le nuage résiduel ne semblent donc pas être représentatives de celles du JC.

Cette différence de comportement en champ faible peut s'expliquer par un refroidissement supplémentaire du nuage résiduel lorsque nous coupons les faisceaux de refroidissement, absent dans un processus continu. En effet, l'intensité lumineuse est progressivement atténuée dans un temps supérieur

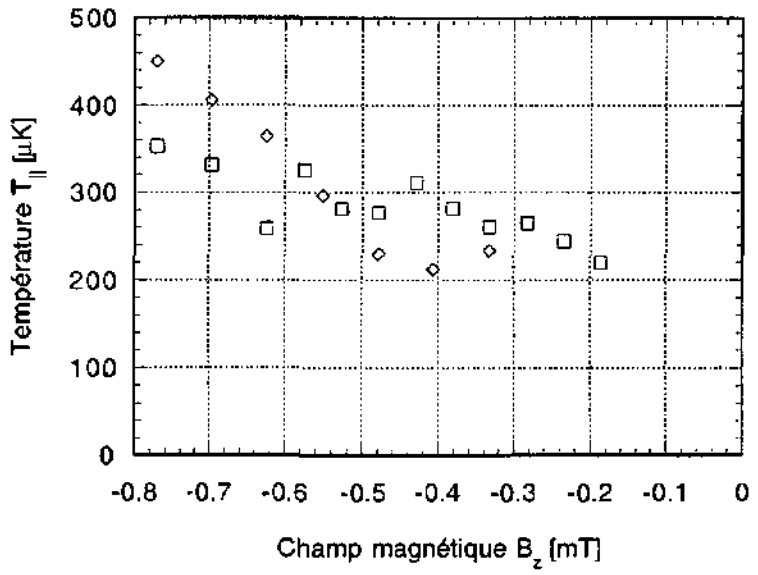


Fig. 3.10 – Températures $T_{\|}$ d'un jet continu produit par entraînement MO en champ fort en fonction de B_z. Chaque ensemble de mesure correspond à un désaccord global Δ/Γ différent : -2.5 (□) ; -3.6 (◇).

à la constante de temps de refroidissement sub-Doppler (200 μs > 50 μs) [DLN+94]. L'augmentation de température du pic 3 avec $|B_z|$ en champ faible (Fig. 3.6) résulterait donc d'une compétition entre le réchauffement par extraction MO (nature « physique ») et ce refroidissement additionnel (nature « instrumentale »).

3.3.2 Champ faible

Les mesures précédentes ont montré qu'il est possible de créer un JC d'atomes froids par extraction purement MO. Mais comme ce jet n'apparaît qu'en champ fort ($|B_z| \geq 0.2$ mT), nous devons combiner un autre mécanisme d'entraînement continu pour étudier le régime de champ faible ($|B_z| \leq 0.2$ mT). Nous soumettons donc la source 2D-MOT à une mélasse mouvante (MM) et nous perturbons légèrement cet entraînement au moyen d'un champ B_z faible. En combinant ces deux mécanismes d'entraînement indépendants, la vitesse initiale $\vec{v}_l$ des atomes est la somme vectorielle des vitesses d'entraînement MO $\vec{v}_{\mathrm{MO}}$ et par MM $\vec{v}_{\mathrm{MM}}$:

$$\vec{v}_l = \vec{v}_{\mathrm{MO}} + \vec{v}_{\mathrm{MM}} \tag{3.7}$$

Nous calculons v_l (B.22) et $T_{\|}$ (B.25) en tenant compte de l'effet de la fluorescence résiduelle de la source (§ 4.2.1). Sur la Fig. 3.11 nous avons reporté plusieurs séries de mesures $v_l = v_l(B_z)$ pour différents désaccords δ de

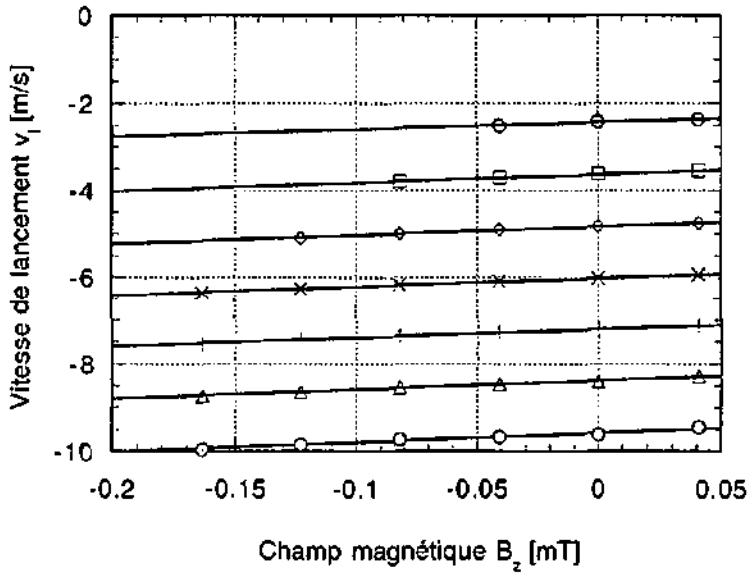


Fig. 3.11 – Vitesses d'entraînement v_l d'un jet continu produit par MM, mais faiblement perturbé par un champ magnétique uniforme B_z, en fonction de B_z. Les six ensembles de mesures correspondent à des désaccords δ de MM différents. L'explication des symboles, de même que les paramètres des régressions linéaires, sont résumés dans le Tab. 3.4.

δ [MHz]	$v_l(B_z = 0)$ [m/s]	v_l/B_z [m/s · mT^{-1}]
2 (○)	-2.43	-1.71
3 (□)	-3.63	-2.00
4 (◇)	-4.83	-2.07
5 (×)	-6.02	-2.05
6 (+)	-7.20	-2.01
7 (△)	-8.38	-2.11
8 (⊙)	-9.57	-2.26

Tab. 3.4 – Régressions linéaires des séries de mesures $v_l = v_l(B_z)$ (Fig. 3.11) pour six désaccords δ de MM différents. Le coefficient d'entraînement moyen vaut $v_l/B_z = 2.03 \pm 0.16$ m/s.

MM. Comme $|v_{\mathrm{MO}}| \ll |v_{\mathrm{MM}}|$, nous pouvons mesurer l'effet de champs magnétiques de polarité opposée ($v_{\mathrm{MO}} \gtrless 0$). Pour chaque valeur δ, la dépendance de v_l avec B_z est parfaitement linéaire avec un coefficient d'entraînement MO moyen $v_l/B_z = 2.03 \pm 0.16$ m/s · mT^{-1}. Par rapport aux mesures d'entraînement MO effectuées sur le nuage résiduel, ce coefficient d'entraînement correspond exactement à celui du pic 2, et d'un point de vue théorique, au modèle 2D quantique de Castin (p. 42).

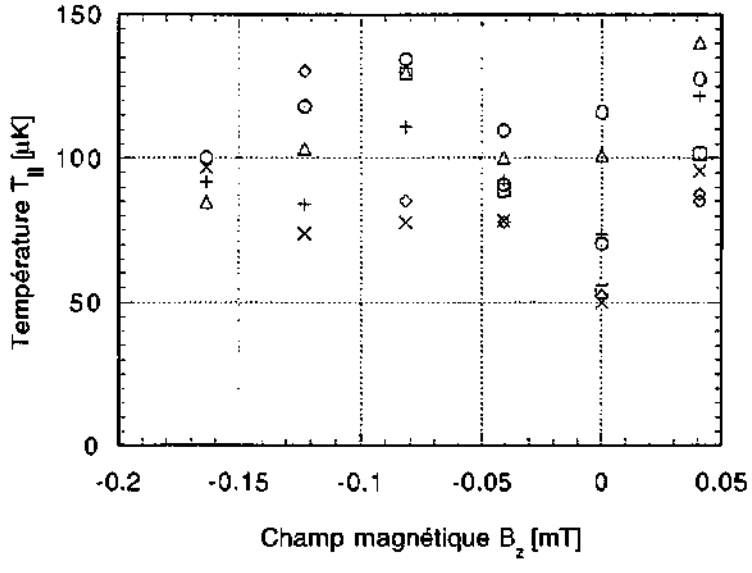


Fig. 3.12 – Températures $T_{\parallel}$ d'un jet continu produit par MIM, mais faiblement perturbé par un champ magnétique uniforme B_z, en fonction de B_z (description des symboles dans le Tab. 3.4).

Pour confirmer que l'entraînement MO du JC en champ faible est régi par des mécanismes de refroidissement sub-Doppler, nous avons mesuré sa température $T_{\parallel}$ (Fig. 3.12). A $B_z = 0$, $T_{\parallel}$ est minimale quel que soit δ. Dès que $B_z \neq 0$, $T_{\parallel}$ augmente, mais reste inférieure à la limite de refroidissement Doppler ($T_{\parallel} \leq T_D = 127\ \mu$K).

Finalement nous résumons les différents coefficients d'entraînement MO mesurés soit sur le nuage résiduel d'atomes froids, soit sur le JC d'atomes froids, ainsi que les valeurs prédites par différents modèles (Tab. 3.5).

Mesure / Modèle	v_l/B_z [m/s · mT^{-1}]		
Nuage résiduel	*pic 1*	*pic 2*	*pic 3*
(Fig. 3.7, $\Delta/\Gamma = -2.5$)	0.03	2.15 ± 0.11	4.63 ± 0.10
Jet continu		B_z *faible*	B_z *fort*
(Fig. 3.11, Fig. 3.9, $\Delta/\Gamma = -2.5$)		2.03 ± 0.16	4.95 ± 0.20
		sub-Doppler	*Doppler*
Modèle 1D droit [WDRP92]		2.98	4.77
Modèle 1D 45° (p. 42)		4.22	6.75
Modèle 2D quantique ([Cas96], p. 42)		2.1	

Tab. 3.5 – Résumé des coefficients d'entraînement MO mesurés et calculés.

3.4 Optimisation du jet continu

Après avoir démontré le potentiel de l'entraînement MO pour la production d'un JC d'atomes froids, nous allons discuter l'effet de quelques paramètres optimisant son flux atomique Φ à grande distance de la source (champ B_z, gradient b, désaccord global Δ). Ce JC est produit en champ fort (§ 3.3.1) sans mécanisme d'entraînement supplémentaire par MM. Les principaux paramètres de fonctionnement de la source d'atomes froids sont résumés dans le Tab. 3.1.

3.4.1 Mise en évidence du jet continu

L'une des mises en évidence possibles du JC passe par l'étude des transitoires de fluorescence dans le faisceau sonde lorsque nous coupons les faisceaux de refroidissement (méthode pulsée, Fig. 3.13). Le refroidissement atomique ayant lieu sur la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$, les atomes froids tant du nuage résiduel que du JC sont dans l'état $F = 4$ à la sortie de la source. Comme nous utilisons un faisceau sonde $\nu_{32'}$, nous avons recours à un faisceau dépompeur supplémentaire $\nu_{44'}$ pompant le JC ou le nuage résiduel dans $F = 3$ (altitude z_2, Fig. 2.9).

1. A la coupure ($t = 0$) et à l'enclenchement ($t = 400$ ms) des faisceaux de refroidissement, les distributions TOF dans le faisceau sonde comportent des marches quasi-instantanées. Nous les justifions par la fluorescence $\nu_{45'}$ large bande de la source qui dépompe le césium thermique (vapeur et jet) de $F = 4$ vers $F = 3$. Lorsque les faisceaux sont éteints, ce dépompage diminue, abaissant le niveau de fluorescence $\nu_{32'}$ dans la sonde. Nous avons vérifié que cet effet n'est pas lié aux atomes froids (faisceau repompeur bloqué).
2. A $t = 177$ ms, le passage du nuage résiduel dans la sonde se traduit par un pic de fluorescence. Celui-ci n'apparait que si le nuage a été dépompé vers $F = 3$ (a) (faisceau dépompeur allumé). Dans le cas où ce faisceau pousseur est éteint, les atomes du nuage résiduel restent dans $F = 4$ et ne sont donc pas détectable par une sonde $\nu_{32'}$ (b).
3. La présence du JC d'atomes froids $F = 3$ se manifeste d'une part par la baisse du niveau continu de fluorescence avant et après le pic du nuage résiduel ($t \simeq 150$ ms), mais également par la remontée de ce niveau 400 ms après son extinction ($t \simeq 550$ ms). Les largeurs de ces flans de descente et de montée sont identiques (45 ms FWHM), mais ne correspondent ni aux températures mesurées du nuage résiduel ni à celles du JC (≤ 15 ms FWHM). Le flanc descendant de fluorescence

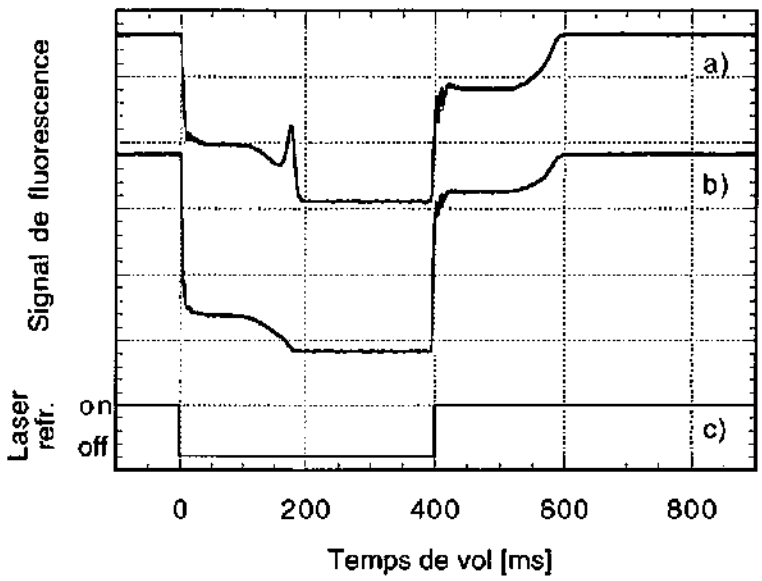


Fig. 3.13 – Distributions TOF mesurées par un faisceau sonde asservi à la fréquence $\nu_{32'}$. *a)* Le faisceau dépompeur $\nu_{44'}$ croisant la trajectoire de chute des atomes froids est enclenché. *b)* Ce faisceau dépompeur est éteint. *c)* Les faisceaux de refroidissement sont éteints durant 400 ms. Le pic de fluorescence à $t = 177$ ms traduit le passage du nuage résiduel d'atomes froids dans le faisceau sonde. Le présence d'un jet continu d'atomes froids se manifeste par la différence de signal continu à $t \simeq 550$ ms.

($t \simeq 150$ ms) pourrait être lié à un effet de pompage optique non stationnaire du JC par la source (ces atomes ont subit la coupure des faisceaux de refroidissement au cours de leur chute). Le flanc montant de fluorescence ($t \simeq 550$ ms) serait plutôt dû au temps de chargement de la source.

Nous avons vérifié qu'avec une sonde asservie à la fréquence $\nu_{45'}$ ces divers transitoires de fluorescence sont présents, mais inversés, et que d'autre part nous détectons un JC d'atomes froids $F = 4$. Par le dépompage induit par la fluorescence de la source, le JC total est donc composé d'un mélange d'atomes $F = 3$ (flux Φ_3) et $F = 4$ (flux Φ_4). Sans ajout de faisceau supplémentaire de pompage optique (repompeur ou dépompeur), l'inversion de population atteint $\Phi_3 : \Phi_4 = 70 : 30$ (nous tenons compte de la différence d'efficacité de fluorescence des sondes de fréquences $\nu_{32'}$ et $\nu_{45'}$ (§C.1.3)). Une faible puissance de dépompeur $\nu_{44'}$ (10 μW) renforce le dépompage du JC vers $F = 3$ ($\Phi_3 : \Phi_4 = 95 : 5$). L'inversion de population peut également être forcée vers $F = 4$ par un faisceau repompeur $\nu_{34'}$, mais avec une efficacité légèrement plus faible ($\Phi_3 : \Phi_4 = 10 : 90$).

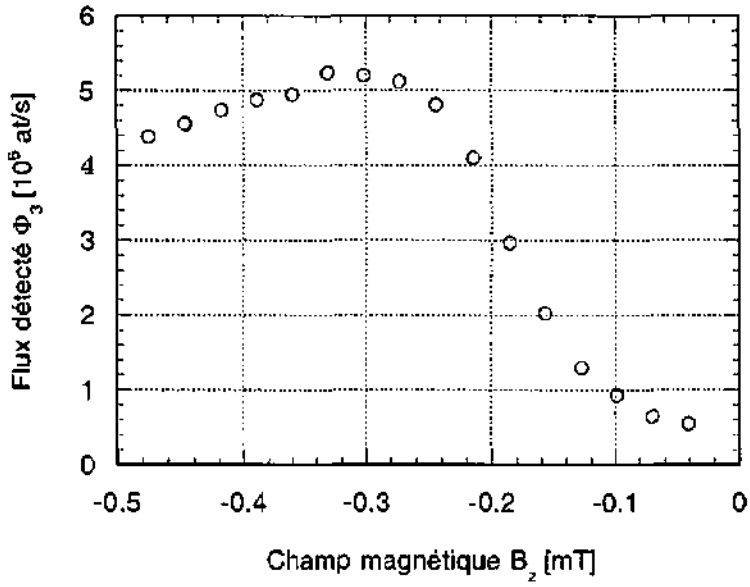


Fig. 3.14 – Flux atomique détecté Φ_3 en fonction du champ magnétique B_z. Le JC est extrait d'une trappe 2D-MOT par un entraînement MO (b = 40 mT/m, $\Delta/\Gamma = -2.5$, P_{refl} = 20 mW).

3.4.2 Effet du champ magnétique uniforme

Nous avons mesuré le flux Φ_3 d'atomes $F = 3$ en fonction du champ magnétique uniforme B_z (Fig. 3.14). Le JC croisant un faisceau dépompeur $\nu_{44'}$, l'inversion de population vers $F = 3$ est pratiquement totale (95%). En régime de champ faible ($|B_z| \leq 0.1$ mT), nous avons montré que les mécanismes de refroidissement sub-Doppler sont dominants, mais aucun modèle ne permet de justifier la quasi-absence de JC MO dans ce domaine. En champ fort ($|B_z| \geq 0.1$ mT), où domine les mécanismes de refroidissement Doppler, Φ_3 croît fortement pour atteindre un maximum à $B_z = -0.3$ mT, ce qui correspond à une vitesse de lancement $v_l = -1.5$ m/s. Cet accroissement de Φ_3 est corrélé avec l'apparition du pic 3 dans les distributions TOF du nuage résiduel (Fig. 3.8). Pour produire un JC MO appréciable, il semble qu'un transfert d'atomes d'une classe de vitesses sub-Doppler à une classe Doppler soit nécessaire. La dépendance de Φ_3 avec B_z est mal comprise. Sa forte croissance initiale semble compatible avec la réduction de la divergence du JC due à l'augmentation de sa vitesse longitudinale. Par contre, la faible augmentation de température $T_{\|}$ avec B_z (Fig. 3.10) ne permet de justifier ni la position du maximum de Φ_3 à $B_z = -0.3$ mT (nous nous attendons à une valeur $B_z = -0.8$ mT), ni la lente baisse de flux pour $|B_z| \geq 0.3$ mT.

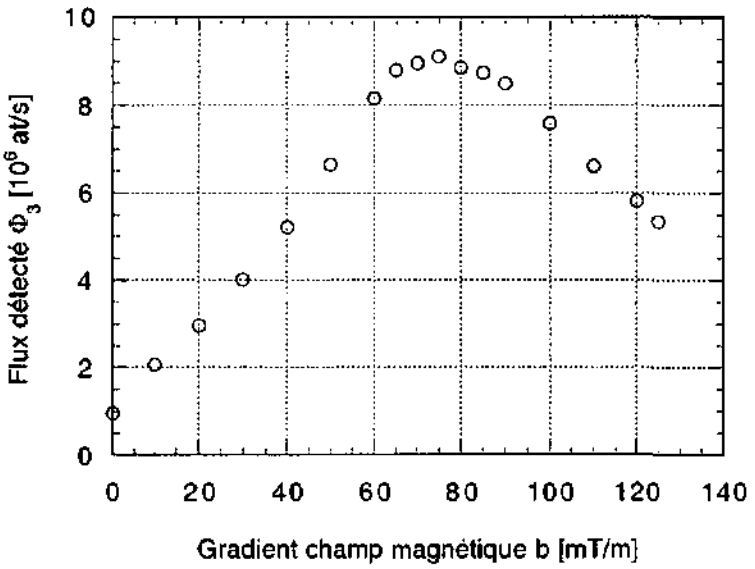


Fig. 3.15 – Flux atomique détecté Φ_3 en fonction du gradient de champ magnétique b. Le JC est extrait d'une trappe 2D-MOT par un entraînement MO ($B_z = -0.3$ mT, $\Delta/\Gamma = -2.5$, $P_{refr} = 20$ mW).

3.4.3 Effet du gradient de champ magnétique

Nous avons produit un JC d'atomes froids par entraînement MO en champ fort ($B_z = -0.3$ mT). Cette valeur optimise le flux détecté Φ_3 d'atome $F = 3$ à grande distance de la source (0.4 m) . Comme précédemment nous assurons une forte inversion de population du JC dans $F = 3$ (95%) par un faisceau dépompeur $\nu_{44'}$ croisant le JC. La dépendance de Φ_3 avec le gradient de champ magnétique b est représentée à la Fig. 3.15. Le flux détecté s'élève à la valeur maximale $\Phi_3 = 9 \cdot 10^6$ at/s pour une valeur optimale de gradient $b_{opt} = 75$ mT/m. Nous justifions qualitativement la présence de cet optimum par un compromis entre une diminution de la taille initiale du JC et une augmentation de sa divergence (élévation de température) au fur et mesure que b croît [SCF92][6].

[6]Lorsque nous discuterons la même mesure $\Phi = \Phi(b)$, mais dans le cas d'un JC entraîné par MM (§ 4.3), nous développerons un modèle 2D simulant numériquement les trajectoires atomiques à l'intérieur et à l'extérieur de la trappe 2D-MOT. Les coefficients de friction α_{sD} et de rappel κ_{sD} de cette force MO seront issu d'une théorie de refroidissement atomique sub-Doppler. Nous avons tenté d'appliquer ce même modèle à la mesure $\Phi = \Phi(b)$ pour l'entraînement MO en champ fort (Fig. 3.15). Malgré l'utilisation de coefficients de friction α_D et rappel κ_D Doppler [SCF92], la dépendance de la Fig. 3.15 n'a pu être reproduite.

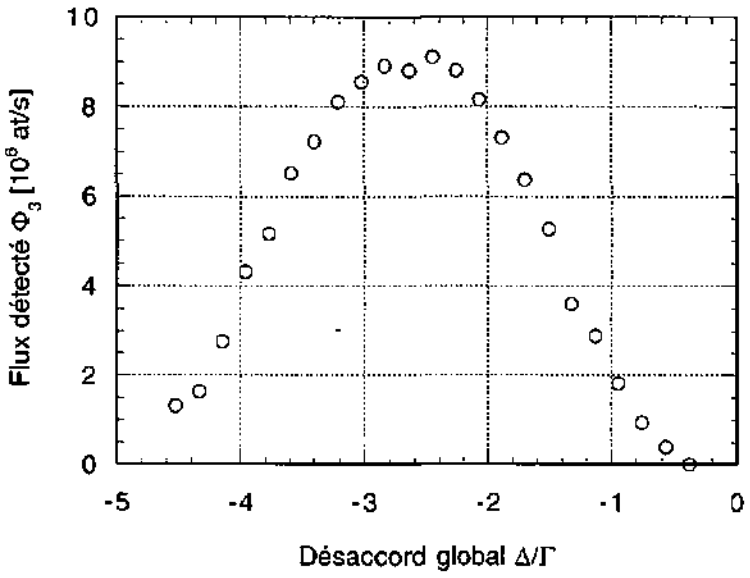


Fig. 3.16 – Flux atomique détecté Φ_3 en fonction du désaccord global Δ. Le JC est extrait d'une trappe 2D-MOT par un entraînement MO ($B_z = -1.5$ mT, $b = 75$ mT/m, $P_{\text{refr}} = 20$ mW).

3.4.4 Effet du désaccord global

L'un des paramètres essentiels intervenant dans le processus de refroidissement atomique est la vitesse de capture v_c de la source. Dans le cas d'une trappe MOT, le nombre stationnaire N d'atomes froids dans le nuage statique se comportent comme $N \sim v_c^4$ [MSRW90]. Dans l'expression de v_c intervient notamment le désaccord global Δ , le diamètre $\varnothing_{e^{-2}}$ et la puissance P_{refr} des faisceaux de refroidissement.

En utilisant le JC produit par entraînement MO et optimisé précédemment ($B_z = -1.5$ mT, $b = 75$ mT/m), nous mesurons la dépendance de son flux Φ_3 avec le désaccord global Δ (Fig. 3.16). Le flux est maximum à $\Delta/\Gamma = -2.5$. Cette valeur est légèrement supérieure à celle d'un nuage statique anisotrope ($\Delta/\Gamma = -1.7$) [Dud96]. Cette différence peut s'expliquer par nos faisceaux de refroidissement de plus grand diamètre ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm) et de plus forte puissance ($P_{\text{refr}} = 20$ mW), qui permettent d'atteindre une vitesse de capture v_c supérieure.

La puissance de refroidissement joue également un rôle important dans le processus de capture. A $P_{\text{refr}} = 20$ mW par faisceau de refroidissement (limite disponible dans notre dispositif expérimental), l'intensité du JC commence toutefois à saturer.

3.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre qu'il était possible d'entraîner de manière continue des atomes de césium refroidis par laser au moyen d'un champ magnétique uniforme. Cette technique présente l'avantage de sa simplicité d'application. Si les mécanismes d'entraînement magnéto-optique Doppler et sub-Doppler sont bien compris à une dimension [WSR96], aucune étude théorique détaillée n'a traité le cas tridimensionnel, et a fortiori celui de notre géométrie 3D à 45°. De telles investigations sortent malheureusement du cadre de ce travail.

Les mesures réalisées tant sur le nuage résiduel d'atomes froids (méthode pulsée) que sur le JC d'atomes froids (méthode continue) ont mis en évidence deux mécanismes d'entraînement magnéto-optique :

1. *Entraînement magnéto-optique sub-Doppler*
   L'entraînement magnéto-optique sub-Doppler est réalisé en soumettant la source atomique à un champ magnétique faible ($|B_z| \leq 0.1$ mT). Les températures mesurées sont inférieures à la limite de refroidissement Doppler ($T_\parallel \leq T_D = 127\ \mu$K). Le coefficient d'entraînement mesuré dans notre géométrie à 45° est $v_l/B_z = 2.1 \pm 0.1$ m/s $\cdot$ mT^{-1}. Cette valeur confirme la valeur théorique obtenue par un modèle de simulation numérique 2D quantique [Cas96]. Cette technique d'entraînement en champ faible ne permet toutefois pas à elle seule de produire un JC d'atomes froids suffisamment intense ($\Phi = 10^6$ at/s) . En mode continu, cet entraînement a été éprouvé en combinaison d'un entraînement par mélasse mouvante (§ 4).
2. *Entraînement magnéto-optique Doppler*
   L'entraînement magnéto-optique Doppler a lieu en régime de champ magnétique fort ($|B_z| \geq 0.1$ mT). Ce mécanisme permet de produire un JC d'atomes froids sans avoir recours à d'autres types d'extraction. L'apparition de ce JC purement magnéto-optique semble liée au passage de mécanismes de refroidissement sub-Doppler à Doppler [WSR96]. Les températures mesurées sur ce JC sont supérieures à la limite de refroidissement Doppler ($T_D \leq T_\parallel \leq 500\ \mu$K). Nous mesurons son coefficient d'entraînement moyen dans notre géométrie à 45° $v_l/B_z \simeq 5.0 \pm 0.2$ m/s $\cdot$ mT^{-1}, qui dépend en plus du désaccord des faisceaux de refroidissement. Sa vitesse est réglable dans l'intervalle 0.5 m/s $\leq |v_l| \leq 4$ m/s. Son flux maximum détecté à 0.4 m de la source s'élève à $\Phi = 9 \cdot 10^6$ at/s. Ce jet optimal est extrait d'une trappe 2D-MOT (gradient $b = 75$ mT/m, désaccord $\Delta/\Gamma = -2.5$), dont la vitesse de lancement vaut $|v_l| = 1.5$ m/s et la température $T_\parallel = 250\ \mu$K.

Chapitre 4

Entraînement par mélasse mouvante

Le second mécanisme d'entraînement continu d'atomes froids que nous proposons d'étudier est celui de la mélasse mouvante ou mélasse défilante (MM) (*Moving Molasses*) [HZB89, LPR+89]. Cette technique d'entraînement a été démontrée expérimentalement pour la première fois de manière continue par Riis *et al.* [RWMC90] et pulsée par Clairon *et al.* [CSGP91]. L'un des avantages majeurs de l'entraînement par MM par rapport aux entraînements magnéto-optique (MO) [WDRP92] ou par imbalance d'intensité [WHS93] est l'absence de réchauffement atomique durant la phase de lancement.

Utilisant cette technique, Riis *et al.* ont produit un jet quasi-continu d'atomes froids de sodium à partir d'une trappe magnéto-optique anisotrope (2D-MOT) chargée par un jet thermique ralenti [RWMC90]. De manière similaire, Weyers *et al.* ont utilisé une trappe 2D-MOT simplifiée (chargement de la source directement à partir d'une vapeur atomique) pour produire un jet continu (JC) d'atomes froids de césium [WAVD97].

Dans ce chapitre, nous étudions également l'extraction continue d'atomes froids de césium par MM soit à partir d'une mélasse optique (OM) (§ 4.2), soit à partir d'une trappe 2D-MOT (§ 4.3). La source d'atomes froids est chargée par une vapeur atomique. Quelques paramètres optimisant le flux du JC seront discutés au § 4.4, les autres ne différant pas sensiblement de ceux obtenus pour l'entraînement MO (§ 3.4). Finalement, nous présenterons les premiers résultats de refroidissement transversal additionnel 1D du JC réalisé sur la trajectoire de chute des atomes (§ 4.5). La motivation de ce refroidissement supplémentaire est la réduction de la divergence du jet afin d'augmenter la densité de flux à grande distance de la source.

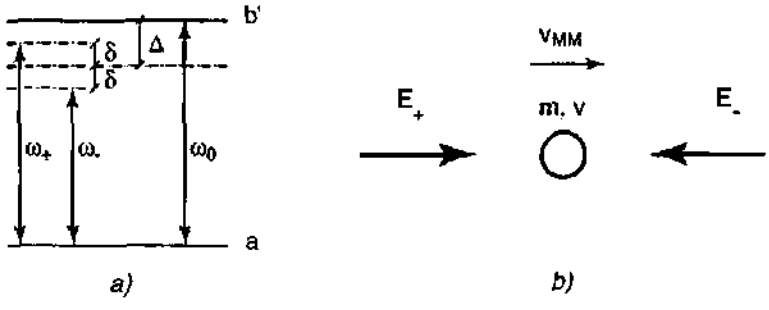


Fig. 4.1 – Atome à deux niveaux entraîné à 1D par mélasse mouvante.
a) Diagramme énergétique : ω_0 est la pulsation de Bohr de l'atome et $\omega_\pm$ les pulsations optiques des deux faisceaux laser désaccordés vers le rouge (Δ).
b) Atome (masse m et vitesse v) plongé dans l'onde stationnaire 1D mouvante : les deux ondes planes $E_\pm$ ont pour nombre d'onde $k_\pm$, pulsations $\omega_\pm$ et polarisations $\vec{e}_\pm$. Le désaccord δ induit un mécanisme d'entraînement par MM de vitesse $v_{\rm MM}$.

4.1 Principe de base

Nous avons décrit le principe de base du refroidissement Doppler à 1D pour un atome à deux niveaux au § 3.1. Dans un environnement de champ magnétique nul et pour des faisceaux parfaitement identiques excepté leur sens de propagation, les atomes sont ralentis et refroidis dans le référentiel du laboratoire.

Le principe de l'entraînement par MM repose uniquement sur des désaccords différents des deux ondes planes ($\Delta_+ \neq \Delta_-$, Fig. 4.1). Dans le cas de refroidissement Doppler, l'expression de la force totale $F_{\rm tot}$ à 1D reste identique à (3.1), mais les désaccords effectifs $\tilde{\Delta}_\pm$ sont modifiés comme suit :

$$F_{\rm tot} = \hbar k \Gamma \left[\frac{\beta_+}{1 + 2\beta_+ + 4\left(\frac{\tilde{\Delta}_+}{\Gamma}\right)^2} - \frac{\beta_-}{1 + 2\beta_- + 4\left(\frac{\tilde{\Delta}_-}{\Gamma}\right)^2} \right] \tag{4.1a}$$

$$\tilde{\Delta}_\pm = \Delta \pm \delta \mp kv \tag{4.1b}$$

$\beta_\pm$ sont les intensités normalisées (§ A.3), $\Delta < 0$ le désaccord global vers le rouge et $\delta = \frac{1}{2}|\omega_+ - \omega_-| > 0$ le désaccord de MM. Notons que nous avons approximé $k_+ = k_- = k$.

Si $\delta \neq 0$, les atomes sont ralentis et refroidis autour d'une vitesse d'entraînement $v_{\rm MM}$. Comme précédemment pour l'entraînement MO, nous déterminons $v_{\rm MM}$ en annulant la force totale $F_{\rm tot}$. Cette condition revient à égaliser les désaccords effectifs ($\tilde{\Delta}_+ = \tilde{\Delta}_-$) :

$$v_{\rm MM} = \frac{\delta}{k} \tag{4.2}$$

Bien que (4.2) ait été dérivée d'un modèle de refroidissement Doppler (pression de radiation), cette relation reste valable pour des refroidissements sub-Doppler [DCT89] (refroidissement Sisyphe ou refroidissement par orientation). En effet, nous pouvons facilement montrer que la superposition de deux ondes planes de pulsations différentes ($\omega_+ \neq \omega_-$) crée une onde stationnaire qui se déplace à la vitesse v_{MM} donnée par (4.2).

Pour notre géométrie 3D à 45° où nous souhaitons entraîner les atomes froids dans la direction verticale (Fig. 2.9), (4.2) doit être modifiée en tenant compte de la projection sur Oz des vecteurs d'onde $\vec{k}$ des faisceaux de refroidissement à 45° ($k \to \bar{k} = k/\sqrt{2}$). La vitesse d'entraînement v_{MM} devient donc, tant pour les mécanismes de refroidissement Doppler que sub-Doppler,

$$v_{\mathrm{MM}} = \sqrt{2}\frac{\delta}{k} \tag{4.3}$$

qui vaut $v_{\mathrm{MM}} = 1.205\ \mathrm{m/s \cdot MHz^{-1}}$ dans le cas du césium ($k = 2\pi/852.1\ \mathrm{nm}$).

Formellement, nous avons vu que l'entraînement par MM est équivalent à un changement de référentiel. En plus d'une unique vitesse de lancement pour des refroidissements Doppler et sub-Doppler, cette technique d'entraînement n'affecte théoriquement pas les températures limites atomiques. Nous verrons qu'en pratique cette propriété n'est pas tout à fait réalisée pour un JC, car le temps de transit dans les faisceaux de refroidissement n'est pas toujours suffisant pour que les atomes du JC atteignent leur température minimale.

4.2 Jet continu extrait d'une mélasse optique

Cette section est consacrée à l'étude essentiellement balistique d'un jet continu extrait par MM directement d'une mélasse optique (la source n'est pas confinée latéralement par le gradient de champ magnétique b). Dans un premier temps, nous détaillerons l'effet de la fluorescence résiduelle de la source sur la balistique des atomes froids du JC. Bien que nous en ayons déjà tenu compte sans autre justification dans les calculs balistiques du JC MO (§ 3.3), nous allons démontrer son effet expérimentalement. Par le modèle à deux forces (gravitation et pression de radiation) (§ B.2.2), nous calculerons la vitesse de lancement v_l et la température $T_\parallel$ du JC en fonction du désaccord δ. Nous donnons également la dépendance du flux atomique détecté en fonction de δ.

Les principaux paramètres de fonctionnement de la source d'atomes froids sont résumés dans le Tab. 4.1. Le Tab. 4.2 caractérise les faisceaux laser supplémentaires servant au diagnostic du JC (faisceau pousseur de fréquence $\nu_{45'}$, faisceau repompeur-pousseur de fréquence $\nu_{34'}$ et faisceau sonde de fréquence

Diamètre des faisceaux à e^{-2}	$\varnothing_{e^{-2}}$	25 mm
Puissance totale par faisceau de refr.	P_{refr}	18 mW
Intensité normalisée par faisceau de refr.	β	1.6
Puissance repompeur	P_{repomp}	0.1 mW
Désaccord global	Δ	-2.5Γ
Gradient de champ magnétique	b	0 mT/m

Tab. 4.1 – Principaux paramètres de refroidissement d'une source d'atomes froids fonctionnant en mélasse optique (OM).

Dimensions pousseur et rep.-pousseur	$H \times L$	1 mm × 8 mm
Polarisations pousseur et rep.-pousseur		lin
Puissance totale pousseur	P_{pouss}	160 μW
Puissance totale rep.-pousseur	$P_{\text{rep-pouss}}$	20 μW
Diamètre sonde à e^{-2}	$\varnothing_{e^{-2}}$	8 mm
Polarisations sonde		$\sigma_+ - \sigma_-$
Puissance totale sonde	P_{sonde}	450 μW
Intensité normalisé sonde	β_{sonde}	0.4

Tab. 4.2 – Principaux paramètres des faisceaux laser supplémentaires servant au diagnostic du JC (faisceau pousseur de fréquence $\nu_{45'}$, faisceau repompeur-pousseur de fréquence $\nu_{34'}$ et faisceau-sonde de fréquence $\nu_{45'}$).

$\nu_{45'}$). La puissance du faisceau pousseur P_{pouss} doit être ajustée finement pour n'affecter que le jet d'atomes froids. En effet, nous avons constaté la présence supplémentaire et permanente d'un jet d'atomes de césium thermiques provenant du gradient de pression de césium entre la croix et la cuve (§ 2.2.1). P_{pouss} devra être suffisante pour défléchir tous les atomes du jet d'atomes froids durant le temps de transit dans ce faisceau, sans toutefois affecter le jet d'atomes chauds (puissance trop importante). Ce réglage n'a pas d'importance pour les mesures balistiques, car la séparation des pics TOF d'atomes chauds et froids est très claire. Par contre, ce réglage est primordial pour les mesures de flux, car, par détection synchrone, les contributions des jets froid et chaud s'additionnent. Toutes les mesures qui suivent se rapportent donc uniquement au JC d'atomes froids.

Nous avons constaté qu'un faisceau repompeur-pousseur est nécessaire pour moduler efficacement l'intensité du JC, même si sa puissance peut être faible (Tab. 4.2). Par rapport aux mesures de flux effectuées sur le JC MO pulsé (§ 3.4), où nous avions mesuré une inversion de population du JC de 75% dans $F = 3$ sans ajout de faisceaux dépompeur $\nu_{44'}$ supplémentaire, le JC étudié dans ce chapitre est composé en majeure partie (90%) d'atomes $F = 4$

au niveau de la zone de détection. Cette inversion de population pratiquement totale vers $F = 4$ est assurée par le pompage optique du faisceau repompeur-pousseur, qui n'est toujours allumé.

Compte tenu des mesures de bruit de la fluorescence dans la zone de détection (Fig. C.4), nous fixons l'intensité normalisée du laser sonde à $\beta_{\text{sonde}} = 0.4$. Cette onde stationnaire de détection est réalisée par deux ondes planes contre-propageantes polarisées $\sigma_+ - \sigma_-$ (Fig. 2.12). Toutes les mesures de flux seront effectuées par la méthode du rapport S/N (C.29).

4.2.1 Pression de radiation résiduelle

Pour calculer la vitesse d'entraînement v_l et la température $T_\parallel$ du JC, nous devons connaître les forces agissant sur les atomes en chute libre. Outre la gravité, une force supplémentaire accélère le JC, à savoir la pression de radiation due à la fluorescence résiduelle de la source (faisceaux de refroidissement jamais éteints pour un fonctionnement continu de la source). Pour mettre en évidence son effet, nous produisons un JC suffisamment intense par MM à $\delta = 2\pi \cdot 3$ MHz (Fig. 4.5) et nous faisons varier la fluorescence de la source en changeant la puissance P_{repomp} du faisceau repompeur dirigé sur la source. Outre une variation de l'intensité du JC ainsi que de l'amplitude des signaux TOF par une modification du taux de capture de la source, nous mesurons une variation notable du centre t_f et de la pleine largeur à mi-hauteur FWHM $\Delta t_{1/2}$ (*Full Width Half Maximum*) de la distribution TOF (Fig. 4.2). Une élévation de P_{repomp} augmente la fluorescence de la source qui accélère la tranche d'atomes du JC sélectionnée par le laser pousseur, diminuant ainsi son temps d'arrivée moyen t_f dans la zone de détection. Nous surestimons ainsi la vitesse de lancement v_l de même que la température $T_\parallel$.

Nous mesurons l'effet de cette pression de radiation résiduelle par la photo-tension U_{src}, qui est proportionnelle à la fraction de la lumière de fluorescence totale de la source collectée sur un photo-détecteur (Fig. 2.9, n° 4) :

$$U_{\text{src}} = P_f \eta_{\text{src}} \Omega_{\text{src}} \bar{T} \tag{4.4}$$

où P_f est la puissance totale de fluorescence de la source, $\eta_{\text{src}} = 5.7 \cdot 10^6$ V/W est le facteur de conversion puissance optique – photo-tension, $\Omega_{\text{src}} = 0.34\%$ est la fraction d'angle solide de détection et $\bar{T} = 0.32$ le coefficient de transmission moyen du filtre interférentiel (incidence non-perpendiculaire). En cours de chute, l'intensité $I(r)$ de fluorescence agissant sur les atomes du jet décroît en r^{-2}. En considérant le cas simplifié d'une source ponctuelle, mais surestimé pour une OM de taille non-nulle, nous relions $I(r)$ à P_f. De

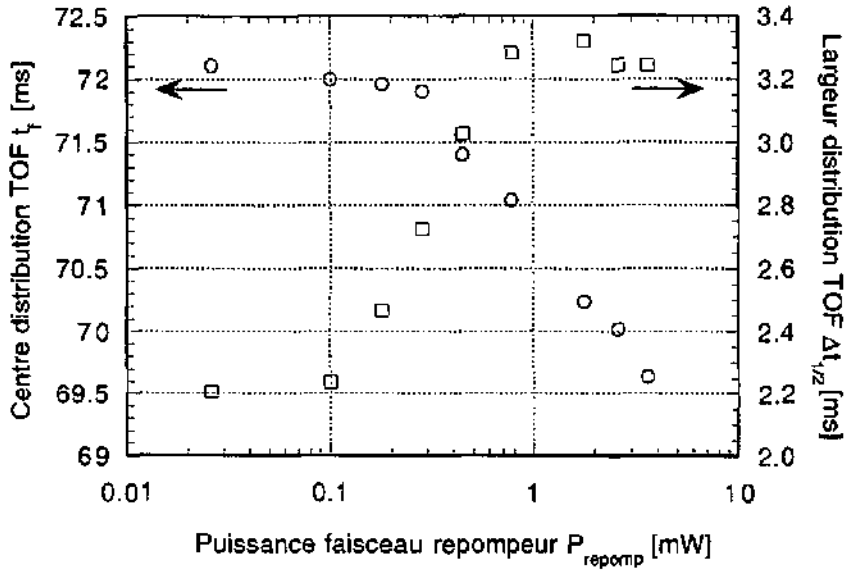


Fig. 4.2 – Centre t_f (○) et pleine largeur à mi-hauteur FWHM $\Delta t_{1/2}$ (□) de la distribution TOF en fonction de la puissance P_{repomp} du faisceau repompeur de la source. Le JC est extrait d'une OM à $\delta = 3$ MHz. Les autres paramètres de la source sont résumés dans le Tab. 4.1.

plus, par analogie avec la définition de l'intensité normalisée d'un faisceau laser (A.4), nous définissons l'intensité normalisée de fluorescence $\beta_f(r)$:

$$I(r) = \frac{P_f}{4\pi r^2(t)} \tag{4.5a}$$

$$\beta_f(r) = \frac{I(r)}{I_s} \tag{4.5b}$$

Les équations de Bloch optiques [CTDRG88] permettent de calculer la force instantanée F_f exercée par cette fluorescence sur un atome à deux niveaux. Pour un atome de césium dans l'état $F = 4$, nous tenons compte de la multiplicité des sous-niveaux Zeeman par le paramètre de saturation optique moyen $\bar{s} = s/w_{45'}$ (§ A.3, Tab. A.1) :

$$\begin{aligned} F_f &= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{2\bar{s}}{1+2\bar{s}} \\ &\overset{\bar{s}\ll 1}{\simeq} \hbar k \Gamma \bar{s} \\ &\overset{kv\ll 1}{\simeq} \hbar k \Gamma w_{45'} \beta_f(r) \end{aligned} \tag{4.6}$$

où nous fait les approximations de faible saturation optique ($\bar{s} \ll 1$) et d'effet Doppler négligeable ($kv \ll 1$, éloignement des atomes de la source). De (4.6)

nous déduisons l'accélération instantanée supplémentaire $a_f(z)$ subie par un atome en cours de chute par la fluorescence résiduelle de la source :

$$a_f(z) = -\frac{\alpha_f U_{\rm src}}{z^2(t)} \tag{4.7a}$$

$$\alpha_f = \frac{\hbar k \Gamma w_{45'}}{m I_s} \frac{1}{\eta_{\rm src} \Omega_{\rm src} \bar{T}} \tag{4.7b}$$

α_f est un paramètre expérimental que nous estimons théoriquement à $\alpha_f = 0.028\ \mathrm{m^3\,s^{-2}\,V^{-1}}$. Avec un signal typique $U_{\rm src} = 1$ V, l'accélération à la sortie de la source serait $a_f(z_1) = 7g$, mais diminuerait à $a_f(z_2) = 0.4g$ au niveau du laser pousseur (g est l'accélération terrestre). Relevons que ces valeurs sont des estimations certainement surévaluées, car la source n'est de loin pas ponctuelle (OM). De plus, les incertitudes sur les mesures photo-métriques de fluorescence (dernière fraction de (4.7b)) peuvent être importantes.

Pour les valeurs de t_f et $\Delta t_{1/2}$ de la Fig. 4.2, nous calculons qu'à la puissance de repompeur maximale $P_{\rm repomp} = 3.5$ mW, soit $U_{\rm src} = 2.2$ V, v_l est surestimée de 15% et $T_\parallel$ d'un facteur 3 si nous ne tenons pas compte de cette force supplémentaire ($\alpha_f = 0$ dans (B.22) et (B.25)). Expérimentalement, pour les mesures balistiques, nous réduirons la fluorescence au minimum ($P_{\rm repomp} = 0.1$ mW) pour limiter ces termes correctifs, tout en maintenant une intensité de JC suffisante. Par contre, pour les mesures de flux, nous travaillerons à grande valeur de $P_{\rm repomp}$ pour maximiser le taux de capture de la source.

Si l'absorption de photons dans la direction Oz modifie l'horaire atomique par transmission de leur quantité de mouvement (effet « instrumental »), l'émission spontanée de ces photons absorbés en cours de chute tend à réchauffer le JC. Pour estimer cette élévation de température $\Delta T_{\parallel,f}$ liée à la fluorescence de la source, nous calculons le nombre N de photons absorbés pendant la durée de chute $t_4 - t_1$ par la solution stationnaire des équations de Bloch optiques. Comme précédemment, nous considérons le régime de faible saturation optique, nous négligeons l'effet Doppler vu par les atomes au cours de leur chute et nous moyennons l'intensité de fluorescence sur les sous-niveaux Zeeman de $F = 4$.

$$N = \int_{t_1}^{t_4} \frac{\Gamma}{2} \frac{2\bar{s}}{1+2\bar{s}} \mathrm{d}t \tag{4.8}$$

$$\simeq \int_{t_1}^{t_4} \Gamma w_{45'} \beta_f(\tau) \mathrm{d}t \tag{4.9}$$

Ne connaissant pas analytiquement l'horaire $z(t)$ des atomes avec l'effet de la pression de radiation (§ B.2), nous considérons un mouvement uniforme

$r(t) = z(t) = v_l t$ dans l'expression de $\beta_f(r)$ (4.5). Cette approximation surestime N. Finalement, l'intégration de (4.8) donne N en fonction de U_{src} :

$$\begin{aligned} N &= \int_{z_1}^{z_4} \frac{\alpha_f U_{\text{src}} m}{\hbar k v_l} \frac{\mathrm{d}z}{z^2} \\ &= \frac{\alpha_f U_{\text{src}} m}{\hbar k v_l} \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_4} \right) \end{aligned} \tag{4.10}$$

Pour des valeurs typiques expérimentales ($U_{\text{src}} = 1$ V, $v_l = -3.6$ m/s), le nombre de photons absorbés au cours de la chute est de l'ordre de $N = 100$.

Chaque émission d'un photon transmettant une énergie cinétique de recul E_{rec} à l'atome, la conservation d'énergie totale à 3D avant (indice f) et après (indice $\bar{f}$) l'émission spontanée implique :

$$\frac{3}{2} k_B T_{\parallel,f} = \frac{3}{2} k_B T_{\parallel,\bar{f}} + N E_{\text{rec}} \tag{4.11a}$$

$$E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \tag{4.11b}$$

L'augmentation de température $\Delta T_{\parallel,f} = T_{\parallel,f} - T_{\parallel,\bar{f}}$ due à la fluorescence de la source est donc donnée par :

$$\Delta T_{\parallel,f} = \frac{2}{3} \frac{N E_{\text{rec}}}{k_B} \tag{4.12}$$

Pour les paramètres expérimentaux précédents ($U_{\text{src}} = 1$ V et $v_l = -3.6$ m/s) nous calculons $\Delta T_{\parallel,f} = 7\ \mu$K. Compte tenu des températures limites ($T_{\parallel} \geq 50\ \mu$K) atteintes pour un JC par MM (Fig. 4.4), nous négligerons par la suite cet effet de réchauffement.

4.2.2 Vitesses d'entraînements

Pour vérifier expérimentalement le coefficient d'entraînement (4.3) sur le JC, nous avons varié le désaccord de pulsations optiques δ entre les faisceaux de refroidissement montants et descendants en ajustant les fréquences ν_{AOM3} et ν_{AOM4} de leur modulateur acousto-optique (Fig. 2.4). Les spectres TOF sont obtenus par modulation d'intensité du JC au moyen du faisceau pousseur. Nous calculons v_l par (B.22) en tenant compte de la fluorescence résiduelle de la source. Cette perturbation est toutefois petite, car nous réduisons fortement la luminosité de la source (faible puissance repompeur dans la source). Sur la Fig. 4.3 nous avons reporté v_l en fonction de δ pour deux modèle balistiques différents : l'un tenant compte de la pression de radiation résiduelle de la source (modèle « avec fluo »), l'autre la négligeant (modèle

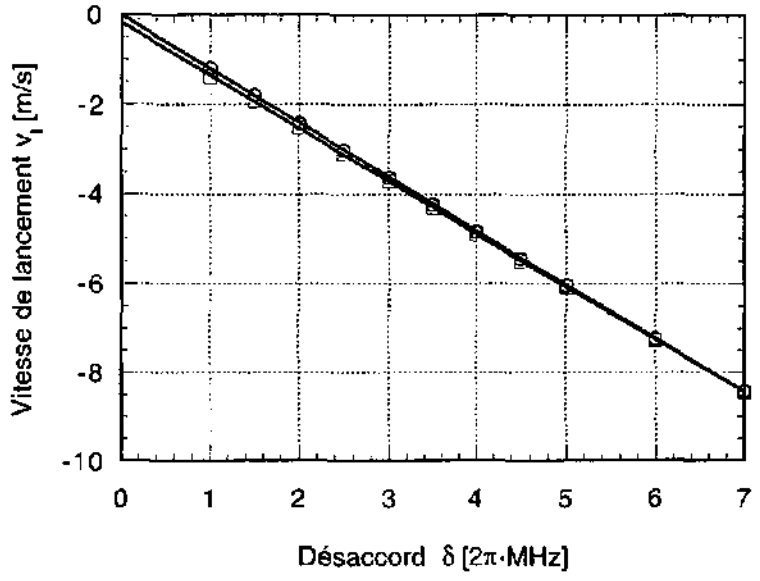


Fig. 4.3 – Vitesse de lancement v_l du JC en fonction du désaccord δ. Le JC est extrait d'une OM par MM (Tab. 4.1). Les deux séries de valeurs calculées correspondent à deux modèles balistiques différents : l'un tenant compte de la pression de radiation résiduelle de la source (modèle « avec fluo », ○), l'autre la négligeant (modèle « sans fluo », □). Les paramètres des régressions linéaires sont résumés dans le Tab. 4.3.

Modèle	$v_l(\delta = 0)$ [m/s]	$v_l/(\delta/2\pi)$ [m/s · MHz^{-1}]
Mesures « sans fluo » (□)	-0.191	-1.185
Mesures « avec fluo » (○)	-0.003	-1.206
Relation (4.3)	0	-1.205

Tab. 4.3 – Paramètres des deux régressions linéaires de la Fig. 4.3 : modèle « sans fluo » ($\alpha_f = 0$) ; modèle « avec fluo » ($\alpha_f = 0.015$ m^3 s^{-2} V^{-1}).

« sans fluo », i.e. $\alpha_f = 0$). Le Tab. 4.3 résume les paramètres de leur régression linéaire.

Si nous négligeons l'effet de la pression de radiation résiduelle ($\alpha_f = 0$), la régression est affine. La vitesse de lancement extrapolée à l'origine atteint $v_l(\delta = 0) = -0.19$ m/s. Bien que cette force supplémentaire soit faible, les incertitudes tant sur les altitudes z_i que sur le champ magnétique résiduel B_z ne justifient pas de tels écarts. Nous calculons donc v_l en tenant compte de la fluorescence de la source. Ce nouveau fit est obtenu pour des altitudes z_i et un paramètre de fluorescence α_f quelque peu différents des valeurs mentionnées jusqu'ici. Tout d'abord, les valeurs de z_i sont ajustées pour $\alpha_f = 0$ en ne tenant compte que des mesures à grands δ (± 2 mm par rapport aux valeurs mesurées mécaniquement, Tab. 2.1). Nous négligeons donc la pression de radiation à grande vitesse de lancement, car le temps passé près de la source est petit, donc le nombre de photons de fluorescence absorbés par le JC devient négligeable. Pour de petites valeurs δ, l'ajustement est optimal pour $\alpha_f = 0.015\ \mathrm{m^3\,s^{-2}\,V^{-1}}$ et les valeurs z_i modifiées. La réduction de α_f (facteur 2 par rapport à sa valeur estimée théoriquement, p. 63) est compréhensible par la taille étendue de la source. Le régression linéaire « avec fluo » s'accorde donc parfaitement sur la prévision théorique donnée par (4.3), confirmant le bien-fondé de ce modèle à deux forces.

Relevons encore que la vitesse de lancement $v_l(\delta = 0) = -0.19$ m/s pour le modèle « sans fluo » est compatible avec le nombre de photons N absorbés par le JC en cours de chute. Par (4.10) et les valeurs corrigées de z_i et α_f, nous calculons $N = 70$ à $\delta = 2\pi \cdot 1$ MHz. (Nous ne pouvons pas calculer N à $\delta = 0$, car (4.10) diverge.) Comme chaque photon absorbé transmet une vitesse $\hbar k/m = 3.5$ mm/s, la vitesse communiquée aux atomes du JC par la fluorescence s'élève à $v_l = -0.24$ m/s pour $\delta = 2\pi \cdot 1$ MHz. Un raffinement de ce modèle « avec fluo » tenant compte de la taille étendue de la source permettrait d'estimer plus précisément le nombre de photons absorbés en cours de chute[1].

[1] Dans l'optique du développement d'un étalon primaire et continu de fréquence, le déplacement des niveaux énergétiques lumineux (*light-shift*) dû à la fluorescence de la source est très important. Si ce déplacement de fréquence ne pouvait être supprimé par une isolation optique entre la source atomique et zone d'interrogation micro-onde [BJD+98], l'une des méthodes envisageables pour le corriger passerait par ce modèle. En effet, par des calculs balistiques (plus précis que des mesures photo-métriques) nous avons démontré qu'il est possible d'estimer le nombre de photons absorbés par le JC au cours de son temps de vol.

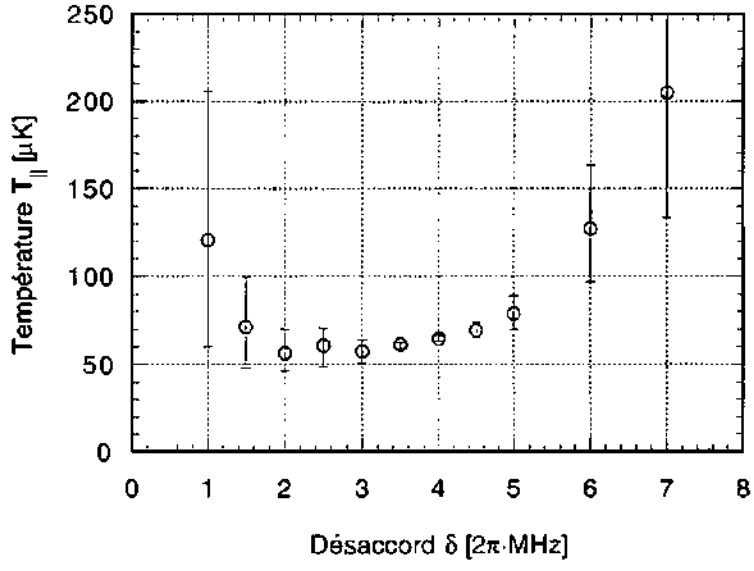


Fig. 4.4 – Températures $T_{\|}$ du JC en fonction du désaccord δ. Le JC est extrait d'une OM (Tab. 4.1).

4.2.3 Températures

A partir des mêmes spectres TOF que ceux utilisés pour calculer v_l (Fig. 4.3), nous déduisons la température longitudinale $T_{\|}$ du JC. Dans la relation (B.25) (modèle « avec fluo »), nous utilisons les altitudes z_i et le paramètre de fluorescence $\alpha_f = 0.015$ m^{3}s^{-2}V^{-1} optimisant la régression linéaire $v_l(\delta)$ du modèle « avec fluo » (Fig. 4.3). La dépendance de $T_{\|}$ avec δ est représentée à la Fig. 4.4. Nous constatons que la température minimale $T_{\|} = 55$ μK est obtenue pour un JC lancé à $\delta = 2\pi \cdot 3$ MHz ($v_l = -3.6$ m/s). Pour $\delta \geq 2\pi \cdot 5$ MHz, le temps passé par les atomes dans la source (≤ 5 ms) devient comparable avec le temps de refroidissement Doppler. De ce fait, tous les atomes n'atteignent pas la vitesse de capture sub-Doppler. Nous nous attendons donc à ce que la température augmente avec δ. Cette tendance est effectivement vérifiée, même si les incertitudes de mesures deviennent importantes à mesure que δ croît (faibles signaux TOF, de plus, asymétriques). Bien que la température limite de refroidissement Doppler $T_D = 127$ μK soit dépassée à grande vitesse, ces températures restent nettement inférieures à celles obtenues sur un JC par entraînement MO (Fig. 3.10). Une élévation de température significative est également observée pour $\delta \leq 2\pi \cdot 2$ MHz, malgré des incertitudes de mesures importantes. Dans ce cas d'atomes plus lents, les imperfections des faisceaux de refroidissement (homogénéité, recouvrement) peuvent devenir prépondérantes et ainsi réchauffer le JC durant sa sortie de la source.

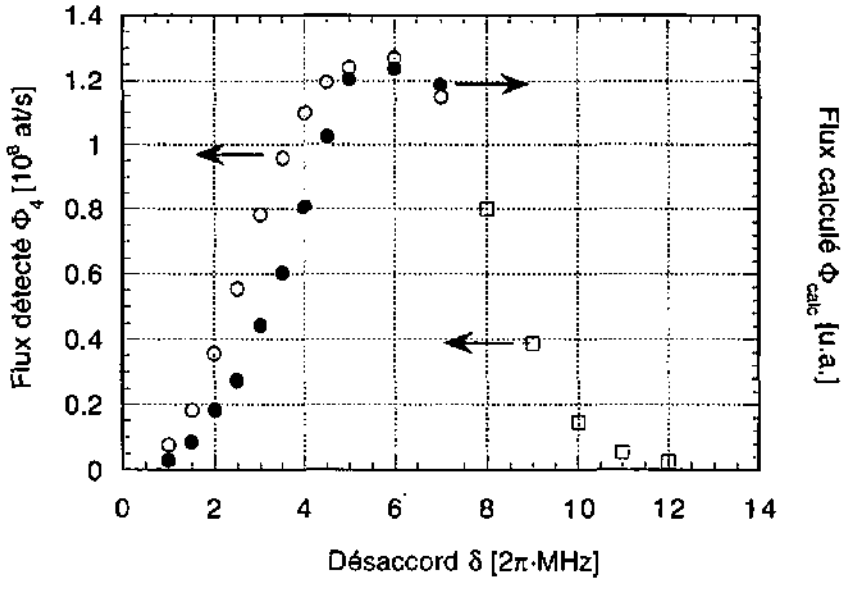


Fig. 4.5 – Flux atomique Φ_4 en fonction du désaccord δ. Le JC est extrait d'une OM par MM (Tab. 4.1). Les symboles ouverts (○ et □) sont des valeurs expérimentales acquises en deux séries de mesures, alors que les symboles pleins (●) découlent d'un modèle de flux calculé Φ_{calc}.

4.2.4 Flux atomique

Nous produisons un JC à partir d'une OM dans les mêmes conditions de refroidissement que pour les mesures précédentes (Tab. 4.1). Nous mesurons le flux Φ_4 d'atomes $F = 4$ par la technique de mesure du rapport signal/bruit S/N (*Signal-to-Noise ratio*) de la lumière de fluorescence dans le laser sonde (§ C.2). Nous avons déjà mentionné p. 61 que l'utilisation d'un faisceau repompeur-pousseur ($\nu_{34'}$) mélangé au faisceau pousseur ($\nu_{45'}$) assure une inversion de population vers $F = 4$ de 90%. La Fig. 4.5 montre de la dépendance de Φ_4 avec δ. Les symboles ouverts (○ et □) sont des mesures expérimentales enregistrées lors de séries d'acquisitions différentes. Les symboles pleins (●) découlent d'un modèle géométrique de flux calculé Φ_{calc}, qui est inversement proportionnel à la surface acquise par le JC au niveau du laser sonde :

$$\Phi_{calc} \sim (T_{\parallel} t_f^3)^{-1} \tag{4.13}$$

Φ_{calc} rend compte de la divergence du JC par sa température transverse $T_{\perp}$, que nous supposons égale à sa température longitudinale $T_{\parallel}$, et par sa vitesse longitudinale v_l (comprise dans t_f). Si les valeurs de t_f sont précises

(modèle « avec fluo », Tab. 4.3), les valeurs de $T_\parallel$ considérées sont plus incertaines (Fig. 4.4). Malgré tout Φ_{calc} reproduit remarquablement bien les valeurs mesurées de Φ_4, excepté pour $\delta \geq 2\pi \cdot 6$ MHz, où les incertitudes sur $T_\parallel$ deviennent importantes. La croissance de Φ_4 pour de petits $\delta \leq 2\pi \cdot 5$ MHz est gouvernée par la réduction de la divergence du JC pour des vitesses de lancement croissantes. Comme mentionné précédemment, la chute de Φ_4 à grande vitesse d'entraînement ($\delta \geq 2\pi \cdot 6$ MHz) est justifiée par des processus de refroidissement sub-Doppler pas optimaux (temps de séjour trop court dans la source).

4.3 Jet continu extrait d'une trappe 2D-MOT

Les mesures de flux Φ_4 que nous avons présentées à la Fig. 4.5 ont été obtenues sur un JC extrait directement d'une mélasse optique. Dans cette configuration sans gradient de champ magnétique transversal ($b = 0$), les atomes sont refroidis, mais ne sont pas concentrés sur l'axe Oz de champ nul. Comme notre section de détection (1 cm^2) est nettement plus petite que la section présumée du JC en sortie de source (5 cm^2), que nous supposons égale à la section des faisceaux de refroidissement, nous ne pouvons détecter tous les atomes du jet.

Afin d'augmenter la densité de flux nous appliquons une force de rappel magnéto-optique transversale pour réduire la section du JC à la sortie de la source (trappe 2D-MOT). Bien que cette force soit proportionnelle à b, la taille de la trappe est limitée par l'agitation thermique résiduelle des atomes (répulsion atomique engendrée par la diffusion des photons entre atomes). Plus la source est dense, plus sa température devrait être élevée.

Nous produisons un JC à partir d'une trappe 2D-MOT par MM. Les paramètres de fonctionnement de cette source 2D-MOT sont identiques à ceux de la source OM (Tab. 4.1), excepté pour $b \geq 0$. La Fig. 4.6 montre l'élévation marginale de température $T_\parallel$ avec b, certainement à cause de la densité atomique fortement réduite en présence d'un processus d'extraction. Par rapport à une trappe magnéto-optique isotrope 3D-MOT statique [DLN+94], où la densité avoisine $n = 10^{12}$ cm$^{-3} \simeq \lambda^{-3}$, celle d'un JC produit est inférieure de plusieurs ordres de grandeur (Tab. 4.5, p. 92).

Bien que nous n'ayons pas mesuré la section initiale du JC en 2D-MOT, nous espérons accroître fortement sa densité. Comme la température du JC ne dépend que peu de b, le flux détecté Φ_4 devrait augmenter de manière monotone avec b et saturer à grandes valeurs. Les mesures de Φ_4 en fonction de b montre un comportement fort différent (Fig. 4.7) avec une valeur de gradient b_{opt} optimisant le flux détecté Φ_4. Pour un JC entraîné à $v_l = -3.6$ m/s,

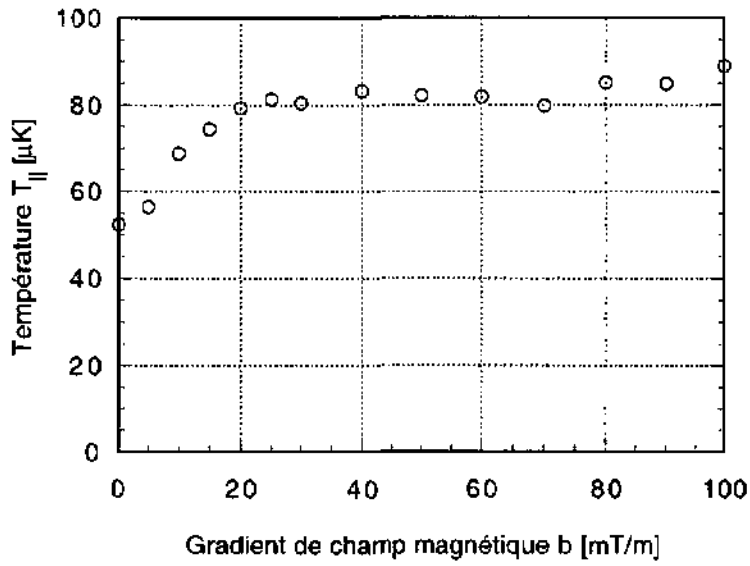


Fig. 4.6 – Température $T_\parallel$ en fonction du gradient de champ magnétique b. Le JC est extrait d'une trappe 2D-MOT à $v_l = -3.6$ m/s par MM (Tab. 4.1).

$b_{\text{opt}} = 5$ mT/m et $\Phi_4 = 1.6 \cdot 10^8$ at/s. Pour expliquer cette dépendance inattendue $\Phi_4(b)$, nous avons développé une simulation numérique Monte-Carlo bidimensionnelle des trajectoires atomiques dans la source 2D-MOT et pendant leur chute libre. Une étude similaire a été réalisée par Aucouturier [Auc97].

4.3.1 Simulation de trajectoires atomiques

Nous considérons le cas 2D d'un atome soumis à une force F_z de freinage pur selon Oz (mélasse optique 1D) et à une force F_x de freinage et de rappel selon Ox (trappe magnéto-optique 1D). Comme nous cherchons à déterminer la divergence du JC, nous ne calculerons que la vitesse transversale v_x. La constante de temps de F_z étant nettement plus petite que celle de F_x, nous supposerons que tous les atomes sortent de la source avec une vitesse de lancement v_z donnée par (4.3). Dans le domaine linéaire de la force magnéto-optique F_x, les équations du mouvement selon Ox sont (nous omettons l'indice dans v_x) :

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -\kappa x - \alpha v \tag{4.14a}$$

$$v = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \tag{4.14b}$$

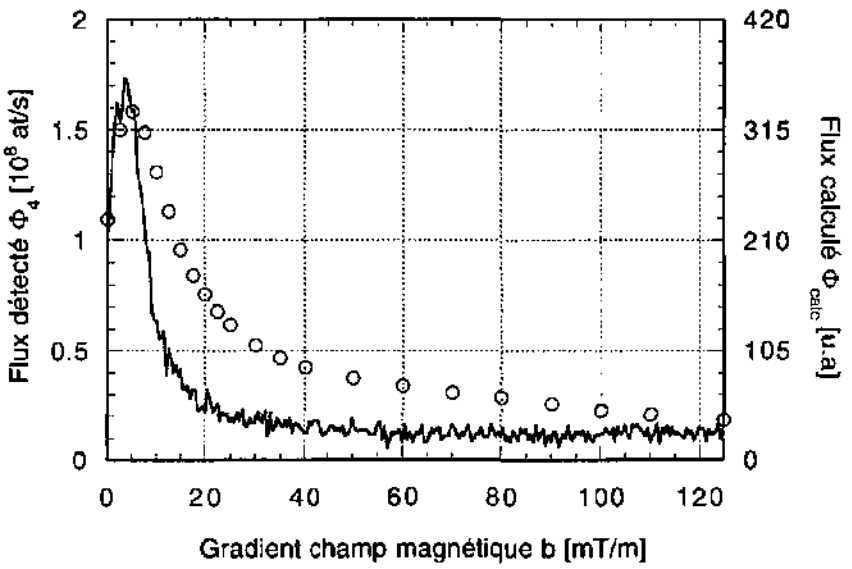


Fig. 4.7 – Flux atomique détecté Φ_4 en fonction du gradient de champ magnétique b : mesures expérimentales (○) et simulation numérique Monte-Carlo des trajectoires atomiques dans la source et lors de la chute libre (courbe pleine bruyante). Le JC est extrait à $v_l = -3.6$ m/s par MM (Tab. 4.1).

où α et κ sont les coefficients de friction et de rappel. Dans la théorie simplifiée du refroidissement sub-Doppler par orientation à 1D et pour une transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$, α_{sD} et κ_{sD} peuvent être calculés analytiquement [SCF92] :

$$\alpha_{\mathrm{sD}} = -\frac{120}{17}\frac{\frac{\Delta}{\Gamma}}{5+4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2}\hbar k^2 \tag{4.15a}$$

$$\kappa_{\mathrm{sD}} = \frac{g_g \mu_B \alpha_{\mathrm{sD}}}{\hbar k} b \tag{4.15b}$$

Pour un désaccord global $\Delta = -2.5\Gamma$ et un facteur de Landé de l'état fondamental $g_g = g_4 = 1/4$ (Tab. A.3), $\alpha_{\mathrm{sD}} = 3.4 \cdot 10^{-21}$ kg/s et $\kappa_{\mathrm{sD}} = 10^{-20}$ kg/s$^2 \cdot$ (mT/m)$^{-1}$.

Les équations du mouvement (4.14) peuvent être ré-écrites sous une forme incrémentale pour un petit intervalle de temps τ :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} x_{i+1} \\ v_{i+1} \end{pmatrix}}_{\vec{w}_{i+1}} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \tau \\ -\frac{\kappa}{m}\tau & \left(1-\frac{\alpha}{m}\right)\tau \end{pmatrix}}_{\mathrm{W}} \underbrace{\begin{pmatrix} x_i \\ v_i \end{pmatrix}}_{\vec{w}_i} \tag{4.16}$$

Avec un vecteur de conditions initiales $\vec{w}_0 = (x_0, v_0)$, nous calculons la position et la vitesse transversales $\vec{w}_n = (x_n, v_n)$ à la sortie de la trappe par la

relation récurrente :

$$\vec{w}_n = \mathbf{W}^n \vec{w}_0 \tag{4.17}$$

Les conditions initiales x_0 et v_0 sont tirées au hasard (Monte-Carlo) dans l'intervalle du diamètre D des faisceaux de refroidissement ($-D/2 \leq x_0 \leq D/2$) et de la vitesse de capture atomique ($-v_c \leq v_0 \leq v_c$). L'altitude initiale z_0 de l'atome est également aléatoire dans le diamètre D, ce qui implique que l'atome subit la force magnéto-optique pendant un intervalle de temps variable. En pratique nous introduisons z_0 par le nombre d'itérations n dans (4.17). En considérant une unique vitesse axiale $v_z = v_l$ donnée par (4.3), le temps passé par un atome dans la mélasse mouvante vaut $t_{\mathrm{MM}} = D/v_l$. Nous tirons donc n au hasard dans l'intervalle $0 \leq n \leq t_{\mathrm{MM}}/\tau$.

La trajectoire atomique dans la trappe, solution de (4.14), est un mouvement oscillatoire amorti. Pour notre domaine expérimental de gradient ($b \leq 125$ mT/m), l'amortissement est toujours fort ($\kappa \ll \alpha^2/4m$). Par contre t_{MM} n'est pas suffisant pour que l'atome atteigne sa position d'équilibre transversale. En d'autres termes, il sort de la source à une distance plus grande de l'axe neutre de la trappe, mais également avec une composante de vitesse transversale.

Par un calcul balistique simplifié (nous ne tenons pas compte de la pression de radiation de la fluorescence résiduelle de la source), nous déterminons les trajectoires des atomes en chute libre. Les conditions initiales de cette seconde équation du mouvement sont données par les valeurs calculées à la sortie de la trappe par la force magnéto-optique (x_n, v_n). Nous tenons compte en plus d'une température transversale $T_\perp$ du JC en ajoutant une composante aléatoire de vitesse transversale comprise dans le domaine de températures $T_\parallel$ mesurées (Fig. 4.6). Finalement, le flux atomique calculé Φ_{calc} est proportionnel au nombre d'atomes traversant le faisceau sonde, où nous prenons en considération sa section de détection.

4.3.2 Focalisation du JC

Nous avons superposé aux valeurs de flux détectés $\Phi_4(b)$ une courbe de flux $\Phi_{\mathrm{calc}}(b)$ calculés par le modèle de la force magnéto-optique dans la source (Fig. 4.7, p. 71). Les principaux paramètres de simulation numérique sont résumés dans le Tab. 4.4. Nous constatons le très bon accord qualitatif entre ce modèle simple et les mesures expérimentales. Le flux optimal calculé apparaît pour un gradient $b_{\mathrm{opt}} = 4$ mT/m, qui est proche de la valeur mesurée. L'effet de la température transversale $T_\perp$ se traduit essentiellement par le contraste de flux entre $b = 0$ et b_{opt}. Avec $T_\perp = 100$ μK, température réaliste au vu

Diamètre faisceaux refr.	D	25 mm
Diamètre faisceau détection	d	8 mm
Vitesse de capture	v_c	10 m/s
Vitesse de lancement	v_l	-3.6 m/s
Température transversale	$T_\perp$	100 μK
Coefficient de friction	α_{sD}	$3.4 \cdot 10^{-21}$ kg/s
Coefficient de rappel	κ_{sD}	10^{-20} kg/s$^2 \cdot$ (mT/m)$^{-1}$

Tab. 4.4 – Principaux paramètres de simulation numérique des trajectoires atomiques dans la source (mélasse optique (Oz) + trappe magnéto-optique (Ox)).

des mesures de $T_\parallel$ (Fig. 4.6), le contraste calculé s'élève à 60%, alors que nous mesurons 40%. La vitesse de capture n'a par contre que très peu d'effet sur Φ_{calc}, ce qui confirme bien qu'en régime de refroidissement sub-Doppler l'équilibre de vitesse est atteint nettement plus rapidement que l'équilibre de position dans la trappe. D'un point de vue quantitatif, il est très intéressant de noter le faible gain (+40%) de flux mesuré Φ_4 entre la trappe 2D-MOT optimale et la mélasse optique ($b = 0$). Nous nous attendions plutôt à un gain de flux Φ_4 d'un ordre de grandeur. Φ_4 est même cinq fois plus faible à $b = 125$ mT/m qu'à $b = 0$. Ces mesures peuvent légitimement remettre en question la nécessité du gradient de champ magnétique pour augmenter la densité de flux, une source nettement plus simple (OM) permettant d'obtenir un flux atomique que légèrement plus faible.

Nous interprétons ce comportement critique de Φ_4 avec b comme un effet de focalisation du JC. Le temps de thermalisation sub-Doppler des atomes dans la source (50 μs) étant nettement inférieur au temps de transit dans les faisceaux de refroidissement ($t_{MM} = 7$ ms à $v_l = -3.6$ m/s), la divergence du JC en sortie de source (z_1) à $b = 0$ est donnée par la température $T_\perp = T_\parallel$. Avec une augmentation de b, les simulations numériques montrent que les atomes issus d'une 2D-MOT n'atteignent pas leur équilibre de position pendant t_{MM}, mais de plus convergent vers l'axe Oz en z_1. La divergence du JC à $b = 0$ liée à sa température est compensée, puis dominée par la convergence induite par le gradient b.

Le maximum de flux Φ_4 à $b = b_{opt}$ correspond à la convergence du JC sur le faisceau sonde (distance focale $f = z_4$). Pour $b < b_{opt}$, les trajectoires atomiques sont moins convergentes en z_1, impliquant un point focal (*waist*) plus éloigné ($f > z_4$). Comme notre surface de détection est fixe et plus petite que la section du JC en z_4, le flux détecté Φ_4 décroît. Le raisonnement est similaire pour $b > b_{opt}$: le point focal se rapprochant de la source ($f < z_4$), la section du JC est également plus grande en z_4 qu'en $z = f$, donc Φ_4 est

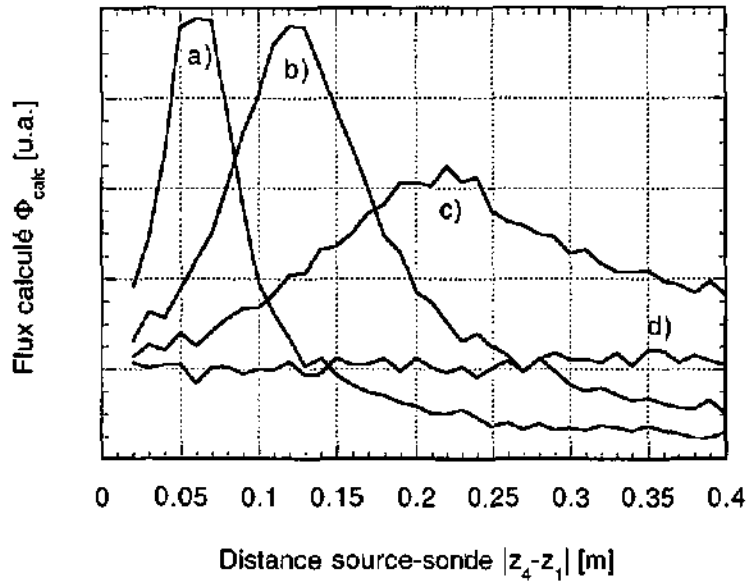


Fig. 4.8 – Simulations numériques mettant en évidence le déplacement du point focal (*waist*) du JC pour diverses valeurs du gradient b : a) 20 mT/m ; b) 10 mT/m ; c) 5 mT/m ; d) 0.5 mT/m. Les paramètres de simulations numériques sont résumés dans le Tab. 4.4.

plus faible. Notre dispositif expérimental ne nous permettant pas de mettre en évidence expérimentalement ce déplacement du point focal avec b, nous l'avons simulé numériquement (Fig. 4.8). Nous constatons effectivement que pour des valeurs croissantes de b, le maximum de Φ_{calc} se rapproche de la source. La saturation de Φ_{calc} pour $b = 20$ mT/m provient de la section du JC inférieure à la surface de la sonde.

La distance focale f dépend non seulement de b, mais également de la vitesse d'entraînement v_l. Plus grande est v_l, plus grande sera f. Pour confirmer notre modèle de simulations de trajectoires, nous avons répété les mesures $\Phi_4(b)$ et les simulations numériques $\Phi_{calc}(b)$ pour différentes valeurs de v_l. Sur la Fig. 4.9 nous avons reporté les valeurs b_{opt} en fonction des vitesses v_l. Nous observons effectivement une augmentation de b_{opt} avec v_l tant pour les données expérimentales que simulées, qui est interprétable à nouveau par la focalisation du JC. Comme le temps de vol décroît avec v_l, b doit être augmenté pour maintenir fixe f.

4.3.3 Photos d'une source entraînée

Les photos de la source entraînée (Fig. 4.10) confirment l'hypothèse d'un JC convergent à la sortie de la trappe 2D-MOT. Deux exemples sont présentés pour $v_l = -1.2$ m/s et de grandes valeurs de gradient ($b = 75$ mT/m et

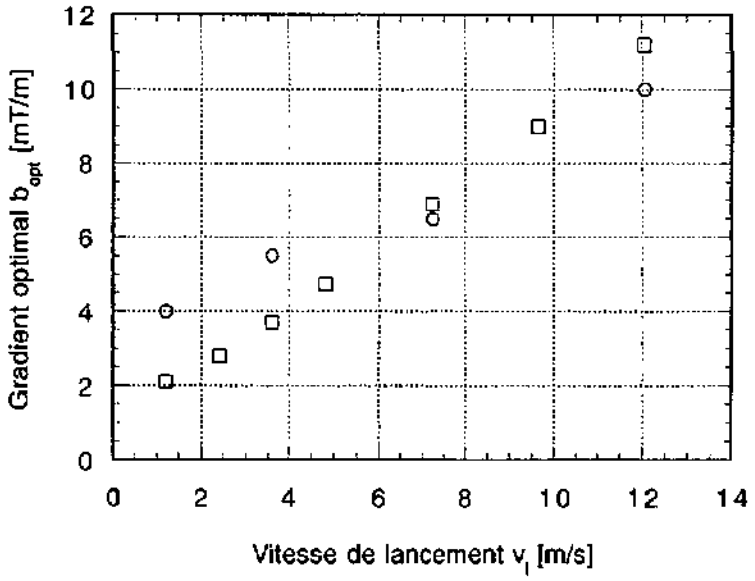


Fig. 4.9 – Gradient b_{opt} optimisant le flux atomique détecté en fonction de la vitesse de lancement v_l : données mesurées expérimentalement (○) et simulées numériquement (□).

$b = 125$ mT/m). Avec une augmentation de b, nous constatons effectivement une réduction du diamètre du JC en sortie de trappe, par contre la diminution de son angle de convergence est moins visible. Les diamètres et les angles de convergence que nous mesurons sur les photos surestiment largement les valeurs calculées par simulation numérique des trajectoires atomiques (facteur 10). Nous tenons responsable la réponse fortement non-linéaire de la caméra CCD (saturation optique) dans ces mesures photo-métriques du JC.

4.4 Optimisation du flux atomique

Lors de la caractérisation du JC entraîné par un champ magnétique uniforme (§ 3.4), nous avons décrit l'effet de quelques paramètres optimisant le flux atomique détecté Φ_3 (champ magnétique B_z, gradient b, désaccord global Δ). Pour l'entraînement par MM, les principaux paramètres de capture de la source sont identiques (désaccord global optimal $\Delta/\Gamma = -2.5$, diamètre des faisceaux de la source $\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm). Nous avons constaté en particulier une dépendance identique de Φ_4 avec Δ (Fig. 3.16). Dans cette section, nous allons discuter d'autres paramètres influençant Φ_4, comme les puissances optiques de refroidissement et de repompage de la source, l'amplitude de modulation du laser maître et le champ magnétique uniforme. Toutes les mesures présentées se rapportent à un JC extrait d'une OM ($b = 0$) à $v_l = -3.6$ m/s.

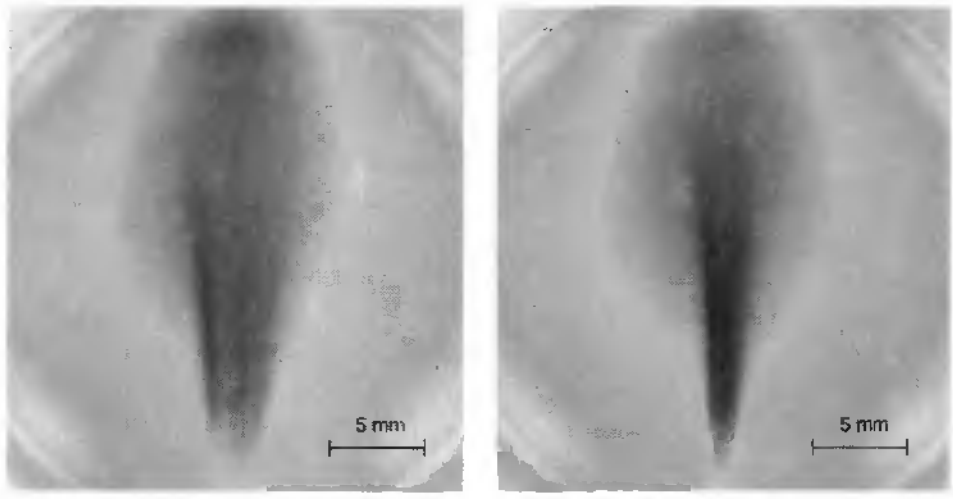


Fig. 4.10 – Photos de la source 2D-MOT entraînée par MM (Tab. 4.1). La vitesse de lancement est $v_l = -1.2$ m/s et le gradient b : *a)* 75 mT/m et *b)* 125 mT/m.

4.4.1 Puissance de refroidissement

Nous avons mesuré l'influence de la puissance P_{refr} des faisceaux de refroidissement sur le flux détecté Φ_4 (Fig. 4.11). Comme les processus de refroidissement sub-Doppler dépendent peu des imbalances d'intensité entre faisceaux (nous ajustons néanmoins les puissances des six faisceaux à $\pm 2\%$), nous n'avons mesuré que l'effet d'une variation globale d'intensité.

Le flux détecté Φ_4 présente un seuil à l'intensité normalisée $\beta = 0.2$ ($P_{\text{refr}} = 3$ mW), certainement due à notre zone de détection optique éloignée de la source (0.4 m) et à la quantité importante de lumière parasite dans cette région (faible rapport S/N). Φ_4 croît ensuite de manière monotone avec β et sature à $\beta = 1.7$, valeur maximale disponible avec notre amplificateur optique (§ D.2). Les températures $T_\parallel$ mesurées sont indépendantes de β, car même si le taux de capture croît, la densité atomique reste très faible pour un JC (Tab. 4.5).

4.4.2 Amplitude de modulation du laser maître

Nous avons noté un autre effet d'origine plus technique agissant de manière importante sur la température $T_\parallel$ du JC et par conséquent sur le flux atomique détecté Φ_4. Pour asservir la fréquence optique du laser maître, nous avons choisi de moduler le courant d'alimentation de la diode à $\nu = 50$ kHz, ce qui induit également une modulation de fréquence des faisceaux de refroidissement. Comme la période de modulation ($T = 1/\nu = 20$ μs) est comparable

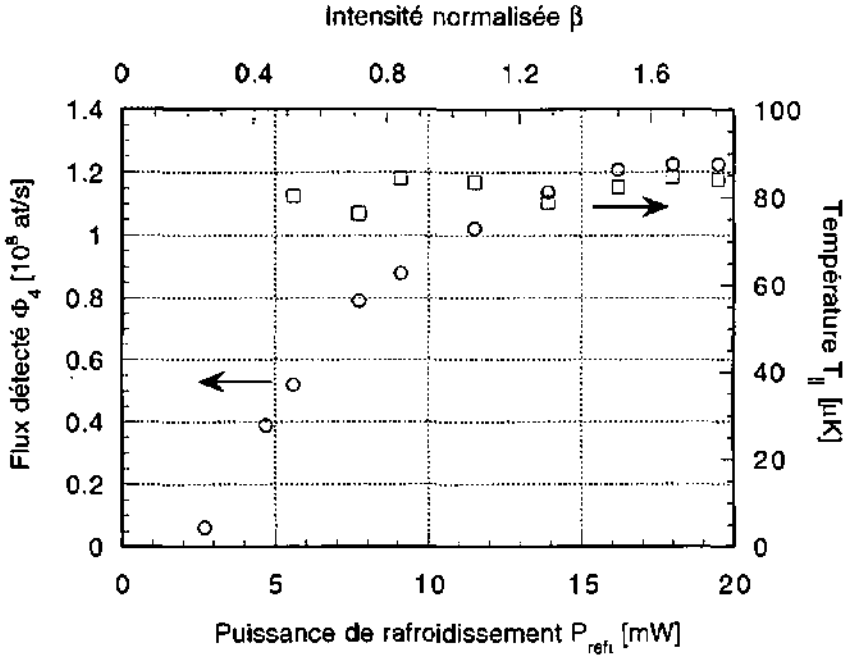


Fig. 4.11 – Flux atomique détecté Φ_4 (○) et température longitudinale $T_\parallel$ (□) en fonction de la puissance P_{refr} ou de l'intensité normalisée β par faisceau de refroidissement. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{\text{repomp}} = 0.4$ mW et $\vec{B} = 0$.

au temps caractéristique de refroidissement sub-Doppler, les atomes suivront ces oscillations du laser maître. Nous avons mesuré l'influence de l'amplitude U_{mod} de ce signal de modulation du laser maître sur $T_\parallel$ et sur Φ_4 (Fig. 4.12).

Nous constatons effectivement que $T_\parallel$ augmente avec U_{mod}. Comme le JC devient plus divergent si $T_\parallel$ croît, Φ_4 chute en augmentant U_{mod}. En pratique nous choisirons l'amplitude de modulation maximale pour assurer un asservissement solide du laser maître tout en ne réchauffant pas excessivement le JC (en l'occurence $U_{\text{mod}} = 80$ mV$_{\text{pp}}$). Une alternative plus élégante consisterait non plus à moduler le courant du laser, mais plutôt un élément extérieur du laser maître, comme par exemple le modulateur acousto-optique AOM1 (Fig. 2.2).

4.4.3 Puissance de repompage

Le laser repompeur, asservi à la fréquence atomique $\nu_{34'}$, est nécessaire pour compenser le dépompage naturel des atomes au cours de leur processus de refroidissement dans la source. A faible puissance P_{repomp}, le taux de capture R de la source est proportionnel à P_{repomp}. En augmentant P_{repomp}, R

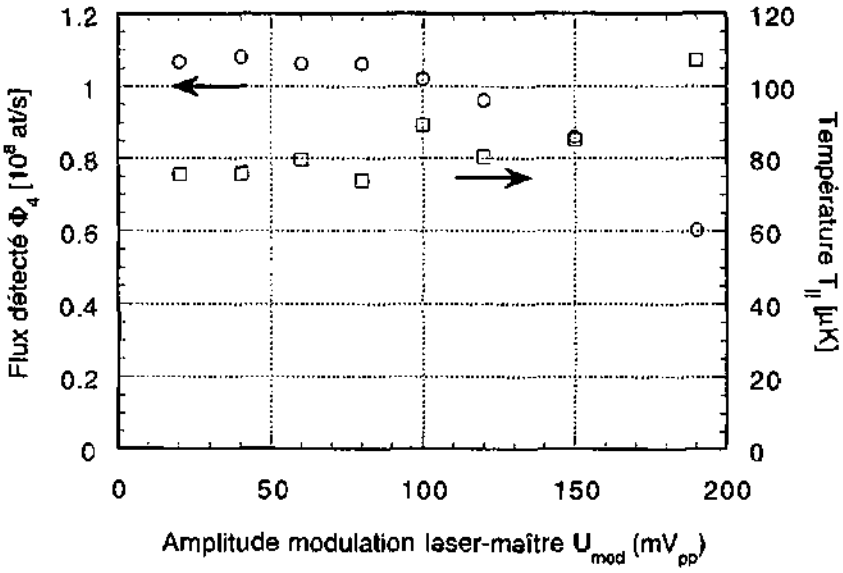


Fig. 4.12 – Flux atomique détecté Φ_4 (○) et température longitudinale $T_{\parallel}$ (□) en fonction de l'amplitude U_{mod} du signal de modulation de l'asservissement du laser maître. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{refr} = 12$ mW, $P_{repomp} = 0.4$ mW et $\vec{B} = 0$.

sature, car les atomes n'ont plus le temps de retomber dans l'état noir $F = 3$. Nous avons calculé R en fonction de P_{repomp} (Fig. 4.13) en mesurant d'une part le nombre N d'atomes dans une source non-entraînée ($\delta = 0$) et d'autre part sa constante de temps de chargement t_{ch} (remplissage exponentiel). Ces deux mesures sont réalisées sur une fraction de la fluorescence totale de la source. R est alors donné par

$$R = \frac{N}{t_{ch}} \tag{4.18}$$

En parallèle, nous avons mesuré le flux atomique Φ_4 parvenant dans la zone de détection (Fig. 4.13). A faible valeur de P_{repomp}, Φ_4 est proportionnel à N, ce qui indique que le flux détecté est limité par le taux de capture de la source. Pour $P_{repomp} > 0.1$ mW, Φ_4 sature plus rapidement que R. A $P_{repomp} = 0.1$ mW le rapport de conversion flux atomique détecté – taux de capture de la source atteint sa valeur maximale $\Phi_4/R = 20\%$. Des mesures de températures longitudinales $T_{\parallel}$ (Fig. 4.14) confirment un réchauffement du JC pour $P_{repomp} > 0.1$ mW. Comme l'élévation de température induit par la fluorescence résiduelle de la source est négligeable durant la chute libre (p. 64), nous en concluons que ce réchauffement atomique a lieu dans la source. Le nombre d'atomes capturés, donc a fortiori la densité de la source, augmentant avec P_{repomp}, une élévation de température paraît légitime.

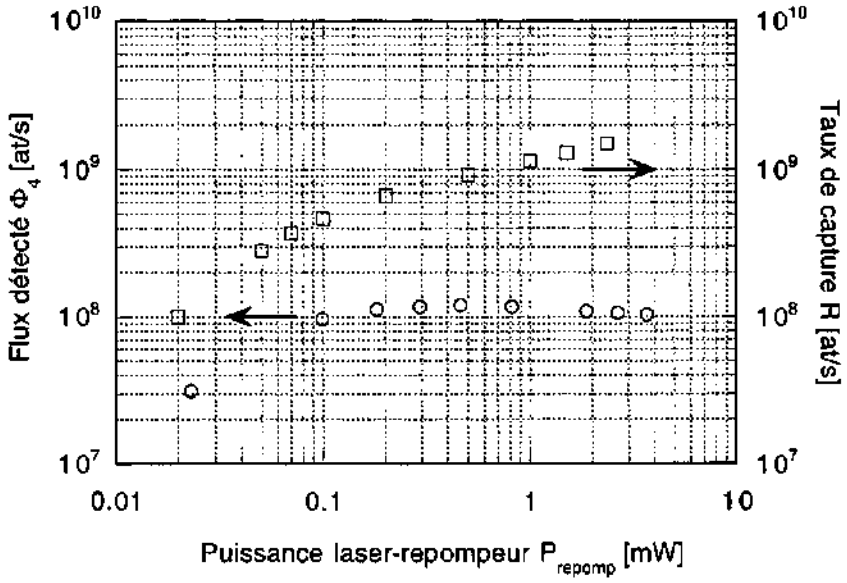


Fig. 4.13 – Flux atomique détecté Φ_4 (○) et taux de capture R de la source (□) en fonction de la puissance du laser repompeur P_{repomp}. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{\text{refr}} = 16$ mW et $\vec{B} = 0$. R est calculé par le signal de fluorescence d'une source OM statique ($\delta = 0$).

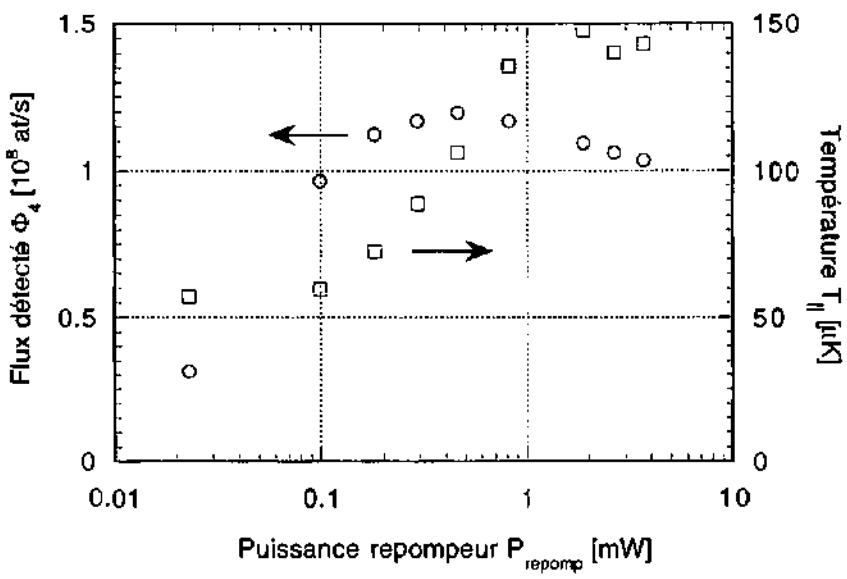


Fig. 4.14 – Flux atomique détecté Φ_4 (○) et température longitudinales $T_{\parallel}$ (□) en fonction de la puissance P_{repomp} du laser repompeur dans la source. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{\text{refr}} = 16$ mW et $\vec{B} = 0$.

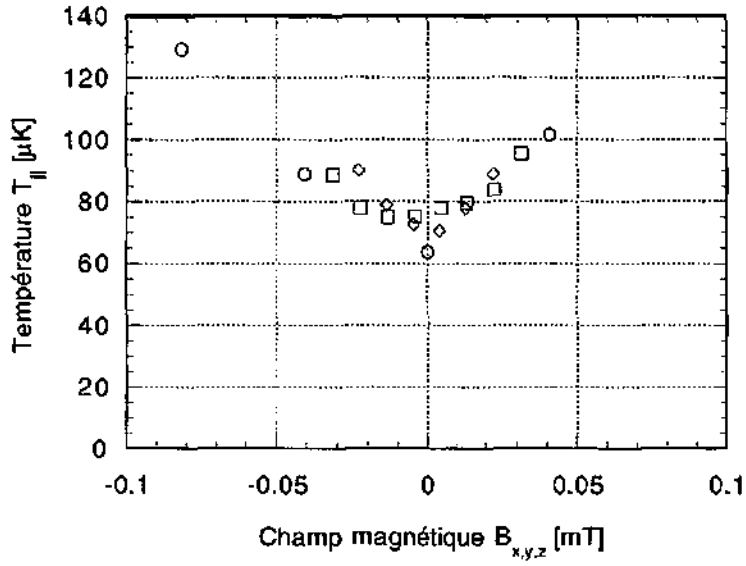


Fig. 4.15 – Température longitudinale $T_{\parallel}$ en fonction des trois composantes du champ magnétique de compensation : B_x (◇) ; B_y (□) ; B_z (○). Pour chaque composante, nous veillons à annuler les deux autres. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{\text{refl}} =$ 18 mWet $P_{\text{repomp}} = 0.4$ mW.

4.4.4 Champ magnétique uniforme

Lors de l'étude de l'entraînement MO en champ faible (§ 3.3.2), nous avons légèrement perturbé l'entraînement par MM au moyen d'un champ magnétique uniforme B_z. Quel que soit le désaccord δ, ou en d'autres termes la vitesse de lancement v_l, les mesures de températures $T_{\parallel}$ (Fig. 3.12) ont montré qu'un champ B_z même faible ($|B_z| \leq 0.05$ mT) réchauffe notablement le JC (+40 μK). Nous complétons ces mesures de températures $T_{\parallel}$ en fonction de B_z par des mesures de $T_{\parallel}$ en fonction des deux autres composantes du champ magnétique de compensation B_x et B_y. L'effet de chaque composante est mesuré en ayant annulé les deux autres[2]. Pour les trois composantes de champ $\vec{B}$, les températures minimales $T_{\parallel}$ sont atteintes en champ nul $\vec{B} = 0$ (Fig. 4.15). Les calculs du coefficient de diffusion d'une mélasse 1D $\sigma_+ - \sigma_-$ en présence d'un champ magnétique axial confirme l'élévation de température dès que $B \neq 0$ [WSR96].

Nous avons également mesuré la dépendance du flux atomique détecté Φ_4 avec les trois composantes de $\vec{B}$ (Fig. 4.16). Φ_4 est maximum à $\vec{B} = 0$ et décroît de manière symétrique pour une augmentation de chaque composante de champ. En ce qui concerne B_z (○), si la variation de Φ_4 n'était qu'ins-

[2]L'environnement de champ nul est assuré au préalable par la diffusion isotrope d'un nuage statique d'atomes froids de la trappe 2D-MOT en mélasse OM (p. 36).

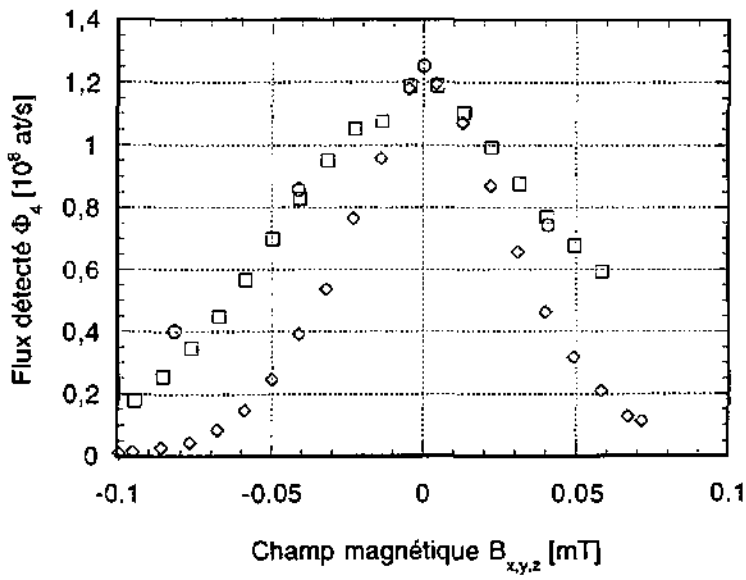


Fig. 4.16 – Flux atomique détecté Φ_4 en fonction des trois composantes du champ magnétique de compensation : B_x (◇) ; B_y (□) ; B_z (○). Pour chaque composante, nous veillons à annuler les deux autres. Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -3.6$ m/s, $P_{\text{refr}} = 18$ mWet $P_{\text{repomp}} = 0.4$ mW.

trumentale (pas d'augmentation de température $T_\parallel$), nous nous attendrions à une augmentation de flux pour $B_z < 0$ (vitesse de lancement plus grande). La forte décroissance de Φ_4 (facteur 3 à $B_z = -0.08$ mT) n'est justifiable que par le réchauffement du JC en présence d'un champ magnétique.

Les conclusions concernant l'effet de B_x (◇) et B_y (□) sont moins directes. L'application d'un champ magnétique uniforme transverse à une OM communique en effet une vitesse transversale au JC (en 2D-MOT, B_x et B_y ne ferait que déplacer latéralement le JC, mais sans l'entraîner). La perte de flux détecté Φ_4 pourrait donc provenir d'un lancement pas parfaitement vertical. En supposant que le coefficient d'entraînement en champ faible soit identique dans les trois directions ($v_x/B_x = v_y/B_y = v_z/B_z = 2.1$ m/s·mT^{-1}) (Tab. 3.5), le centre du JC serait déplacé de $\Delta x = 4$ mm dans la zone de détection pour $|B_x| = 0.02$ mT. Pour un diamètre initial $d_0 = 25$ mm du JC en OM (§4.5.2) et une température $T_\parallel = 90$ μK, nous calculons une perte de flux Φ_4 de 10% à $|B_x| = 0.02$ mT (section de détection finie). En réalité, Φ_4 chute nettement plus rapidement (-40% à $|B_x| = 0.02$ mT), ce que nous justifions par une influence prépondérante du réchauffement du JC pour $\vec{B} \neq 0$. Pour l'optimisation de Φ_4, nous veillerons donc à travailler dans un environnement de champ magnétique nul.

4.5 Refroidissement transversale 1D

Le JC que nous avons produit et caractérisé jusqu'ici résulte d'une optimisation des paramètres de capture de la source afin de maximiser le flux atomique détecté loin de celle-ci (0.4 m). La limite inférieure de température que nous atteignons ($T_\parallel \geq 50\mu$K) est toutefois nettement supérieure aux températures mesurées en OM non-entraînées ($T_\parallel = 3\mu$K) [SDP+90]. En réduisant la température transverse $T_\perp$ du JC, nous diminuerions sa divergence, ce qui permettrait d'augmenter la densité de flux loin de la source.

Dans le cas d'un refroidissement atomique pulsé [SDP+90, DLN+94], une séquence temporelle optimise dans un premier temps le nombre d'atomes capturés, puis minimise la température de ce nuage par un autre jeu de paramètres de refroidissement (puissance et désaccord). Pour notre source continue, nous choisissons un jeu unique de paramètres optimisant le flux atomique. Si toutefois nous souhaitons découpler les divers processus, la séquence temporelle doit être remplacée par une succession spatiale d'interaction lumière-atome. Nous allons présenter les résultats expérimentaux préliminaires d'un refroidissement transversale additionnel 1D du JC situé sur la trajectoire de chute des atomes (altitude z_2, Fig. 2.9).

4.5.1 Effet du déplacement lumineux

En régime de refroidissement sub-Doppler, la température d'un nuage atomique statique dépend de la profondeur des puits de potentiels existant dans l'onde stationnaire. Cette profondeur est proportionnelle au paramètre de déplacement lumineux Δ' [DCT89]. Dans le cas du refroidissement transversale 1D du JC, Δ' s'exprime par :

$$\begin{aligned} \Delta' &= \frac{\Omega_d^2}{\Delta_{1D}\Gamma} \\ &= \frac{\beta_{1D}}{\Delta_{1D}/\Gamma} \end{aligned} \tag{4.19}$$

où Ω_d est fréquence de Rabi optique, Δ_{1D} le désaccord de pulsation optique du laser de refroidissement transversal et β_{1D} son intensité normalisée.

Notre dispositif expérimental ne nous donnant accès qu'à la température longitudinale $T_\parallel$, nous ne pouvons pas déterminer directement sa température transversale $T_\perp$. Par contre, nous pouvons mesurer une augmentation relative G de flux détecté en présence de ce refroidissement 1D additionnel à travers un diaphragme escamotable (cavité de Ramsey). Pour ce faire, le faisceau pousseur est transformé pour fonctionner soit en mode « pousseur »

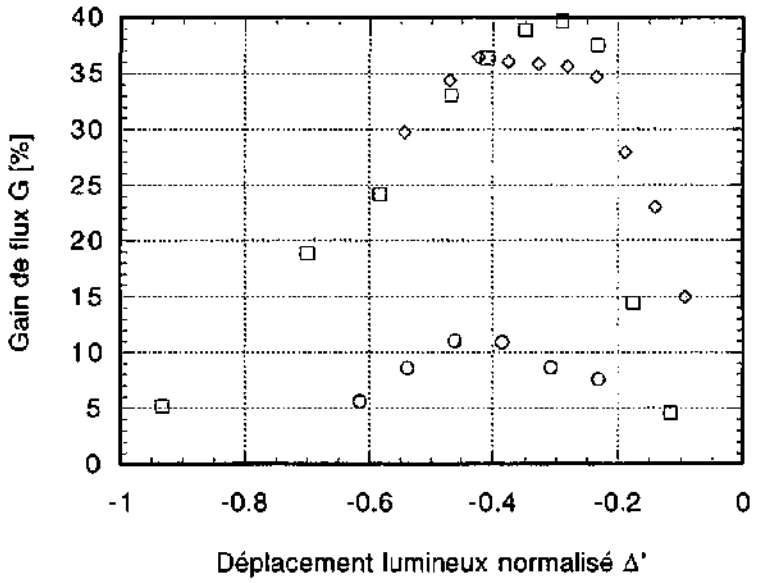


Fig. 4.17 – Gain de flux G en fonction du paramètre de déplacement lumineux Δ' pour plusieurs désaccords de pulsation optique Δ_{1D}/Γ du laser de refroidissement transversale : -5.9 (○) ; -7.8 (□) ; -9.7 (◇). Le JC est extrait d'une OM à $v_l = -2.4$ m/s par MM.

(onde propageante), soit en mode « refroidisseur transversal » (onde stationnaire obtenue par rétro-réflexion). Dans les deux modes, nous modulons 0 – 100% l'intensité du laser et nous détectons de manière synchrone le signal de fluorescence dans le faisceau sonde. En mode « pousseur », nous mesurons l'intensité du JC sans refroidissement additionnel, alors qu'en mode « refroidisseur », nous détectons uniquement l'augmentation de flux. A noter que ces deux signaux de fluorescence sont déphasés de 180° dans le détecteur synchrone, car dans le premier cas nous coupons le JC, alors que dans le second nous le renforçons. La Fig. 4.17 présente le gain G de flux Φ_4 en fonction du déplacement lumineux normalisé Δ' pour plusieurs désaccords Δ_{1D}.

En abaissant $|\Delta'|$ à partir de $\Delta' = -1$ (diminution de β_{1D}), nous mesurons une croissance linéaire de G, en accord avec la diminution linéaire de température constatée sur une OM statique [SDP+90] et sur une 3D-MOT [DLN+94]. Le gain maximum s'élève à $G = 40\%$ à $\Delta' = -0.3$ et $\Delta_{1D} = -7.8\Gamma$. Le gain de flux G chute pour $|\Delta'| \leq 0.3$, ce qui traduit un refroidissement transversal de moins en moins efficace. A faible intensité et pour des temps de transit courts dans la zone de refroidissement transversal ($t_{1D} = 3$ ms), les mécanismes de refroidissement sub-Doppler sont moins performants. Le comportement est identique pour plusieurs valeurs de Δ_{1D}, mais l'efficacité de ce refroidissement additionnel est meilleure à grand désaccord. La limite de puissance optique disponible pour cette diode laser ne nous a

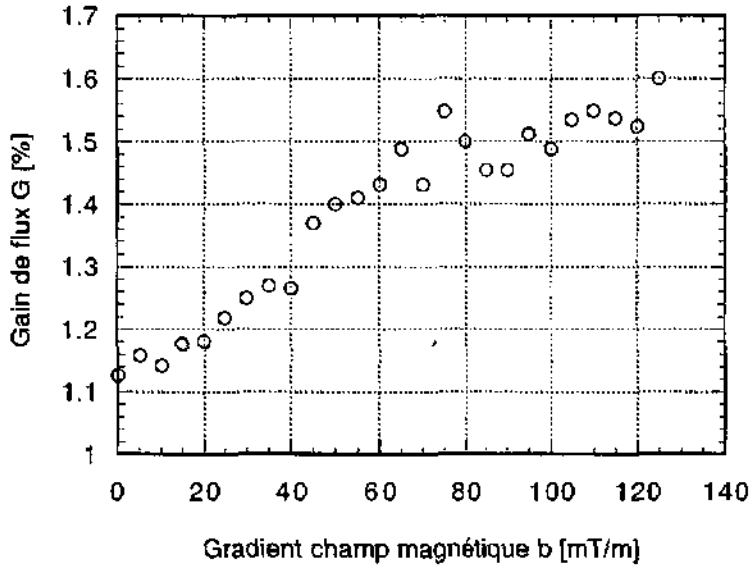


Fig. 4.18 – Gain de flux G en fonction du gradient b. Le JC est extrait d'une trappe 2D-MOT à $v_f = -3.6$ m/s par MM. Les paramètres du refroidissement transverse sont $\Delta' = 0.18$ et $\Delta_{1D}/\Gamma = -7.8$.

pas permis d'explorer un domaine de désaccord Δ_{1D} plus grand. Les faibles gains de flux mesurés ($G \leq 40\%$) s'expliquent notamment par deux facteurs liés à la taille de zone de refroidissement transversale.

1. *Temps de transit dans la zone de refroidissement*

   Drewsen *et al.* ont montré [DLN+94] que l'équilibre de température d'un nuage statique ($T \simeq 30$ μK) est atteint pour des temps nettement plus longs que les temps caractéristiques de refroidissement sub-Doppler (20 ms $\gg$ 50 μs). Pour démontrer ce comportement sur le JC, nous avons réduit le temps de transit de $t_{1D} = 3$ ms à $t_{1D} = 1.8$ ms (diamètre à e^{-2} des faisceaux de refroidissement plus petit). Pour les mêmes paramètres de refroidissement transversal conduisant à $G = 40\%$ (Fig. 4.17), nous tombons à $G = 25\%$, soit une réduction dans le rapport des temps de transit.

2. *Taille initiale du JC*

   Si le diamètre du JC au niveau de la zone de refroidissement transverse est supérieur au diamètre de ces faisceaux laser, seule une fraction du JC est refroidie transversalement. En rétrécissant la taille du JC (extraction d'une trappe 2D-MOT), plus d'atomes sont affectés par ce refroidissement additionnel. Nous nous attendons donc à une croissance de G avec b atteignant une valeur maximale plus grande, même si le flux Φ_4 est plus faible. Les mesures de la Fig. 4.18 confirment la

croissance monotome de G avec b avec un gain maximum $G = 1.6$ à $b = 125$ mT/m. Cette valeur est conforme à une estimation géométrique de G, tenant compte qu'une seule tranche du JC est soumise à ce refroidissement perpendiculaire.

Un autre effet justifiant le faible gain de flux mesuré est lié au réchauffement atomique additionnel dans l'autre direction transversale (Oy). Nous y reviendrons lorsque nous déduirons la température $T_\perp$ 1D du JC (§ 4.5.4).

4.5.2 Taille du jet continu

Pour pouvoir estimer la température transversale $T_\perp$ du JC par les mesures de gain de flux, nous devons connaître sa taille initiale d_0 en sortie de source. Pour ce faire, nous balayons transversalement le JC par un faisceau pousseur étroit (2 mm) modulé en intensité (0 – 100%) et détectons ces tranches de JC dans le faisceau sonde. Dans le cas d'une extraction à partir d'une 2D-MOT, nous observons effectivement une réduction de d_0 avec b. Malheureusement, nous sommes limité par l'épaisseur du faisceau pousseur ($d_0 \geq 2$ mm), nettement supérieure au diamètre initial calculé par les simulations numériques des trajectoires (0.3 mm). Pour un JC extrait d'une OM, le diamètre initial mesuré vaut $d_0 \leq 10$ mm. Nous pensons que cette mesure est biaisée par notre dispositif expérimental (trou de diamètre $\varnothing = 10$ mm percée dans la cloison graphite, Fig. 2.9). D'autre part, par imagerie du photo-détecteur APD (Fig. 2.12), la section du JC détectable est également de l'ordre de 10 mm × 10 mm. Si toutefois cette réduction de diamètre initial du JC extrait en OM devait s'avérer réelle, nous avons envisager deux explications pouvant la justifier :

1. *Force dipolaire*

   Nous avons calculé l'effet de la force dipolaire dans les faisceaux de refroidissement. Comme ceux-ci sont décalés vers le rouge ($\Delta/\Gamma < 0$) et que leur profil d'intensité est Gaussien, les atomes sont concentrés vers les régions de plus forte intensité (centre). Dans le cas simplifié d'un atome à deux niveaux, nous déterminons le coefficient de rappel κ_{dipol} de cette force dipolaire au centre des faisceaux de refroidissement (domaine linéaire de la force) par les équations de Bloch optiques [CTDRG88]. Avec une puissance par faisceau $P_{\text{refr}} = 18$ mW, un profil Gaussien de largeur $\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm et un désaccord global $\Delta = -2.5\Gamma$, nous calculons $\kappa_{\text{dipol}} = 2.2 \cdot 10^{-22}$ kg/s^2. En tenant compte de cette seule force réactive, nous avons simulé les trajectoires atomiques dans une source entraînée (§ 4.3.1) et n'avons constater aucun effet de confinement perceptible.

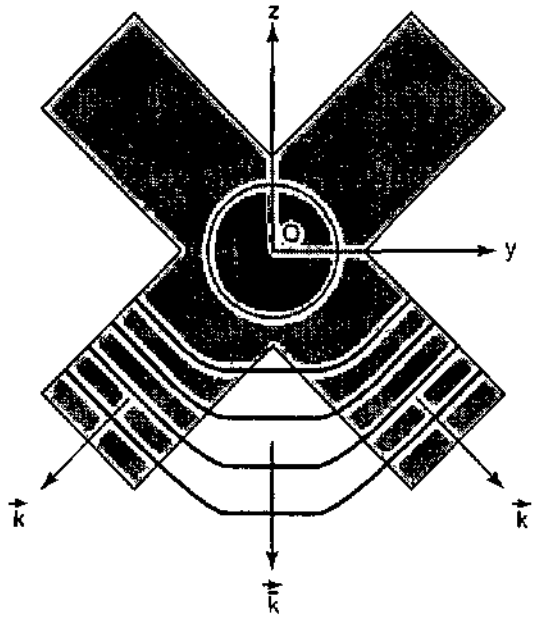


Fig. 4.19 – Allure qualitative des fronts d'ondes du champ électrique de la source à 45° dans le plan Oyz. La distribution angulaire de nombre d'onde varie continûment entre k (bissectrices $y = \pm z$) et $\bar{k} = \sqrt{2}k$ (axe Oz). Les faisceaux de refroidissement sont symbolisés par les lignes traitillées.

2. *Effet de troncature par la source à 45°*

Une autre hypothèse que nous avons envisagé pour expliquer le rétrécissement du JC est un effet de troncature lié à la géométrie de la source (faisceaux à 45°). La Fig. 4.19 donne l'allure qualitative des fronts d'onde dans le plan Oyz. Par une image simple d'équilibre local des pressions de radiation (nous ne tenons pas compte de la polarisation locale du champ électrique total), la direction de lancement des atomes doit être perpendiculaire aux fronts d'onde. Ceci implique qu'un atome sortant de la source proche de l'axe Oz sera bien lancé verticalement, mais qu'un atome plus éloigné du centre se rapprochera de l'angle de divergence maximum ±45°. D'autre part, la norme de la vitesse de lancement ne serait plus unique pour tout le jet, mais varierait continûment entre $v_l = \delta/k$ sur les axes à ±45° (nombre d'onde k) et $v_l = \sqrt{2}\delta/k$ sur l'axe Oz (nombre d'onde $\bar{k} = k/\sqrt{2}$). Cette divergence du JC se traduirait non seulement par une réduction du flux détecté dans la direction Oz, mais également par une taille plus petite du JC à la sortie de la source (effet de troncature). Cette hypothèse nécessite toutefois confirmation par un dispositif expérimental plus approprié.

4.5.3 Réchauffement orthogonal

Lors d'un processus de refroidissement atomique par laser à 3D, la température minimale d'un nuage est atteinte à l'équilibre entre la dissipation d'énergie par les lasers de refroidissement et le réchauffement occasionné par l'émission spontanée. Pour un refroidissement 1D, la largeur de la distribution de vitesse est réduite dans une seule direction, alors que celle des deux directions orthogonales est augmentée.

Le taux de fluorescence par atome dans le laser de refroidissement transversale 1D est donné par [CTDRG88] :

$$\gamma_{1D} = \frac{\Gamma}{2}\frac{2\bar{s}_{1D}}{2\bar{s}_{1D}+1} \tag{4.20}$$

où le paramètre de saturation moyen $\bar{s}_{1D}$ pour la transition de refroidissement $F = 4 \rightarrow F' = 5$ vaut (§ A.3) :

$$\bar{s}_{1D} = w_{5/4}\frac{\beta_{1D}}{1+4\left(\frac{\Delta_{1D}}{\Gamma}\right)^2} \tag{4.21}$$

Le nombre de photons fluorescés N_{1D} pendant le temps de transit t_{1D} à travers ce faisceau de refroidissement est

$$N_{1D} = \gamma_{1D} t_{1D} \tag{4.22}$$

La dispersion totale d'impulsion communiquée à l'atome est donnée par (distribution Poissonnienne) :

$$\overline{\Delta p^2} = N_{1D}\hbar^2 k^2 \tag{4.23}$$

ce qui équivaut à une élévation de température ΔT satisfaisant la condition

$$\frac{3}{2}k_B\Delta T = \frac{\overline{\Delta p^2}}{2m} \tag{4.24}$$

Dans la direction de refroidissement transversal (Ox) ce réchauffement est compensé. Par contre, l'élévation de température de chaque direction non-refroidie (Oy et Oz) vaut, en régime de faible saturation optique ($\bar{s}_{1D} \ll 1$) :

$$\Delta T = \frac{1}{3}\frac{\overline{\Delta p^2}}{mk_B} \simeq \frac{1}{3}\frac{\hbar^2 k^2}{mk_B}\Gamma\bar{s}_{1D}t_{1D} \tag{4.25}$$

Pour les paramètres optimisant le gain de flux de la Fig. 4.17 ($\bar{s}_{1D} = 1.9\%$, $t_{1D} = 3$ ms), nous calculons une élévation de température dans chaque direction orthogonale de $\Delta T \simeq 100$ μK. Aucune mesure expérimentale n'a été effectuée pour confirmer ce réchauffement.

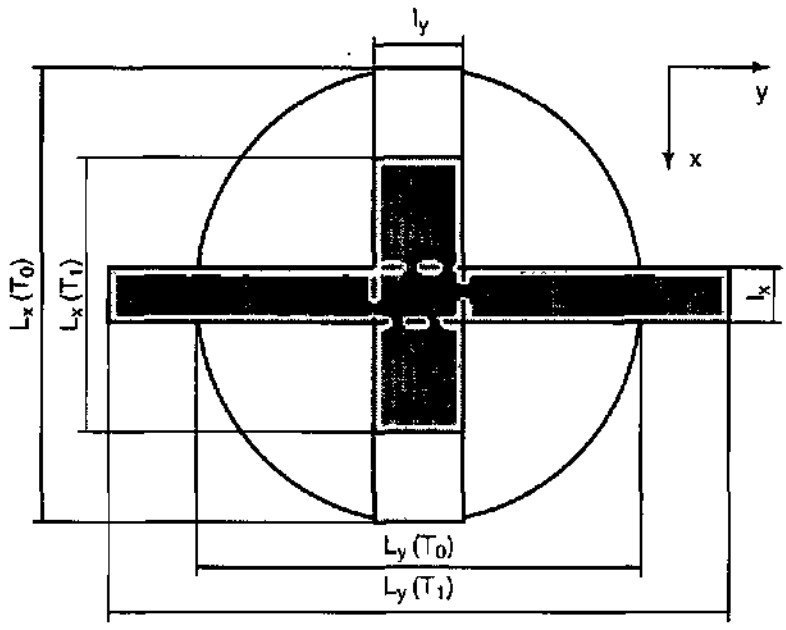


Fig. 4.20 – Représentation symbolique du refroidissement transversale du JC à 1D (Ox), avec réchauffement dans l'autre direction (Oy). La surface grise claire (partiellement masquée) correspond à un JC sans refroidissement transversal additionnel ($T_{\perp,x} = T_{\perp,y} = T_0$), alors que la surface grise foncée est celle du JC refroidi ($T_{\perp,x} = T_1 \leq T_0$; $T_{\perp,y} \geq T_0$). Les dimensions l_i sont celles du diaphragme de la cavité de Ramsey et $L_i(T)$ se rapportent au JC à l'altitude du diaphragme.

4.5.4 Température transversale

Nous avons déjà mentionné que notre dispositif expérimental ne nous permettait pas de mesurer directement la température transversale $T_\perp$ du JC. Nous allons toutefois estimer la réduction de température dans la direction des faisceaux de refroidissement transversaux (Ox) au moyen des mesures de gain de flux G à travers une section connue (cavité de Ramsey).

Notre modèle est illustré à la Fig. 4.20. Comme nous nous intéressons uniquement au flux traversant le diaphragme de la cavité de Ramsey ($l_x \times l_y$ = 3 mm × 5 mm), nous considérons un JC cruciforme dont l'intersection des deux bras correspond à la section du diaphragme. Sans refroidissement transversal, nous supposons que la température est isotrope ($T_{\perp,x} = T_{\perp,y} = T_\parallel = T_0$). Les longueurs de bras de la croix correspondant à ce JC non-refroidi sont égales ($L_x(T_0) = L_y(T_0)$). En présence de refroidissement additionnel selon Ox, les deux températures transversales diffèrent ($T_{\perp,x} = T_1 \leq T_0$, $T_{\perp,y} \geq T_0$) par le réchauffement orthogonal (§ 4.5.3). Le profil du JC est modifié, faisant apparaître des longueurs de bras différents ($L_x(T_1) \leq L_y(T_1)$). Compte tenu d'un flux constant Φ traversant chacune des deux croix, nous pouvons calcu-

ler les densités de flux ϕ_i par unité de surface (les indices 0/1 se rapportent au JC sans/avec refroidissement transversal) :

$$\phi_i = \frac{\Phi}{L_x(T_i)l_y + L_y(T_i)l_x - l_x l_y} \tag{4.26}$$

Les flux respectifs $\Phi_{\text{cav},i}$ traversant la cavité de Ramsey s'expriment en fonction des densités de flux ϕ_i et de la surface du diaphragme $l_x l_y$:

$$\Phi_{\text{cav},i} = \phi_i l_x l_y \tag{4.27}$$

Expérimentalement, nous mesurons le gain de flux G avec et sans refroidissement transversal additionnel :

$$\begin{aligned} G &= \frac{\Phi_{\text{cav},1}}{\Phi_{\text{cav},0}} \\ &= \frac{L_x(T_0)l_y + L_y(T_0)l_x - l_x l_y}{L_x(T_1)l_y + L_y(T_1)l_x - l_x l_y} \end{aligned} \tag{4.28}$$

Pour calculer l'étendue du JC au niveau du diaphragme, c.-à-d. les dimensions $L_i(T)$, nous considérons que son profil est Gaussien au niveau du faisceau de refroidissement transversal (altitude z_2, Fig. 2.9) et de diamètre d_0 à e^{-2}. En supposant que la distribution de vitesse transversale est également Gaussienne (vitesse la plus probable α donnée par (B.4b)), nous pouvons calculer les dimensions $L_i(T)$ du JC au niveau du diaphragme après un temps de vol t_f :

$$L_i^2(T) = d_0^2 + 16\frac{k_B T}{m}t_f^2 \tag{4.29}$$

Nous avons tracer le gain de flux G calculé en fonction de la température transversale $T_{\perp,x}$ pour un JC de vitesse initiale $v_l = -2.4$ m/s et de température selon Oy $T_{\perp,y} = 150$ μK (Fig. 4.21). Cette valeur correspond aux températures typiques $T_{\parallel}$ mesurées sur un JC MM, mais augmentée par le réchauffement orthogonal (§ 4.5.3). Nous supposons que la taille initiale du JC en sortie de source est égale à celle des faisceaux de refroidissement ($d_0 = \varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm). Pour le gain maximum $G = 1.4$ de la Fig. 4.17, nous calculons $T_{\perp,x} = 50$ μK, soit une valeur égale à la température isotrope du JC sans refroidissement additionnel. Cette estimation de $T_\perp$ est approximative, essentiellement par l'incertitude sur le diamètre initiale d_0. Bien que la sensibilité de cette mesure de gain de flux soit faible (nous calculons $G \leq 2$ pour $0 \leq T_{\perp,x} \leq 150$ μK), nous avons démontré un effet positif du refroidissement transversale additionnel du JC à 1D, bien que sa température dans cette direction soit inchangée.

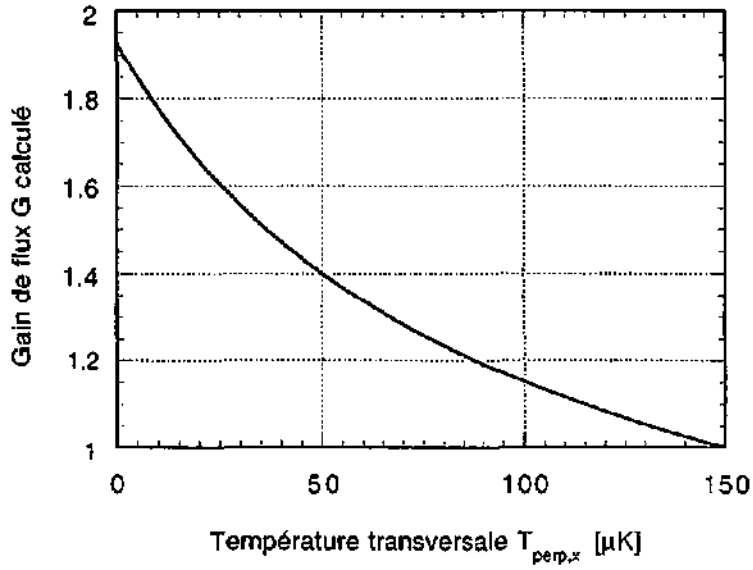


Fig. 4.21 – Gain de flux G calculé et dû au refroidissement transversal du JC selon Ox en fonction de la température transversale $T_{\perp,x}$. Les paramètres de calculs correspondent aux conditions expérimentales de Fig. 4.17 ($v_l = -2.4$ m/s, $T_{\perp,y} = 150$ μK, $d_0 = 25$ mm).

4.6 Comparaison de jets continus

Dans cette section nous allons passer en revue les différents JC d'atomes froids obtenus à ce jour. Comme les conditions de mesures sont parfois fort différentes (vitesse du JC, géométrie de la zone de détection, etc.), le flux atomique détecté Φ ne suffit pas à caractériser complètement le jet :

$$\Phi = nvS \tag{4.30}$$

où n est sa densité atomique, v sa vitesse longitudinale et S la surface de détection. Cette grandeur ne tient compte ni de la distance source – détection, ni de la divergence du JC induite par sa température transversale $T_\perp$. Comme proposé par Lu *et al.* [LCR+96], nous définissons la brilliance du JC ou encore sa densité de flux ϕ_Ω par unité d'angle solide de divergence du jet Ω_{JC} :

$$\phi_\Omega = \frac{\Phi}{\Omega_{\mathrm{JC}}} \tag{4.31}$$

La divergence θ n'étant que rarement mentionné par les auteurs, nous la calculons par le rapport des vitesses transversale $v_\perp$ et longitudinale $v_\parallel$ du JC. Pour ce faire, nous supposons que sa température est isotrope ($T_\perp = T_\parallel$).

θ est le demi-angle d'ouverture total du cône de révolution du JC :

$$\theta_{\max} \simeq \frac{v_\perp}{v_\parallel} = \frac{\alpha}{v_l} = \sqrt{\frac{2k_B T_\perp}{m v_l^2}} \tag{4.32}$$

où α est la vitesse la plus probable de la distributiou (B.4b). Toujours en supposant l'isotropie de température ($T_\perp$ unique), $\Omega_{\rm JC}$ se calcule par :

$$\begin{aligned} \Omega_{\rm JC} &= \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi \int_0^{\theta_{\max}} \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \\ &= 2\pi(1 - \cos\theta_{\max}) \end{aligned}$$

Nous avons répertorié les caractéristiques principales des jets continus d'atomes froids et lents obtenus à ce jour (Tab. 4.5). A cet égard nous avons volontairement omis les jets thermiques trop rapides [KMJP92, YDNP94]. Pour les différentes sources atomiques, nous avons calculé ϕ_Ω ainsi que la densité atomique n à 0.4 m de la source[3].

Nous constatons que notre source continue d'atomes froids de césium présente plusieurs avantages majeurs par rapport aux autres configurations :

- Elle permet d'obtenir le JC le plus lent et le plus froid à ce jour.
- En entraînement par MM, sa brilliance ϕ_Ω est l'une des plus élevée, uniquement dépassée par les sources de Swanson et de Lu. Pour la première, relevons qu'elle n'est pas continue, mais pulsée à 24 Hz (le flux est donc une moyenne temporelle). Quant à la seconde, sa méthode d'extraction par pression de radiation RLP (*Radiation Light Pressure*) ne permet d'entraîner le JC qu'à vitesse élevée ($v \simeq 14$ m/s) et sans ajustement fin.
- La géométrie des faisceaux de refroidissement à 45° ne mélange aucun faisceau laser au JC, d'où un avantage certain du point de vue métrologique (déplacement lumineux des niveaux énergétiques de l'atome fortement réduit).
- Par rapport à une source pulsée dont la densité atomique est de l'ordre de $n \simeq 10^{-12}$ cm^{-3} [DLN+94], la densité d'un JC est inférieur de plusieurs ordres de grandeur, réduisant par la même occasion le déplacement collisionnel des niveaux énergétiques de l'atome.

[3]Nous avons ramené n à notre géométrie de détection (Fig. 2.9)

Référence	Atome	Φ [at/s]	v [m/s]	T [μK]	ϕ_Ω [at/s $\cdot$ sr^{-1}]	n [at/cm^3]	Source
Riis [RWMC90]	Na	$1 \cdot 10^9$	2.7	300	$6.2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^5$	2D-MOT, jet, 0°, MM
Swanson [SSM+96]	Rb	$1 \cdot 10^{10}$	5	500	$1.3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^6$	2D-MOT, cellule, 45°, MM
Lu [LCR+96]	Rb	$5 \cdot 10^9$	14	21000	$1.2 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^5$	3D-MOT, cellule, 0°, RLP
Weyers [WAVD97]	Cs	$1 \cdot 10^6$	2.6	1000	$1.7 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^3$	2D-MOT, cellule, 14°, MM
Fig. 3.15	Cs	$9 \cdot 10^6$	1.5	250	$2.1 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^4$	2D-MOT, cellule, 45°, MO
Fig. 4.7	Cs	$1.6 \cdot 10^8$	3.6	60	$8.8 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^6$	2D-MOT, cellule, 45°, MM
Fig. 4.11	Cs	$1.2 \cdot 10^8$	3.6	55	$7.2 \cdot 10^{10}$	$9 \cdot 10^5$	OM, cellule, 45°, MM

Tab. 4.5 – Comparaison de différents jets continus d'atomes froids obtenus à ce jour. Nous les distinguons selon le type d'atome utilisé, leur flux atomique détecté Φ, leur vitesse v et leur température T supposée isotrope. Nous calculons leur brilliance ϕ_Ω et leur densité n à 0.4 m de la source. Cette dernière est de type magnéto-optique (2D- ou 3D-MOT) ou mélasse optique (OM). Elle est chargée à partir d'un jet atomique pré-ralenti ou d'une cellule à vapeur. Les géométries de faisceaux de refroidissement formant un angle différent de 0° avec la direction du JC n'ont pas de faisceaux laser superposé au JC. Trois types d'extraction atomique sont utilisées : mélasse mouvante (MM), pression de radiation lumineuse (RLP), magnéto-optique (MO). Notons que la source de Swanson n'est pas continue, mais pulsée à 24 Hz. La brillance de la source de Lu est en réalité plus élevé ($5 \cdot 10^{12}$ at/s $\cdot$ sr^{-1}) par sélection de vitesse transversale du jet atomique (collimateur).

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressé à la production d'un jet continu d'atomes froids par la technique de la mélasse mouvante ou défilante, qui utilise trois décalages de fréquence optique différents pour les faisceaux de refroidissement de la source. Cette méthode nous a permis de produire un JC dont la température est nettement inférieure à la limite de refroidissement Doppler ($50\ \mu\text{K} \leq T_{\parallel} \leq 127\ \mu\text{K}$). Sa vitesse de lancement est ajustable dans un large intervalle ($1\ \text{m/s} \leq v_l \leq 14\ \text{m/s}$) et de manière très précise ($\pm 0.01\ \text{m/s}$). Les mesures de flux atomique confirment que la borne inférieure de cet intervalle de v_l est certainement limitée par notre dispositif expérimental (zone de détection éloignée de la source : 0.4 m). Ces mesures balistiques nous ont permis en outre de mettre en évidence et d'estimer quantitativement un effet caractéristique du fonctionnement continue de la source : la pression de radiation due à sa fluorescence résiduelle.

Par des mesures de flux atomiques à grande distance de la source (0.4 m), complété par un modèle 2D simulant les trajectoires atomiques à l'intérieur et à l'extérieur de celle-ci, nous avons démontré un effet de focalisation ou de convergence du JC en sortie de source occasionné par l'application d'un gradient de champ magnétique transverse b. D'autre part, le diamètre initial du JC est réduit avec b par rapport à la situation d'une source fonctionnant en mélasse optique OM ($b = 0$). Pour la trappe 2D-MOT optimale, nous mesurons comme prévu un accroissement du flux détecté par rapport à une source OM. La complexité accrue du dispositif expérimental pour produire ce gradient ne semble toutefois pas justifiée au vu du faible gain de flux mesuré. Nous nous attendions à un accroissement de flux d'un ordre de grandeur, alors que nous n'atteignons que 40%.

Nous nous sommes donc concentré dans cette étude sur la caractérisation et sur l'optimisation d'un JC extrait directement de la mélasse optique. Les effets de quelques paramètres de capture ont été discutés (puissance et modulation des faisceaux de refroidissement, puissance de repompage, champ magnétique uniforme), les autres étant identiques au cas d'un JC entraîné par le mécanisme magnéto-optique. Les flux atomiques maximaux mesurés, mais obtenus pour des conditions différentes et non-optimales, sont 1.2×10^8 at/s pour une OM et 1.6×10^8 at/s pour une 2D-MOT. Par rapport au taux de capture de la source que nous mesurons, l'efficacité de conversion en flux atomique détecté est de l'ordre de 10 – 20%. Malheureusement nous n'avons pas pu déterminer si ce faible rendement n'était qu'instrumental (section de détection petite par rapport à celle du JC) ou plus physique (pertes d'atomes froids dans les faisceaux à 45°).

Des mesures préliminaires de refroidissement transversale additionnel 1D du JC ont permis d'augmenter sa densité de flux (+40%). Un calcul a en outre montré qu'une conséquence d'un refroidissement à 1D était un réchauffement des deux autres directions (+100 μK dans nos conditions expérimentales). Notre dispositif n'étant pas conçu pour estimer directement la température transverse $T_\perp$ du JC, nous n'en donnons qu'une estimation par les mesures de gain de flux à travers une section connue. En conditions optimales de refroidissement transverse, cette température dans la direction de refroidissement est $T_\perp \leq 50$ μK. Même si cette température est de l'ordre de celle du JC sans refroidissement transverse additionnel, les mesures de gain de flux démontrent son efficacité.

Chapitre 5

Résonance magnétique à jet d'atomes

Le travail présenté jusqu'ici a démontré le potentiel de notre source atomique pour produire un jet continu (JC) d'atomes de césium froids et lents. Le but final de cette recherche étant le développement d'un étalon primaire de fréquence utilisant cette source atomique [DMJ+99], nous allons présenter les premiers résultats de résonance magnétique à jet d'atomes (RMJA) obtenus à ce jour sur un JC d'atomes froids. De telles mesures de spectroscopie micro-onde ont déjà été réalisées avec des atomes froids, mais toujours de façon pulsée [CSGP91]. L'interrogation micro-onde des atomes est de type Ramsey (cavité micro-onde à deux zones d'interaction). Notre objectif n'étant que de démontrer le potentiel de ce jet, nous ne discuterons pas les aspects métrologiques de notre résonateur atomique.

Afin d'interpréter les franges d'interférences que nous mesurons (oscillations de Rabi et franges de Ramsey), nous reprenons la solution analytique des équations de Bloch valable pour un jet monocinétique [VA89] et nous l'étendons au cas d'un jet de distribution de vitesse longitudinale (§ 5.1). Ces deux types de franges d'interférences (Rabi et Ramsey) permettront d'estimer la température $T_{\parallel}$ du JC, en l'occurence magnéto-optique (MO), par des méthodes différentes du temps de vol (§ 5.2). Au moyen des franges de Ramsey obtenues sur le JC extrait par mélasse mouvante (MM), dont le rapport signal/bruit est nettement meilleur que celui du JC MO, nous discuterons la stabilité de fréquence maximale d'un tel résonateur atomique (§ 5.3).

5.1 Solution analytique

La transition horloge de l'atome de césium est une transition dipolaire magnétique entre deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux ($F = 3, m_F = 0 \rightleftarrows F = 4, m_F = 0$). Leur séparation énergétique vaut $\Delta E = h\nu_{\mathrm{Cs}}$, où $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ J/Hz est la constante de Planck et ν_{Cs} est la fréquence horloge définissant la seconde (§ A.1). A l'équilibre thermique, ces deux sous-niveaux sont équi-peuplés ($p_3 = p_4$). Lors d'une inversion de population ($p_3 \neq p_4$) et sous l'effet d'un champ magnétique oscillant $\vec{B}_{\mathrm{RF}}$, l'atome oscille entre ces deux sous-niveaux à la pulsation de Rabi micro-onde Ω_m définie par :

$$\hbar\Omega_m = \mu_B B_{\mathrm{RF}} \tag{5.1}$$

Les équations de Bloch permettent de résoudre ce problème de RMJA pour un système à deux niveaux en appliquant son formalisme au vecteur de Bloch ou spin fictif $\vec{b}$ de l'atome [VA89] :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{w} \end{pmatrix}}_{\dot{\vec{b}}(t)} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & \Omega_0 & 0 \\ -\Omega_0 & 0 & -\Omega_m \\ 0 & \Omega_m & 0 \end{pmatrix}}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}}_{\vec{b}(t)} \tag{5.2}$$

Les composantes de $\vec{b}$ sont respectivement le moment dipolaire magnétique de l'atome oscillant en phase (u) et en quadrature de phase (v) avec le champ $\vec{B}_{\mathrm{RF}}$ et la demi-différence de population $w = \frac{1}{2}(p_4 - p_3)$. Le désaccord de pulsation entre le champ $\vec{B}_{\mathrm{RF}}$ et la transition horloge vaut $\Omega_0 = 2\pi(\nu_{\mathrm{RF}} - \nu_{\mathrm{Cs}})$. Dans notre cas particulier de cavité de Ramsey *E-bend* (§ 2.2.2), où Ω_m et donc $\mathbf{A}$ sont indépendants de t, nous pouvons résoudre (5.2) analytiquement :

$$\vec{b}_{\mathrm{out}} = \mathbf{R} \cdot \vec{b}_{\mathrm{in}} \tag{5.3a}$$

$$\mathbf{R} = \mathbf{1} + \frac{\mathbf{A}}{\tilde{\Omega}_m} \sin\left[\tilde{\Omega}_m T\right] + \frac{\mathbf{A}\cdot\mathbf{A}}{\tilde{\Omega}_m^2}\left(1 - \cos\left[\tilde{\Omega}_m T\right]\right) \tag{5.3b}$$

$$\tilde{\Omega}_m^2 = \Omega_m^2 + \Omega_0^2 \tag{5.3c}$$

où $\vec{b}_{\mathrm{in}}$ et $\vec{b}_{\mathrm{out}}$ sont respectivement les vecteurs de Bloch avant et après RMJA, $\mathbf{1}$ est la matrice unité et T la durée pendant laquelle se déroule la RMJA à la pulsation de Rabi micro-onde généralisée $\tilde{\Omega}_m$. La Fig. 5.1 donne une représentation graphique de la sphère de Bloch dans le référentiel tournant à la fréquence ν_{RF} par rapport au référentiel du laboratoire. Le vecteur de

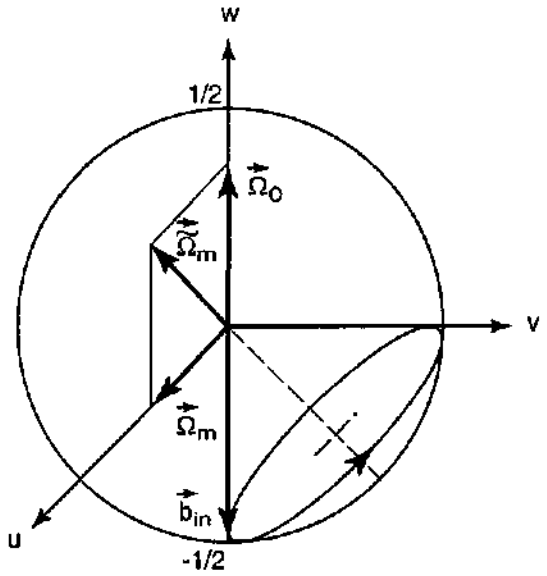


Fig. 5.1 – Représentation graphique de la sphère de Bloch dans le référentiel tournant à la fréquence ν_{RF} par rapport au référentiel du laboratoire. Le vecteur de Bloch $\vec{b}$ (défini dans le texte) précesse autour du pseudo-vecteur $\vec{\tilde{\Omega}}_m = \vec{\Omega}_m + \vec{\Omega}_0$ à la vitesse angulaire $\tilde{\Omega}_m$. La condition initiale $\vec{b}_{in} = (0, 0, -1/2)$ correspond à un jet atomique sans cohérences et pompé complètement dans l'état $F = 3, m_F = 0$.

Bloch $\vec{b}$ tourne autour du pseudo-vecteur $\vec{\tilde{\Omega}}_m = \vec{\Omega}_m + \vec{\Omega}_0$ à la vitesse angulaire $\tilde{\Omega}_m$.

Le formalisme générale (5.3), qui est valable pour un seul vecteur $\vec{\tilde{\Omega}}_m$ indépendant du temps, permet également de résoudre des problèmes de RMJA plus complexes à plusieurs zones d'interaction. Le cas qui nous intéresse en particulier est celui d'une cavité de Ramsey à trois zones : interaction micro-onde (zone 1) – précession libre (zone 2) – interaction micro-onde (zone 3). A chaque zone nous associons une pulsation $\tilde{\Omega}_{mi}$, donc également des matrices $\mathbf{A}_i$ et $\mathbf{R}_i$. Après l'interrogation de Ramsey, le vecteur de Bloch $\vec{b}_{out}^{mono}$ s'écrit sous forme d'un produit matriciel :

$$\vec{b}_{out}^{mono} = \mathbf{R}_3 \cdot \mathbf{R}_2 \cdot \mathbf{R}_1 \cdot \vec{b}_{in} \tag{5.4}$$

Cette expression, qui est valable pour un jet monocinétique, néglige certains effets métrologiques d'exactitude de fréquence comme les déplacements de fréquence dus au déphasage entre les bras de la cavité (*end-to-end phase-shift*) et au déphasage en travers des trous de la cavité (*distributed phase-shift*).

La cavité de Ramsey agissant comme un comparateur de phase entre la phase du champ micro-onde $\vec{B}_{RF}$ et celle de l'atome, il est utile de définir les phases acquises $\Delta\phi_i$ par l'atome sous l'effet de la pulsation $\tilde{\Omega}_{mi}$ agissant

pendant la durée T_i :

$$\Delta\phi_i = \tilde{\Omega}_{mi} T_i \tag{5.5}$$

Pour l'interrogation de Ramsey, nous écrivons la phase totale accumulée $\Delta\phi_{\text{tot}}$ pendant le temps total de traversée de la cavité ($T_{\text{tot}} = T_1 + T_2 + T_3$).

$$\Delta\phi_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{3} \Delta\phi_i \tag{5.6}$$

Avec une cavité de Ramsey idéale sans pertes micro-onde ($\Omega_{m2} = 0$), de mêmes puissances micro-onde dans les deux bras ($\Omega_{m1} = \Omega_{m3} = \Omega_m$) et à résonance ($\Omega_0 = 0$), $\Delta\phi_{\text{tot}}$ devient :

$$\Delta\phi_{\text{tot}} = \Omega_m (T_1 + T_3) \tag{5.7}$$

Nous exprimons généralement $\Delta\phi_{\text{tot}}$ en unité de π ($\Delta\phi_{\text{tot}} = n\pi$). Le maximum de probabilité de transition $F = 3, m_F = 0 \rightleftarrows F = 4, m_F = 0$ est réalisé pour des multiples entiers impairs n. Pour un jet atomique initialement sans cohérences et pompé complètement dans l'état $F = 3, m_F = 0$ ($\vec{b}_{\text{in}} = (0, 0, -1/2)$), un pulse total $\phi_{\text{tot}} = n\pi$ correspond sur la sphère de Bloch à une rotation d'un même angle $n\pi$ de $\vec{b}$ autour de $\vec{\Omega}_m$. Nous parlons également de 1re et 2e puissance optimale (P_{RF1} et P_{RF2}) pour désigner les valeurs des phases totales accumulées $\Delta\phi_{\text{tot}} = \pi$ et $\Delta\phi_{\text{tot}} = 3\pi$.

L'expression (5.4) n'est valable que dans le cas d'un jet atomique monocinétique. Pour étendre ce résultat à un jet réel d'atomes froids (distribution de vitesse initiale longitudinale $f(v)$), nous pondérons $\vec{b}_{\text{out}}^{\text{mono}}$ par $f(v)$ pour obtenir $\vec{b}_{\text{out}}^{\text{distr}}$:

$$\vec{b}_{\text{out}}^{\text{distr}} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{b}_{\text{out}}^{\text{mono}}(v) f(v) \mathrm{d}v \tag{5.8}$$

La dépendance $\vec{b}_{\text{out}}^{\text{mono}}(v)$ en vitesse v apparaît dans les phases accumulées $\Delta\phi_i$ pendant les temps respectifs T_i. La résolution de (5.8) est effectuée numériquement en considérant une distribution de vitesse Gaussienne normalisée $f(v)$, centrée autour de la vitesse de lancement moyenne v_l du JC et de largeur donnée par sa température $T_\parallel$:

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{-\frac{(v - v_l)^2}{\alpha^2}\right\} \tag{5.9a}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2k_B T_\parallel}{m}} \tag{5.9b}$$

La pleine largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{1/2}$ de la frange de Ramsey centrée à $\Omega_0 = 0$ dépend de la durée de précession libre T_2^{eff} [Tho90] :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{2T_2^{\text{eff}}} \tag{5.10a}$$

$$T_2^{\text{eff}} = T_2 + \underbrace{\langle \sin v \rangle_{\phi_0}^{\phi_1} T_1}_{\text{pulse RF 1}} + \underbrace{\langle \sin v \rangle_{\phi_1}^{\phi_2} T_2}_{\text{precession libre}} + \underbrace{\langle \sin v \rangle_{\phi_2}^{\phi_3} T_3}_{\text{pulse RF 2}} \tag{5.10b}$$

Ces deux termes correctifs (un pour chaque zone), qui rallongent la durée de précession libre géométrique T_2, sont dus au fait que la précession atomique débute déjà à l'entrée du premier bras de la cavité et ne prend fin qu'à la sortie du second. Ces termes correctifs sont les moyennes de la composante v de $\vec{b}$, qui est sinusoïdale pour une cavité de Ramsey *E-bend*, entre les phases absolues ϕ_i et ϕ_{i+1}. Avec les hypothèses que le désaccord micro-onde est nul ($\Omega_0 = 0$) et que les puissances micro-ondes sont identiques dans les deux bras de la cavité (pulsation de Rabi Ω_{m} unique), nous pouvons montrer que T_2^{eff} devient :

$$T_2^{\text{eff}} = T_2 + \frac{T_1 + T_3}{\phi_{\text{tot}}}(1 - \cos\phi_{\text{tot}}) \tag{5.11}$$

Cette relation est valable même si les temps d'interactions micro-onde T_1 et T_3 sont différents, donc à priori également dans le cas d'un JC possédant une distribution de vitesse longitudinale.

5.2 Jet continu magnéto-optique

Nous présentons dans ce paragraphe des mesures de RMJA utilisant un JC extrait d'une trappe 2D-MOT par entraînement MO (§3). Compte tenu d'un flux atomique donné traversant la cavité de Ramsey, l'amplitude du signal RMJA est proportionnel à la différence de populations relatives avant la cavité $w_{\text{in}} = \frac{1}{2}(p_4 - p_3)$. En particulier, si les populations initiales sont égales ($p_3 = p_4$), le signal RMJA est nul quelles que soient l'amplitude et la fréquence RF.

Les atomes froids du JC extraits de manière continue de la source sont initialement tous dans l'état fondamental $F = 4$. La fluorescence résiduelle de la source pompant optiquement ces atomes de $F = 4$ vers $F = 3$ (inversion de populations naturelle $\simeq 70\%$), nous renforçons cette inversion de populations vers $F = 3$ au moyen d'un faisceau dépompeur croisant le JC (altitude z_2, Fig. 2.9). Ce faisceau est asservi à la fréquence $\nu_{44'}$, ses dimensions sont

3 mm × 10 mm et sa puissance $P_{\text{depomp}} = 10\ \mu$W. Nous avons mesuré ainsi une inversion de population du JC avant la cavité de Ramsey de de 95% dans $F = 3$ (§3.4.1). Du flux total Φ_3, seuls les atomes se trouvant dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ contribuent au signal de RMJA, soit un flux utile $\Phi_{3,0} = \Phi_3/7$. Après la cavité de Ramsey, nous ne détectons que le flux $\Phi_{4,0}$ d'atomes ayant effectués la transition horloge (faisceau sonde asservi à la fréquence $\nu_{45'}$). Cette combinaison pompage optique – détection optique présente plusieurs avantages :

- Le dépompage naturel du JC par la fluorescence de la source est renforcé et non pas réduit par le faisceau dépompeur.
- Le flux d'atomes utiles est supérieur si le JC est pompé initialement dans $F = 3$ plutôt que dans $F = 4$ (rapport 9/7 correspondant au rapport des nombres de sous-niveaux Zeeman fondamentaux).
- Le nombre de photons fluorescés par atome avec une détection optique $\nu_{45'}$ est supérieur à celui d'une détection $\nu_{32'}$ d'un facteur 1.7 à faible saturation optique du faisceau sonde (§C.1.3).
- Avec une détection $\nu_{45'}$, seuls les atomes dans l'état $F = 3, m_F = 0$ avant la cavité de Ramsey contribuent au signal RMJA, les atomes dans les états $F = 3, m_F \neq 0$ n'effectuant pas la transition horloge. Cette détection sur fond noir augmente par conséquent le rapport S/N de la lumière de fluorescence.

Pour induire la transition horloge, nous utilisons une cavité de Ramsey de démonstration (Fig. 2.11) placée sur la trajectoire de chute du JC (altitude z_3 du centre de la cavité, Fig. 2.9). Pour séparer les sept transitions dipolaires magnétiques ($\Delta m_F = 0$, $m_F = -3, \ldots, 3$), nous appliquons un champ magnétique $\vec{B}_C$ les espaçant de 7.6 kHz. La micro-onde injectée dans la cavité provient d'un synthétiseur de fréquence[2.29] (résolutions $\Delta\nu_{\text{RF}} = 1$ Hz et $\Delta P_{\text{RF}} = 0.01$ dB) asservi à une référence de fréquence externe[2.30]. Du fait du faible rapport S/N de fluorescence du JC utile, nous modulons P_{RF} et détectons le signal de RMJA de manière synchrone. Ce type de modulation micro-onde $P_{\text{RF}}(t)$ n'affecte pas le flux du JC, mais rend la pulsation de Rabi $\Omega_m(t) \sim \sqrt{P_{\text{RF}}(t)}$ dépendante du temps. Comme la solution des équations de Bloch (5.3) n'est valide que pour Ω_m indépendant de t, nous veillerons à moduler P_{RF} lentement et de préférence par un signal carré.

5.2.1 Oscillations de Rabi

A résonance, la précession libre entre les deux bras de la cavité de Ramsey est nulle ($\Omega_0 = 0$). Celle-ci se comporte donc comme une cavité micro-onde à une seule zone d'interaction de longueur égale à la somme des longueurs des deux bras. Un atome traversant cette cavité subit toutefois un effet de

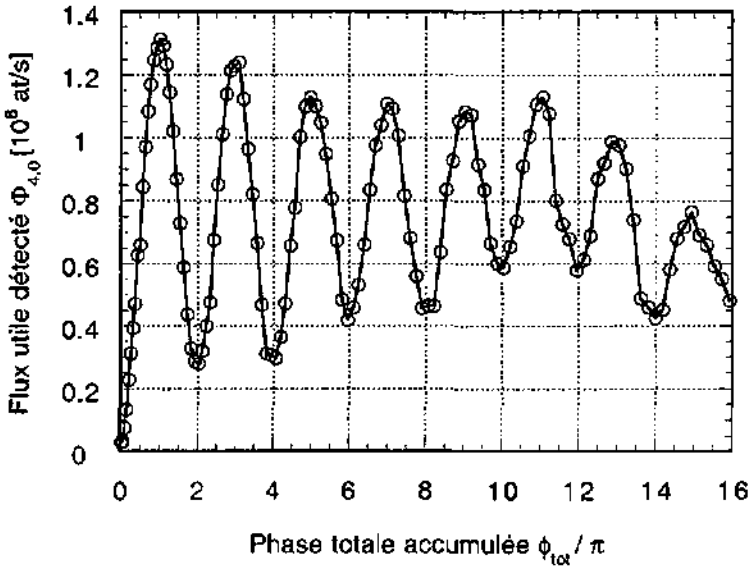


Fig. 5.2 – Oscillations de Rabi mesurées sur le JC extrait d'une trappe 2D-MOT à $v_l = -1.34\ m/s$ par entraînement MO. Chaque point de mesure est moyenné pendant 60 s. Par soucis de clarté nous avons relié les points de mesure expérimentaux.

RMJA à la pulsation de Rabi $\Omega_m \sim \sqrt{P_{\rm RF}}$ (oscillations de Rabi).

Expérimentalement, nous avons mesuré ces oscillations de Rabi en balayant $P_{\rm RF}$ par le synthétiseur. Sur la Fig. 5.2 nous avons tracé le flux utile détecté $\Phi_{4,0}$ en fonction de la phase totale $\phi_{\rm tot}$ accumulée par l'atome. Le flux utile $\Phi_{4,0}$ est mesuré par détection synchrone en modulant $P_{\rm RF}$ 0 – 100% par un signal carré à 0.2 Hz. Cette grande période de modulation (5 s), rendue nécessaire par la constante de temps du détecteur synchrone (3 s), permet d'utiliser la solution (5.3) des équations de Bloch. Pour expliquer la décroissance observée du contraste des oscillations de Rabi avec $\phi_{\rm tot}$ (Fig. 5.2), nous avons calculé la population relative p_4 en fonction de $\phi_{\rm tot}$ pour différentes températures $T_\parallel$ du JC. Les oscillations de la Fig. 5.3 montre effectivement une atténuation de contraste de p_4 avec $\phi_{\rm tot}$ d'autant plus importante que $T_\parallel$ est élevée. Le contraste relatif des oscillations expérimentales entre $\Phi_{\rm tot} = 15\pi$ et $\Phi_{\rm tot} = \pi$ vaut 27%. Pour une température $T_\parallel = 500\ \mu$K, nous calculons un rapport de 30% entre ces deux mêmes phases $\Phi_{\rm tot}$. Par ce « thermomètre Rabi » nous estimons donc la température du JC à $T_\parallel = 500\ \mu$K. Par le « thermomètre Ramsey », qui sera discuté au § 5.2.2, nous confirmons cette température élevée que nous justifions par une superposition non-optimale des faisceaux de refroidissement dans la source lors de ces mesures.

Un autre phénomène pouvant atténuer le contraste des oscillations de Rabi de la transition dipolaire magnétique $\Delta m_F = 0$, $m_F = 0$ à grand $\Phi_{\rm tot}$

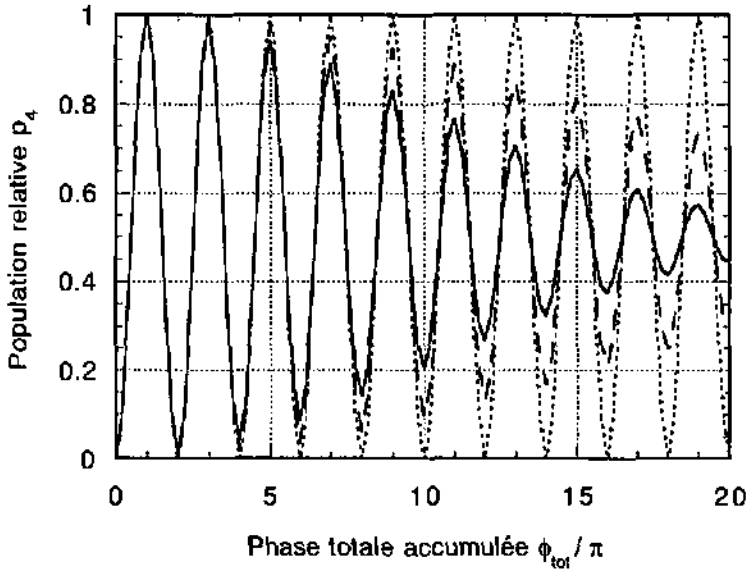


Fig. 5.3 – Oscillations de Rabi calculées pour un jet atomique uniformément accéléré de vitesse initiale $v_l = -1.34$ m/s. Trois situations de jets sont considérées : monocinétique (ligne pointillée), $T_\parallel = 200$ μK (ligne traitillée) et $T_\parallel = 500$ μK (ligne pleine).

est l'effet des transitions dipolaires magnétiques voisines $\Delta m_F \neq 0$ (*Rabi pulling*). Si ces contributions latérales deviennent importantes, le contraste de la frange centrale de la transition horloge peut être réduit. Pour la valeur du champ $\vec{B}_C$ que nous appliquons, ces transitions sont espacés de 7.6 kHz. Avec un pulse $\Phi_{tot} = \pi$, nous calculons un effet relatif des premières transitions voisines ($m_F = \pm 1$) de 8×10^{-5}. Par contre, à $\Phi_{tot} = 15\pi$ (valeur maximale de la Fig. 5.2), cet effet relatif atteint 1.75% pour chaque transition, soit un facteur 220 fois plus important. Même en supposant que les effets de ces deux lobes latéraux atténuent de manière maximale le contraste de la frange centrale de la transition horloge, la perte de contraste n'est réduit que de 3.5%, soit un effet négligeable par rapport à la perte de contraste liée à la température (-70% entre des jets monocinétique et de température $T_\parallel = 500$ μK).

5.2.2 Franges de Ramsey

Compte tenu des mesures d'oscillations de Rabi (Fig. 5.2), nous déterminons les deux premières puissances micro-onde optimales permettant d'induire un pulse total $\Phi_{tot} = \pi$ (P_{RF1}) et $\Phi_{tot} = 3\pi$ (P_{RF2}). Pour des conditions de fonctionnement similaires de la source, nous avons varié le désaccord Ω_0 et mesuré l'amplitude du flux utile $\Phi_{4,0}$ après la cavité de Ramsey. Le rap-

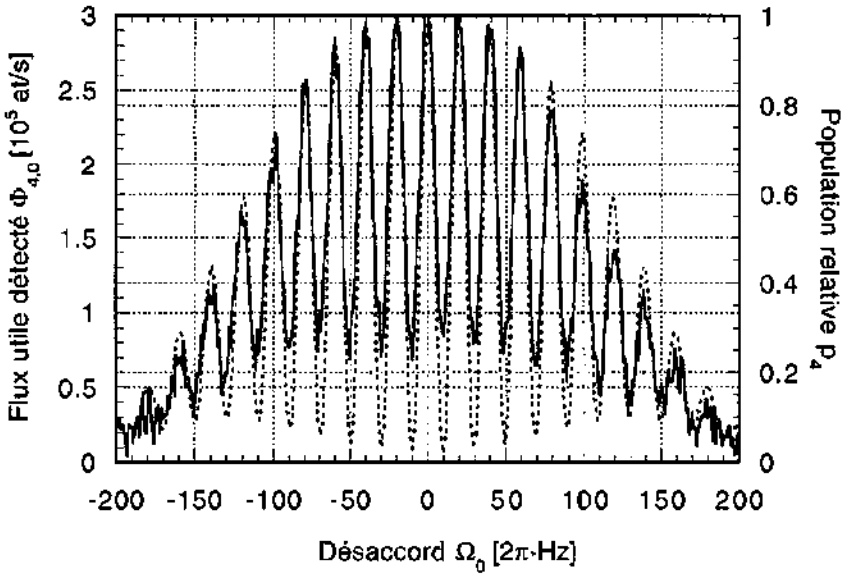


Fig. 5.4 – Franges de Ramsey mesurées (ligne pleine) et calculées (ligne pointillée) à P_{RF1} pour un JC extrait d'une trappe 2D-MOT à $v_l = -1.34$ m/s par entraînement MO. Les franges statiques calculées tiennent compte d'une température $T_{\parallel} = 200$ μK. La largeur de la frange centrale est $\Delta\nu_{1/2} = 9.85$ Hz. Chaque point de mesure (1 pt/Hz) est moyenné durant 75 s, soit un temps total d'acquisition des franges de 8.3 heures (!).

port S/N étant faible nous détectons comme précédemment $\Phi_{4,0}$ de manière synchrone. La modulation sinusoïdale de P_{RF} (période 286 ms) implique que l'expression analytique (5.3) n'est plus tout à fait exacte, car les atomes subissent durant la traversée de la cavité (44 ms) deux interactions micro-ondes d'intensité différente. En terme de pulsation de Rabi, l'effet de modulation est moindre ($\Omega_m \sim \sqrt{P_{\mathrm{RF}}}$). Le faible rapport S/N de fluorescence nécessite d'autre part un moyennage sur chaque de point de mesure (75 s/pt).

La Fig. 5.4 montre les franges de Ramsey mesurées à P_{RF1} et calculées de manière statique pour une température $T_{\parallel} = 200$ μK. La largeur de la frange centrale ($\Delta\nu_{1/2} = 9.85$ Hz) est en bon accord avec (5.10) et (5.11). Si l'espacement des franges est respecté, leur contraste est mal reproduit, en particulier pour la frange centrale. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous discuterons les franges obtenus avec le JC extrait par MM (§ 5.3.1).

La largeur des franges de Ramsey est fonction du temps de transit dans la cavité, donc également de la vitesse initiale longitudinale des atomes. Par conséquent, la distribution de vitesse d'un jet réel (mesurée par sa température $T_{\parallel}$), tend à réduire le contraste des franges hors résonance (« thermomètre Ramsey »). Dans le cas d'un nuage sans vitesse initiale, la sensibilité de ce thermomètre n'est pas suffisante pour mesurer des températures sub-Doppler [Dud96]. Par contre, pour un JC, sa sensibilité est nettement

meilleure pour autant que la vitesse moyenne atomique soit supérieure à la largeur de la distribution de vitesse (plus d'effet de repliement de vitesse). L'utilisation d'un tel thermomètre requiert toutefois un JC suffisamment froid. Sa sensibilité étant d'autant meilleur que Ω_0 est grand, la distribution de vitesse du JC doit être assez étroite pour produire des franges à grand désaccord Ω_0. D'autre part, en raison du faible rapport S/N, le contraste de la frange étudiée devra être grand même pour un jet monocinétique. C'est pourquoi nous choisissons d'étudier le second lobe de Rabi à la 2^e puissance optimale ($P_{\mathrm{RF}2}$) . La Fig. 5.5 montre deux exemples de franges de Ramsey statiques calculées pour des JC monocinétique et de température $T_{\parallel} = 200\ \mu$K.

Expérimentalement, nous avons mesuré les franges de Ramsey à $P_{\mathrm{RF}2}$ (Fig. 5.6) dans les mêmes conditions de production du JC, de détection et de moyennage que la Fig. 5.4. En comparant l'amplitude relative de la frange à $\Omega_0 \simeq 2\pi \cdot 300$ Hz, nous estimons la température du JC à $T_{\parallel} = 200\ \mu$K. Cette valeur est en bon accord avec les mesures effectuées par TOF où $T_{\parallel} = 250\ \mu$K à $v_l = -1.34$ m/s (Fig. 3.10). Par contre, même si P_{RF} est optimal, le contraste de la frange centrale n'est pas maximal. A petit désaccord ($\Omega_0 \ll \Omega_m(t)$), la précession du spin fictif s'effectue à une pulsation de Rabi qui dépend du temps ($\tilde{\Omega}_m(t) \simeq \Omega_m(t)$). Comme nous modulons P_{RF} en sinus, la phase accumulée moyenne est $\phi_{\mathrm{tot}} \leq n\pi$, d'où la réduction de contraste de la frange centrale pour $n = 3$ (pas de réduction par contre pour $n = 1$). A désaccord plus grand, l'effet de $\Omega_m(t)$ devient négligeable ($\tilde{\Omega}_m \simeq \Omega_0$). En d'autres termes, l'expression analytique de RMJA (5.3) reste valable à grand désaccord ($\Omega_0 \gg \Omega_m(t)$) même en présence d'une modulation de P_{RF}, confirmant également la validité du thermomètre Ramsey.

5.3 Jet continu mélasse mouvante

Les mesures de RMJA que nous présentons dans ce paragraphe ont été effectuées sur un JC d'atomes froids extrait d'une mélasse optique par entraînement en MM (§ 4). Comme précédemment, nous forçons le pompage optique du JC vers l'état fondamental $F = 3$ grâce à un faisceau dépompeur $\nu_{44'}$ (cf. p. 99). Comme le rapport S/N de fluorescence est suffisamment élevé avec ce JC, nous pouvons mesurer le signal RMJA de manière continue. L'absence de dépendance temporelle simplifie l'interprétation des franges de Ramsey, car la solution analytique (5.4) s'applique. D'un point de vue expérimental, nous avons minimisé les composantes de bruit technique qui domine à très basses fréquences de Fourier : bruit d'intensité du laser sonde, bruit lié à la convection de l'air sur le chemin optique du faisceau sonde (fibre optique) et bruit de grenaille de la lumière parasite dans la zone de détection.

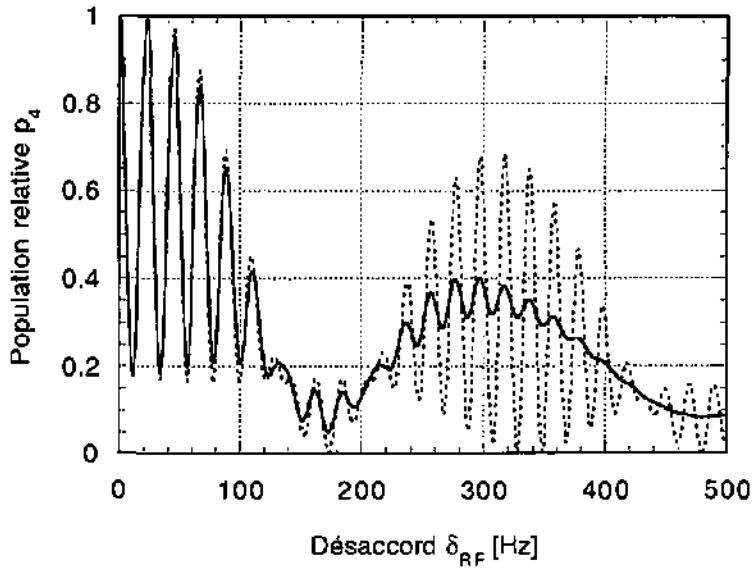


Fig. 5.5 – Franges de Ramsey statiques calculées pour un jet atomique uniformément accéléré de vitesse initiale $v_l = -1.34$ m/s. Le pulse micro-onde total est $\phi_{tot} = 3\pi$. Deux situations de jets sont considérées : monocinétique (ligne pointillée) et $T_{\parallel} = 200$ μK (ligne pleine).

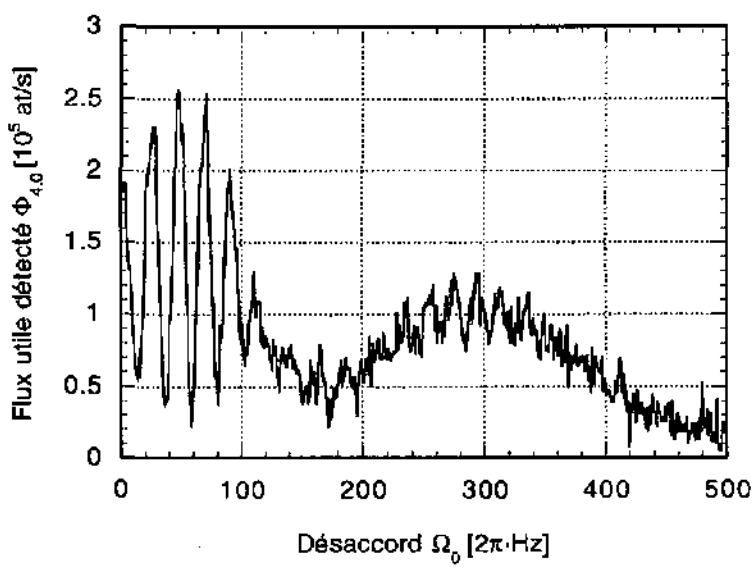


Fig. 5.6 – Franges de Ramsey mesurées à P_{RF2} pour un JC extrait d'une trappe 2D-MOT à $v_l = -1.34$ m/s par entraînement MO. La réduction de contraste de la frange centrale est dû à la modulation d'intensité de la puissance micro-onde $P_{RF}(t)$(détection synchrone). alors celle à $\Omega_0 \simeq 2\pi \cdot 300$ Hz rend compte de la température du JC. Chaque point de mesure (1 pt/Hz) est moyenné pendant 75 s, soit un temps total d'acquisition des franges de 8.3 heures (!).

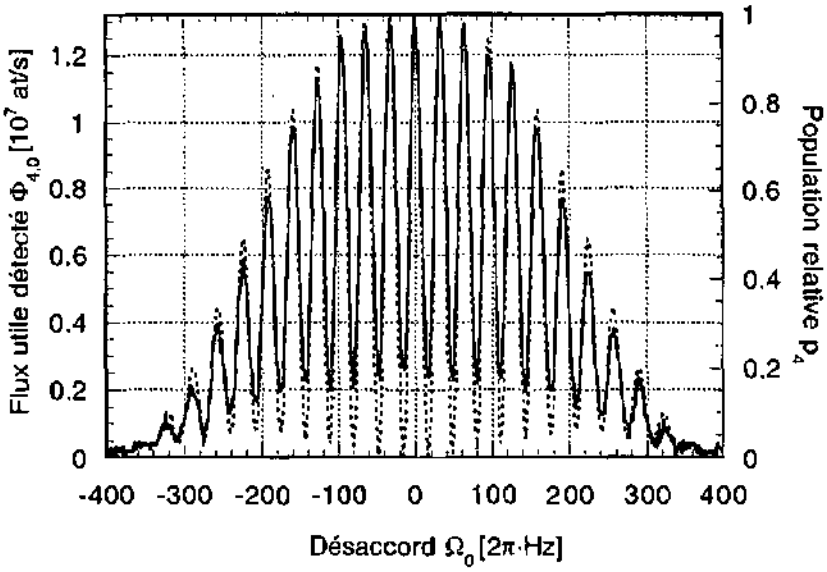


Fig. 5.7 – Franges de Ramsey mesurées (ligne pleine) et calculées (ligne pointillée) à P_{RF1} pour un JC extrait d'une mélasse optique à $v_l = -3.61$ m/s par entraînement MM. Les franges statiques calculées tiennent compte d'une température $T_{\|} = 100$ μK. La largeur de la frange centrale est $\Delta\nu_{1/2} = 15.9$ Hz. Chaque point de mesure (1 pt/3 Hz) est moyenné pendant 2 s, soit un temps total d'acquisition des franges de 2 × 15 minutes (mesures avec et sans micro-onde).

5.3.1 Franges de Ramsey

Nous avons balayé le désaccord micro-onde Ω_0 sur un intervalle $-2\pi \cdot 400$ Hz $\leq \Omega_0 \leq 2\pi \cdot 400$ Hz par pas de 3 Hz (Fig. 5.7). La puissance micro-onde injectée dans la cavité correspond à la 1re puissance optimale P_{RF1}. Le signal RMJA mesuré est numérisé, puis moyenné sur une période de 2 s par point. De plus, comme le niveau de référence de la lumière de fluorescence n'est pas stable sur la durée totale d'acquisition (30 minutes), nous enregistrons consécutivement deux mesures pour chaque valeur Ω_0 (avec et sans micro-onde), le signal de la Fig. 5.7 étant leur différence.

Nous avons calculé des franges de Ramsey statiques pour un pulse total $\phi_{\mathrm{tot}} = \pi$ dans la cavité avec un JC de vitesse initiale $v_l = -3.61$ m/s et de température $T_{\|} = 100$ μK (Fig. 5.7). Cette température est confirmée non seulement par des mesures TOF, mais également au moyen du thermomètre Ramsey (p. 103) utilisé à P_{RF2} et $\Omega_0 = 2\pi \cdot 460$ Hz. L'espacement des franges mesurées et calculées à P_{RF1} s'accordent remarquablement bien pour une vitesse initiale du JC donnée par le coefficient d'entraînement d'une mélasse mouvante (4.3) (effet de pression de radiation négligeable) et une position initiale de départ du JC correspondant à la sortie des faisceaux de refroidis-

sement (altitude z_1, Fig. 2.9). Nous mesurons la largeur de la frange centrale $\Delta\nu_{1/2} = 15.9$ Hz, valeur qui est en accord avec la prédiction de (5.10) et (5.11).

Si l'espacement entre les franges mesurées est bien reproduit par la solution stationnaire des équations de Bloch (5.3), leur contraste diffère notablement. En particulier, le signal RMJA de la frange centrale ne tend pas vers zéro à $\Omega_0 = \pm 2\pi\Delta\nu_{1/2}$. Nous avons envisagé plusieurs effets pouvant expliquer ce piédestal sous les franges de Ramsey :

1. *Temps d'interaction micro-onde inégaux*

   Comme le JC est soumis à l'accélération de la pesanteur, les temps d'interactions micro-onde dans chacun des bras de la cavité sont inégaux, ce qui se traduit sur les franges de Ramsey par une légère baisse de contraste. Bien que nous en tenions compte dans (5.3), cet effet est négligeable sur un JC de vitesse initiale $v_l = -3.6$ m/s (réduction de contraste de la frange centrale : $< 0.3\%$)

2. *Distribution de vitesse*

   La distribution de vitesse du JC implique une réduction de contraste, mais notable uniquement sur les franges à grand désaccord Ω_0 (thermomètre Ramsey). L'effet sur la frange centrale est négligeable ($< 0.4\%$).

3. *Résolution du désaccord micro-onde*

   Le pas de balayage du désaccord micro-onde Ω_0 (3 Hz) n'est pas non plus responsable du piédestal sous les franges de Ramsey ($\Delta\nu_{1/2} = 15.9$ Hz). L'erreur de mesure de 0.9 Hz sur le premier minimum n'implique qu'une réduction de contraste $< 1\%$, soit nettement inférieure aux 20% mesurés.

4. *Fuites micro-ondes*

   Nous avons envisagé l'effet de fuites micro-onde agissant sur les atomes du JC à l'extérieur de la cavité de Ramsey. Bien que nous n'ayons effectué aucunes mesures le confirmant, nous pensons que ces fuites proviennent de l'injection micro-onde dans la cavité par les éléments de connection (câbles coaxiaux, coupleur RF dans la cavité) et non pas par les guides d'ondes sous la coupure (*cut-off's*). Comme l'injection micro-onde a lieu à l'extérieur des deux blindages magnétiques, nous avons modélisé l'effet de fuites micro-onde agissant sur les atomes avant qu'ils n'aient pénétré dans la cavité.

   Formellement, nous pourrions introduire ces fuites par une zone d'interaction micro-onde supplémentaire avant la cavité de Ramsey ($\mathbf{R}_0$ dans (5.4)). Nous avons choisi plutôt d'en tenir compte en imposant des cohérences initiales aux atomes du JC par les composantes u_0 et

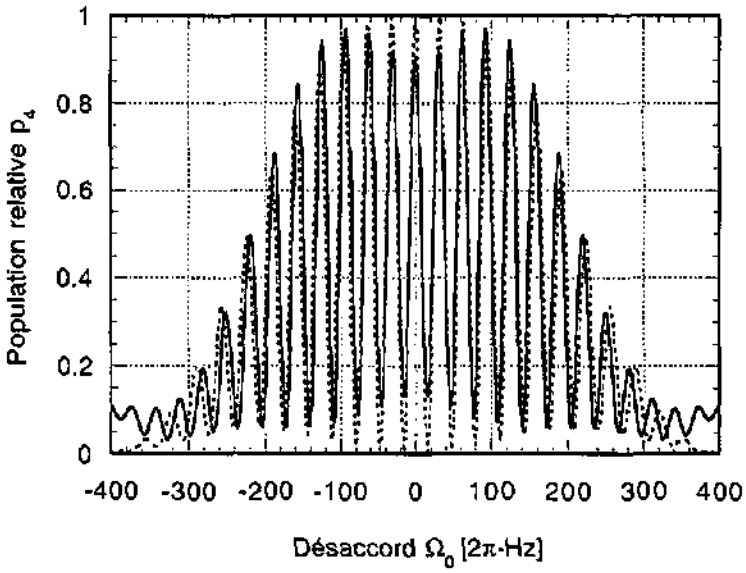


Fig. 5.8 – Franges de Ramsey calculées pour le JC de la Fig. 5.7 ($v_l = -3.6$ m/s et $T_\parallel = 100$ μK) avec fuites micro-onde (ligne pleine) et sans fuites micro-onde (ligne pointillée). Le champ de fuites micro-onde est en phase avec le champ micro-onde dans la cavité. Le pulse micro-onde total dans la cavité vaut $\phi_{\rm tot} = \pi$.

v_0 du vecteur de Bloch $\vec{b}_{\rm in}$ (5.4). A résonance, la composante u_0 serait obtenue par un champ de fuite en quadrature de phase avec le champ dans la cavité, alors qu'une composante v_0 résulterait de champs en phase. L'effet des fuites, que nous avons introduit dans $\vec{b}_{\rm in}$, est justifié à résonance, mais certainement surestimé à grand désaccord $\delta_{\rm RF}$.

Nous avons calculé l'effet des fuites micro-onde hors blindages pour le JC de la Fig. 5.7 ($v_l = -3.6$ m/s et $T_\parallel = 100$ μK). L'amplitude du champ de fuite est tel que la composante w du vecteur de Bloch (inversion de population) est réduite de 20% au profit d'une des deux autres composantes u ou v du moment dipôlaire magnétique. Pour un vecteur de Bloch initial $\vec{b}_{\rm in} = (0.3, 0, -0.4)$ (champs en quadrature de phase), nous avons vérifié que les franges calculées ne sont plus symétriques par rapport à $\Omega_0 = 0$ [BDF+87]. De plus, la frange centrale est légèrement déplacée en fréquence, mais son contraste n'est pratiquement pas modifié ($\simeq$ 100%). Par contre, pour un vecteur de Bloch initial $\vec{b}_{\rm in} = (0, 0.3, -0.4)$ (champs en phase), les franges sont symétriques autour de $\Omega_0 = 0$ et font apparaître un piédestal sous les franges centrales. Sur la Fig. 5.8 nous avons superposé les franges calculées pour ce JC, avec et sans ces fuites micro-onde en phase, qui sont en accord qualitatif avec les franges mesurées (Fig. 5.7).

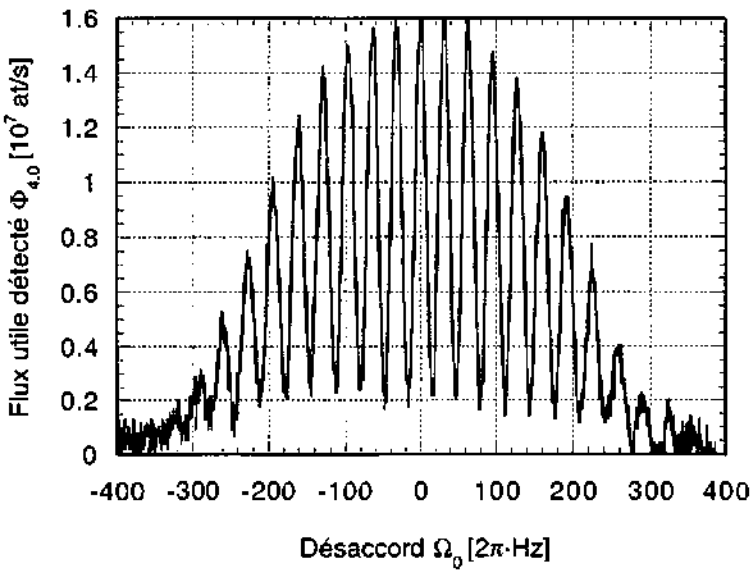


Fig. 5.9 – Franges de Ramsey mesurées à P_{RF1} pour un JC extrait d'une mélasse optique à $v_l = -3.6\ m/s$ par MM. Chaque point de mesure (1 pt/Hz) est moyenné durant 250 ms, soit un temps total d'acquisition de 200 s.

5.3.2 Stabilité de fréquence

Notre domaine d'application de cette source continue d'atomes de césium froids et lents est la métrologie de temps et fréquence. L'une des caractéristiques principales d'un tel étalon est sa stabilité de fréquence. Communément, nous l'estimons par la variance Allan à deux échantillons $\sigma_y(\tau)$ [VA89], qui dépend du temps de moyennage τ de la fréquence. Sans entrer dans les détails métrologique, qui dépasse largement le cadre de ce travail, nous donnons une expression approchée pour un étalon de fréquence continu à jet de césium [VA89] :

$$\sigma_y(\tau) \sim \frac{\tau^{-1/2}}{Q(S/N)} \tag{5.12}$$

où $Q = \nu_{Cs}/\Delta\nu_{1/2}$ est le facteur de qualité du résonateur atomique et S/N le rapport signal/bruit de RMJA, qui est de l'ordre de $S/N \sim \sqrt{\Phi_{4,0}}$ (§ C.2).

La Fig. 5.9 montre des franges de Ramsey acquises de manière continue par un balayage de désaccord Ω_0 rapide. Le temps total d'acquisition n'est que de 200 s pour 800 Hz, soit un moyennage durant 250 ms par Hz. Le flux utile à résonance atteint $\Phi_{4,0}(\Omega_0 = 0) = 1.6 \cdot 10^7$ at/s. Cette valeur est en accord avec une réduction d'un facteur $2m_F + 1 = 7$ du flux traversant la cavité de Ramsey (les sous-niveaux Zeeman de $F = 3$ sont supposés équipeuplés). Avec un facteur de qualité $Q = 9.192$ GHz/15.9 Hz $= 5.8 \cdot 10^8$,

nous estimons la stabilité maximale de fréquence de ce résonateur atomique à $\sigma_y(\tau) \simeq 2 \cdot 10^{-13}\tau^{-1/2}$ s'il est limité par le bruit de grenaille atomique.

5.4 Conclusion

Grâce à une cavité de Ramsey courte, nous avons étudié par résonance magnétique à jet d'atomes les deux JC d'atomes froids décrit précédemment (entraînement magnéto-optique ou par mélasse mouvante). Ces franges de Ramsey sont les premières qui ont été obtenues à ce jour sur des jets continus d'atomes froids et lents de césium. L'amélioration du rapport signal/bruit de ces mesures de RMJA a permis des gains considérables dans les temps d'acquisition des franges de Ramsey. A titre comparatif, mentionnons que dans la génération précédente de cette expérience de démonstration [Dud96, Sag96], un moyennage de 750 s/pt est nécessaire. Pour un rapport S/N équivalent, notre JC MO requiert encore 75 s/pt (facteur 10 d'amélioration), alors qu'avec le JC MM le temps de moyennage chute encore de deux ordres de grandeurs (0.75 s/pt).

D'autre part, nous avons démontré que ces mesures RMJA sont un outil intéressant de diagnostic du JC. Par la largeur des franges d'interférence nous sommes renseigné sur la balistique des atomes froids (distances et vitesses), alors qu'en étudiant la réduction de contraste des franges nous pouvons estimer la température longitudinale du JC (thermomètres Rabi et Ramsey). Les incertitudes de mesures de ces deux thermomètres sont toutefois importantes, car nous n'avons pas pu établir de modèle théorique expliquant toutes les réductions de contraste observées. Plusieurs hypothèses ont été avancées sans succès : temps d'interactions micro-onde inégaux, distribution de vitesse du JC, résolution du balayage micro-onde. L'hypothèse la plus plausible semble être liée à des fuites micro-onde agissant sur les atomes du JC à l'extérieur des blindages magnétiques entourant la cavité de Ramsey. La prise en considération de ces fuites dans le calcul complet de RMJA représente non seulement un problème très complexe (nous ne connaissons pas la carte totale du champ de fuite), mais n'est pas d'un intérêt physique essentiel. Dans la cadre de ce travail, basé sur le développement d'une source continue d'atomes froids, nous nous limiterons à mentionner la présence probable de fuites micro-onde pouvant perturber les mesures de RMJA.

Chapitre 6

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était le développement d'une source continue d'atomes froids de césium en vue de la construction d'un étalon primaire de temps et fréquence à géométrie de fontaine atomique et fonctionnant en mode continu. Notre travail a débuté sur la base des deux premières générations de cette expérience de démonstration et des enseignements qui en ont été retirés [Dud96, Sag96].

Dispositif expérimental

Nous avons commencé par modifier le dispositif expérimental pour accroître le taux de capture de la source. La puissance et le diamètre des faisceaux de refroidissement ont été augmentés. Leur homogénéité est améliorée en les filtrant spatialement par des fibres optiques monomodes au lieu de filtres ponctuels (*pin-hole*). L'alignement des faisceaux de refroidissement, de même que l'équilibrage de leur puissance, sont améliorés par des réglages indépendants de cinq des six faisceaux.

Des progrès considérables ont également été réalisés sur le système de détection optique. L'enceinte à vide contenant la source atomique (chargement par une vapeur) et l'enceinte à vide où se déroule la détection optique ont été découplées du point de vue de la vapeur de césium. Le rapport signal/bruit de la fluorescence des atomes froids est ainsi nettement meilleur. Le bruit d'intensité du faisceau sonde est également réduit par un transport de ce faisceau non pas dans l'air (convection thermique), mais par fibre optique monomode.

Finalement, l'utilisation d'un faisceau laser supplémentaire (pousseur), croisant la trajectoire des atomes froids après leur sortie de la source, a grandement simplifié la caractérisation du jet continu. En effet, toute modulation d'un paramètre de capture ou d'extraction de la source, rendue nécessaire

pour la détection synchrone, pouvait fortement modifier le fonctionnement continu de celle-ci. Par le faisceau pousseur séparé spatialement de la source, la caractérisation du jet continu peut être réalisée indépendamment des processus de capture et d'extraction atomique.

Jets continus d'atomes froids

Nous avons étudié deux mécanismes d'entraînement permettant de produire un jet continu d'atomes froids et lents (magnéto-optique et mélasse mouvante). Les deux autres mécanismes envisageables (déséquilibre d'intensités lumineuses[1] et canal noir[2]) n'ont pas été abordés dans le cadre de ce travail.

1. *Entraînement magnéto-optique*

   Ce type d'entraînement présente l'avantage d'être facile à mettre en oeuvre. Par l'application d'un champ magnétique uniforme dans la direction de lancement, nous avons extrait de manière continue des atomes froids d'une source fonctionnant en trappe magnéto-optique anisotrope (2D-MOT). Nous avons constaté une transition entre les mécanismes de refroidissement sub-Doppler et Doppler à mesure que le champ augmentait. Cette transition, qui avait déjà été prédite et observée dans un cas 1D pulsé [WSR96], a été confirmée à 3D de manière continue par des mesures de coefficients d'entraînement et de températures du jet. Nous nous sommes toutefois limité à une compréhension qualitative de ces mécanismes d'entraînement magnéto-optique, car la complexité d'un modèle 3D décrivant notre source entraînée dépassait largement le cadre de ce travail.

   Bien qu'un effet sur l'entraînement atomique ait été observé en champ faible et en combinaison avec un entraînement par mélasse mouvante, seul le régime de champ fort permet de produire un jet continu purement magnéto-optique. Dans ce cas, les mécanismes de refroidissement et d'extraction sont de type Doppler. La vitesse moyenne du jet est réglable[3] entre $0.5 - 4 \pm 0.1$ m/s, sa température est supérieure à la

[1] L'effet d'un faible déséquilibre d'intensités lumineuses (faisceaux atténués, mais non-bloqués) s'est montré inefficace pour produire un jet continu d'atomes sub-Doppler [Sag96]. Par contre, si le flux du jet atomique doit être maximum quelle que soit sa température, la source LVIS utilisant un fort déséquilibre d'intensités lumineuses (faisceau bloqué en son centre) s'avère simple et performante [LCR+96].

[2] La source d'atomes froids avec canal noir avait été proposée pour réduire l'effet des « tortillons » du nuage étendu [Dud96], résultat de l'inhomogénéité des faisceaux de refroidissement. La qualité de ces derniers ayant été fortement améliorée par un filtrage spatial au moyen de fibres optiques, le recours à un canal noir n'est plus indispensable.

limite de refroidissement Doppler ($200 - 500\ \mu$K) et son flux mesuré à 0.4 m de la source atteint $9 \cdot 10^6$ at/s pour une vitesse initiale 1.5 m/s.

2. *Entraînement par mélasse mouvante*

   La technique d'entraînement par mélasse mouvante requiert un dispositif expérimental plus complexe (fréquences optiques des trois paires de faisceaux de refroidissement séparées de quelques MHz). Par contre cette méthode présente l'avantage de conserver le caractère sub-Doppler du refroidissement atomique même en présence d'un mécanisme d'entraînement continu.

   Des jets d'atomes froids ont été produits à partir d'une source fonctionnant aussi bien en mélasse optique qu'en trappe 2D-MOT. La simplification expérimentale de la mélasse optique (pas de gradient de champ magnétique) l'emporte sur la diminution de flux atomique (nous mesurons -40% alors que nous nous attendions à une perte d'un facteur 10). La justification de ce faible gain de flux en trappe 2D-MOT passe par une étude des trajectoires atomiques à l'intérieur et à l'extérieur de la source. Le modèle 2D Monte-Carlo que nous avons développé a démontré un effet de focalisation du jet atomique dépendant du gradient de champ magnétique et de la vitesse de lancement.

   La faible incertitude des mesures de temps de vol nous a permis de mettre en évidence un effet caractéristique d'une source continue. Les faisceaux de refroidissement n'étant jamais éteints, la fluorescence résiduelle de la source modifie légèrement l'horaire des atomes en chute libre. Nous proposons d'utiliser ces mesures balistiques comme méthode pour estimer le déplacement énergétique lumineux des atomes froids.

   Le flux atomique détecté dépend non seulement des paramètres de capture (puissance, diamètre et désaccord des faisceaux de refroidissement, puissance et diamètre du faisceau repompeur), mais également des paramètres d'extraction (mécanisme, vitesse). Nous avons montré en particulier que la combinaison des deux mécanismes d'entraînement étudiés (magnéto-optique et mélasse mouvante) abaissait le flux atomique détecté à grande distance de la source (0.4 m). L'environnement magnétique idéal de cette source continue d'atomes froids est celui de champ uniforme nul. En produisant le jet uniquement par mélasse mouvante, sa vitesse initiale est réglable[3] entre $1 - 14 \pm 0.01$ m/s. Sa température est sub-Doppler ($50 - 80\ \mu$K entre $2 - 6$ m/s), ce qui correspond à une faible dispersion de vitesse (0.15 m/s FWHM). Son flux mesuré à

[3]Cet intervalle de vitesse de lancement correspond à celui pour lequel nous détectons un signal de jet continu à 0.4 m de la source.

0.4 m de la source atteint $1.2 \cdot 10^8$ at/s à partir d'une mélasse optique et $1.6 \cdot 10^8$ at/s à partir d'une trappe 2D-MOT.

Des mesures préliminaires de refroidissement transversal additionnel du JC à 1D ont montré que sa densité de flux pouvait être légèrement augmentée (+40%). L'une des conséquences d'un tel refroidissement à 1D est un réchauffement dans les deux autres directions (transversale et longitudinale). Dans nos conditions expérimentales, nous l'estimons théoriquement à 100 μK. Compte tenu de ce réchauffement orthogonal, la température dans la direction de refroidissement transversal est de l'ordre de 50 μK. Même si cette température correspond à celle du JC sans refroidissement transversal additionnel, les mesures de gain de flux démontrent son efficacité.

Résonance magnétique à jet d'atomes

Comme nous destinons cette source d'atomes froids à un étalon primaire de temps et fréquence, nous avons réalisé des mesures préliminaires de résonance magnétique sur ces deux jets d'atomes froids (RMJA). La cavité de Ramsey de démonstration que nous utilisons ne nous permet toutefois pas d'aborder les aspects métrologiques liés à l'exactitude de ce résonateur atomique. Par les oscillations de Rabi et les franges de Ramsey que nous avons mesurées, nous avons pu estimer la température longitudinale du jet par des méthodes expérimentales alternatives. Ces mesures concordent avec celles déduites des distributions de temps de vol. Leurs incertitudes restent toutefois importantes, car notre modèle théorique de RMJA ne tient pas compte des imperfections du dispositif expérimental micro-onde (fuites).

Compte tenu du flux d'atomes froids utile $F = 3, m_F = 0$ ($1.6 \cdot 10^7$ at/s) et du facteur de qualité de ce résonateur atomique ($5.8 \cdot 10^8$), nous estimons théoriquement sa stabilité de fréquence maximale par la variance Allan à deux échantillons $\sigma_y(\tau) = 2 \cdot 10^{-13}\tau^{-1/2}$ (limitée par le bruit de grenaille du jet atomique). En extrapolant ce flux atomique à la géométrie d'une fontaine continue, la stabilité visée de ce futur étalon primaire est $\sigma_y(\tau) = 7 \cdot 10^{-14}\tau^{-1/2}$ [DMJ+99], cette valeur étant comparable avec celle des meilleurs résonateurs atomiques actuels. Par contre, contrairement à une fontaine atomique pulsée, le fonctionnement continu de cette source ne nécessite pas de compromis entre stabilité et exactitude de fréquence pour un étalon primaire dont le niveau d'exactitude relatif visé est de 10^{-15} (déplacement collisionnel).

Nous pouvons donc conclure que le but de ce travail est atteint, à savoir que nous avons pu démontrer le potentiel de cette source continue d'atomes froids comme source d'un étalon primaire de temps et fréquence pouvant rivaliser avec les meilleurs spécimens actuels.

Perspectives d'avenir

Bien que le flux d'atomes froids issu de cette source soit suffisant pour réaliser une fontaine atomique continue, plusieurs améliorations sont envisageables :

1. En ce qui concerne la source, nous avons mesuré une efficacité de conversion entre son taux de capture et le flux du jet continu détecté de l'ordre de 20%. Par une meilleure compréhension du fonctionnement de cette source entraînée (taille de la source, jets éventuels dans les directions obliques à $\pm 45°$), nous pouvez espérer accroître le flux d'un facteur 5.
2. Avec une température limite de 50 μK et après un temps de vol de 1 s (temps typique d'une fontaine atomique), le diamètre acquis par le jet continu est supérieur à 100 mm. Afin d'accroître la densité de flux à grande distance de la source, une attention particulière devra être portée au refroidissement transversal additionnel 2D du jet continu, et ceci aussi près que possible de la source. Actuellement, ce refroidissement a été démontré expérimentalement à 1D par un mécanisme de refroidissement de type Sisyphe, mais nous pourrions envisager de mettre en place une trappe magnétique appropriée sur la trajectoire du jet continu afin que des mécanismes de refroidissement évaporatif se déroulent. Compte tenu du potentiel de cette technique ayant abouti à la condensation de Bose-Einstein, la densité de flux actuelle pourrait être considérablement augmentée (deux ordres de grandeur).
3. L'alternative à un refroidissement transversal du jet continu issu de notre source d'atomes froids serait d'extraire des atomes ultra-froids provenant d'un condensat de Bose-Einstein [AEM+95]. Une telle source d'atomes cohérents, qui constitue un « laser à atomes », a récemment été démontrée [BHE99]. Son fonctionnement n'est toutefois continu que sur une durée maximale de 100 ms, correspondant au temps de vidage de la trappe. De plus, la vitesse de ce jet ne peut pas être ajustée, car l'extraction atomique utilise la force de gravitation. L'avantage majeur de cette source est sa très faible dispersion de vitesse (± 3 mm/s), ce qui augmente sa densité de flux de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux meilleures sources continues actuelles (Tab. 4.5).

La faible vitesse et dispersion de vitesse du jet continu issu de notre source continue d'atomes froids rendent cette source idéale pour de nombreuses applications en physique atomique, comme notamment la spectroscopie atomique de très haute résolution, les collisions atomiques froides, l'optique atomique, l'interférométrie atomique et les étalons de fréquences atomiques. En ce qui concerne ces deux derniers domaines d'activité, le fonc-

tionnement continu de cette source réduit considérablement l'effet d'échantillonnage présent dans une source pulsée (effet Dick). Parmi les applications de notre source, nous avons déjà mentionné la construction d'un étalon de fréquence à fontaine atomique continue, mais nous pourrions également imaginer le développement d'un capteur de rotation et d'accélération linéaire utilisant cette même source (gyromètre continu à atomes froids).

Annexe A

Atome de césium

Nous avons regroupé dans cette annexe quelques propriétés de l'atome de césium, qui sont importantes dans le cadre de ce travail.

Le césium est un métal alcalin, qui fait donc partie de la première colonne du tableau périodique des éléments. L'isotope Cs^{133}, sur lequel tout notre travail est basé, est le seul isotope stable. Son numéro atomique est $Z = 55$ et sa masse atomique $A = 133$, soit $m = 2.209 \cdot 10^{-25}$ kg.

A.1 Niveaux énergétiques

L'atome de césium possède un seul électron sur la dernière couche $n = 6$. Son moment cinétique orbital $\vec{L}$ fait apparaître notamment un niveau énergétique fondamental $6S$ et un niveau excité $6P$ (Fig. A.1). Par couplage de $\vec{L}$ avec le moment cinétique de spin électronique $\vec{S}$, la structure fine lève partiellement la dégénérescence de l'état excité $6P$ ($6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$). Le couplage du moment cinétique de spin nucléaire $\vec{I}$ ($I = 7/2$) avec le moment cinétique électronique total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ résout la structure hyperfine. Le niveau fondamental $6S_{1/2}$ est séparé en deux sous-niveaux hyperfins ($F = 3, 4$), alors que les états excités $6P_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ se scindent respectivement en deux ($F' = 3, 4$) et en quatre sous-niveaux hyperfins ($F' = 2, 3, 4, 5$).

Nous appelons « transition horloge » la transition dipolaire magnétique $F = 3, m_F = 0 \rightleftarrows F' = 4, m_{F'} = 0$. Par définition de la seconde[1], sa fréquence vaut $\nu_{Cs} = 9'192'631'770$ Hz. Les transitions atomiques entre un sous-niveau hyperfin fondamental de $6S_{1/2}$ et un sous-niveau hyperfin excité de $6P_{1/2}$ (D_1) ou $6P_{3/2}$ (D_2) sont des transitions dipolaires électriques.

[1]La seconde est la durée de 9'192'631'770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux états hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133 (13^e Conférence Générale des Poids et Mesures (1967), Résolution 1) [Uni91].

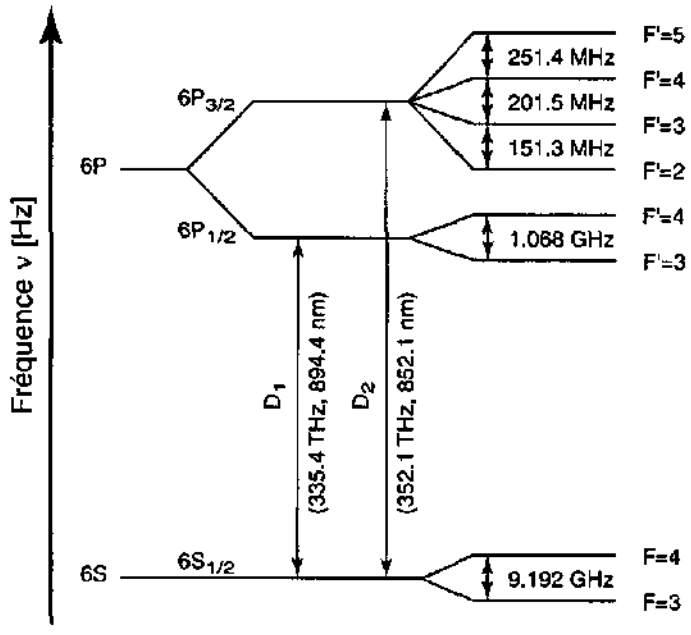


Fig. A.1 – Structure hyperfine partielle de l'atome de césium.

A.2 Probabilité de transition de la raie D_2

Comme le refroidissement atomique n'utilise que des transitions optiques de la raie D_2, nous nous concentrons dans ce qui suit uniquement sur cette raie. La Fig. A.2 donne les probabilités relatives des transitions optiques entre deux sous-niveaux Zeeman, l'un fondamental et l'autre excité [VA89]. La normalisation est effectuée par rapport à la transition $F = 4, m_F = 4 \rightarrow F' = 5, m_{F'} = 5$. Ces probabilités sont calculées par les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan $\left(cg_m^{\Delta m}\right)^2$ de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. m désigne le sous-niveau fondamental et $\Delta m = 0, \pm 1$ le type de transition dipolaire électrique ($\pi : \Delta m = 0$; $\sigma_\pm : \Delta m = \pm 1$).

Pour rendre compte des probabilités relatives de transition entre deux niveaux hyperfins, l'un fondamental g et l'autre excité e', nous moyennons sur tous les sous-niveaux Zeeman impliqués. Ces probabilités moyennes sont les rapports de branchement en absorption $w_{ge'}$, en émission stimulée $w_{e'g}$ et en émission spontanée $a_{e'g}$.

$$w_{ge'} = \frac{\sum_{m,\Delta m=0} \left(cg_m^{\Delta m}\right)^2}{2F+1} \tag{A.1a}$$

$$w_{e'g} = w_{ge'} \tag{A.1b}$$

$$a_{e'g} = \frac{\sum_{m,\Delta m=0,\pm 1} \left(cg_m^{\Delta m}\right)^2}{2F'+1} \tag{A.1c}$$

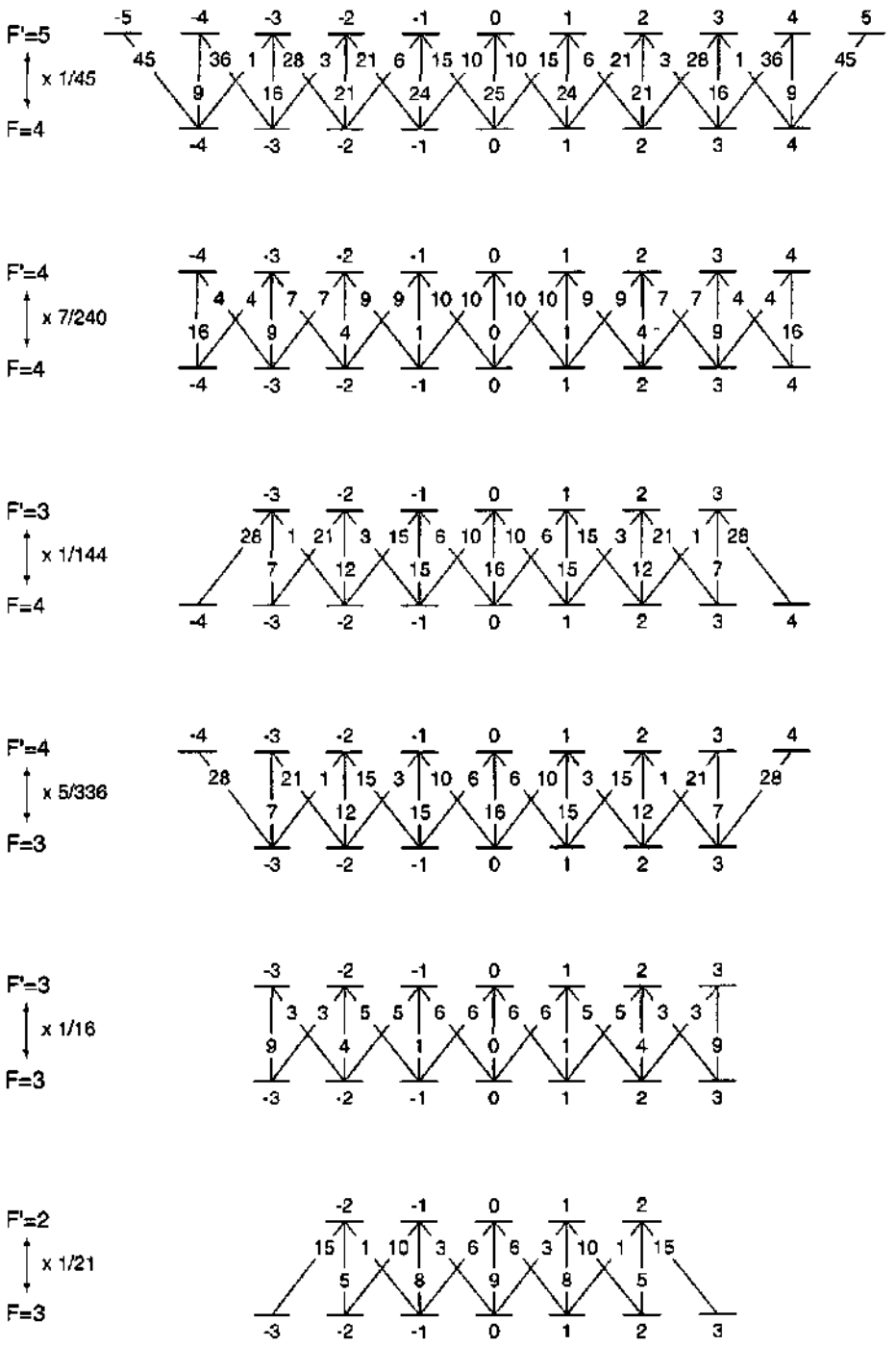


Fig. A.2 – Probabilités relatives $\left(cg_{\mathrm{m_i}}^{\Delta m}\right)^2$ des transitions optiques entre sous-niveaux Zeeman pour la raie D_2 du césium.

$w_{ge'} = w_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
$F = 3$	5/21	1/4	5/28	0
$F = 4$	0	7/108	7/36	11/27

Tab. A.1 – Rapport de branchement en absorption $w_{ge'}$ et en émission stimulée $w_{e'g}$ entre un état fondamental g et un état excité e'.

$a_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
$F = 3$	1	3/4	5/12	0
$F = 4$	0	1/4	7/12	1

Tab. A.2 – Rapport de branchement en émission spontanée $a_{e'g}$ entre un état excité e' et un état fondamental g.

Dans (A.1a) la somme porte sur les $\left(cg_m^{\Delta m}\right)^2$ de l'une des trois transitions π ou $\sigma_\pm$. Par contre dans (A.1c), la somme est effectuée sur les trois transitions π et $\sigma_\pm$. Le Tab. A.1 et le Tab. A.2 donnent les valeurs numériques des rapports de branchement en absorption, en émission stimulée et en émission spontanée.

A.3 Intensité saturante

Pour un atome soumis à l'influence du champ électrique E d'une onde lumineuse, la pulsation de Rabi optique Ω_d est définie par [CTDRG88] :

$$\Omega_d = \frac{Ed}{\hbar} \tag{A.2}$$

où d est l'élément de matrice dipolaire électrique entre deux états couplés par ce champ et $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ J s la constante de Planck modifiée.

Pour les calculs de pompage optique il est utile de définir une pulsation de Rabi saturante Ω_{sat} au-dessus de laquelle les phénomènes d'émission stimulée dominent ceux d'émission spontanée. Les définitions qui suivent ne sont valable que pour la transition $F = 4, m_F = 4 \rightarrow F' = 5, m_{F'} = 5$.

$$\Omega_{\text{sat}} = \Gamma \tag{A.3}$$

où $\Gamma = 2\pi \cdot 5.21$ MHz est l'inverse de la durée de vie de l'état excité $6P_{3/2}$ ($\Gamma = 1/\tau$ où $\tau = 30.57$ ns [RTLB99]), c.-à-d. son taux d'émission spontanée (largeur naturelle). En terme d'intensité lumineuse, Ω_{sat} revient à considérer une intensité saturante $I_{\text{sat}} = 2.2$ mW/cm^2. Nous définissons d'autre part

l'intensité normalisée β d'un faisceau laser par :

$$\beta = \frac{\bar{I}}{I_{\text{sat}}} = \frac{\Omega_d^2}{\Gamma^2} \tag{A.4}$$

où $\bar{I} = P/S$ est son intensité (rapport de sa puissance optique P à sa surface S). Dans le cas de profil laser Gaussien, $\bar{I}$ désigne l'intensité moyenne à e^{-2}.

Si la pulsation d'un faisceau laser est désaccordée d'une quantité Δ par rapport à une transition atomique, le paramètre de saturation optique sera donné par[2] :

$$s = \frac{\beta}{1 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \tag{A.5}$$

Pour les transitions dipolaires électriques entre sous-niveaux Zeeman différentes de $F = 4, m_F = 4 \rightarrow F' = 5, m_{F'} = 5$, l'intensité saturante est supérieure dans le rapport inverse des $(cg_m^{\Delta m})^2$

$$I_{\text{sat}}(m, \Delta m) = \frac{I_{\text{sat}}}{(cg_m^{\Delta m})^2} \tag{A.6}$$

D'autre part, en moyennant sur tous les tous sous-niveaux Zeeman d'une transition hyperfine, les définitions précédentes de I_{sat}, β et s deviennent :

$$\bar{I}_{\text{sat}} = \frac{I_{\text{sat}}}{w_{ge'}} \tag{A.7a}$$

$$\bar{\beta} = w_{ge'}\beta \tag{A.7b}$$

$$\bar{s} = w_{ge'}s \tag{A.7c}$$

$$\tag{A.7d}$$

A.4 Effet Zeeman

Chaque sous-niveau hyperfin F est dégénéré $2F + 1$ fois[3]. En soumettant l'atome à un champ magnétique uniforme B la dégénérescence est levée (effet Zeeman). En champ faible (premier ordre du développement en théorie des perturbations), la pulsation de Larmor ω_L des niveaux F, m_F est donnée par :

$$\omega_L = -\frac{g_F \mu_B B m_F}{\hbar} \tag{A.8}$$

[2] Avec la définition de la pulsation de Rabi optique saturante (A.3), les équations de Bloch optiques [CTDRG88, chap. V] doivent être adaptées en remplaçant $s \rightarrow 2s$.

[3] Toutes les relations s'appliquent aussi bien au sous-niveau hyperfin fondamental F qu'au sous-niveau hyperfin excité F'.

	g_J	g_F			
F		2	3	4	5
$6P_{3/2}$	4/3	-2/3	0	4/15	2/5
$6S_{1/2}$	2		-1/4	1/4	

Tab. A.3 – Approximation en champ faible des rapports gyromagnétiques g_J des niveaux fins $6S_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ ainsi que les facteurs de Landé g_F de leur sous-niveaux hyperfins respectifs.

	$\omega_L/(Bm_F)$ $[2\pi \cdot \mathrm{MHz/mT}]$			
F	2	3	4	5
$6P_{3/2}$	-9.33	0	3.73	5.60
$6S_{1/2}$		-3.50	3.50	

Tab. A.4 – Approximation en champ faible des pulsations de Larmor ω_L des sous-niveaux hyperfins de $6S_{1/2}$ et $6P_{3/2}$.

où g_F est le facteur de Landé de l'état F et $\mu_B = -9.274 \cdot 10^{-24}$ J/T le magnéton de Bohr.

Pour calculer g_F nous utilisons les relations de composition de moments cinétiques $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, puis $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. Dans le cas approché où le rapport gyromagnétique électronique est $g_S = 2$ et celui du noyau est négligeable ($g_I \ll g_J$), g_F peut être écrit sous la forme [Cor77, CTDL77] :

$$g_F \simeq g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \tag{A.9a}$$

$$g_J \simeq \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{A.9b}$$

Nous avons calculé par (A.9) les rapports gyromagnétiques g_J des niveaux fins $6S_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ ainsi que les facteurs de Landé g_F de leur sous-niveaux hyperfins respectifs (Tab. A.3). Finalement nous déduisons de (A.8) les pulastions de Larmor approchées de ces sous-niveaux hyperfins (Tab. A.4).

Annexe B

Calculs balistiques

Pour déterminer la vitesse de lancement et la température des atomes froids, nous utilisons la technique du temps de vol TOF (*Time Of Flight*) [LWW+88]. Nous mesurons par fluorescence la distribution de temps d'arrivée d'une boule d'atomes froids dans le faisceau sonde. Comme cette méthode d'investigation est par définition pulsée et que nous l'appliquons également au cas d'un jet continu (JC), nous distinguerons deux cas particuliers :

1. *Nuage immobile ou entraîné*

   Pour libérer les atomes piégés dans une trappe magnéto-optique (MOT) ou dans une mélasse optique (OM), nous coupons les faisceaux de refroidissement.

2. *Jet continu*

   Le fonctionnement continu de la source d'atomes froids nous empêchant d'éteindre les faisceaux de refroidissement, nous hachons le JC en fines tranches par un faisceau pousseur modulé en intensité.

Dans ce chapitre, nous présentons les calculs balistiques permettant de déduire la vitesse initiale longitudinale moyenne, ainsi que la température longitudinale des atomes froids à partir des distributions TOF. La Fig. B.1 schématise le système de coordonnées et les forces en présence : la gravitation terrestre et la pression de radiation due à la fluorescence résiduelle de la source. Cette dernière n'interviendra que dans le cas d'un fonctionnement continu de la source.

B.1 Nuage d'atomes

Considérons tout d'abord la chute libre d'un nuage d'atomes froids à partir de la source. L'origine du temps ($t = 0$) est choisie à l'instant où les atomes

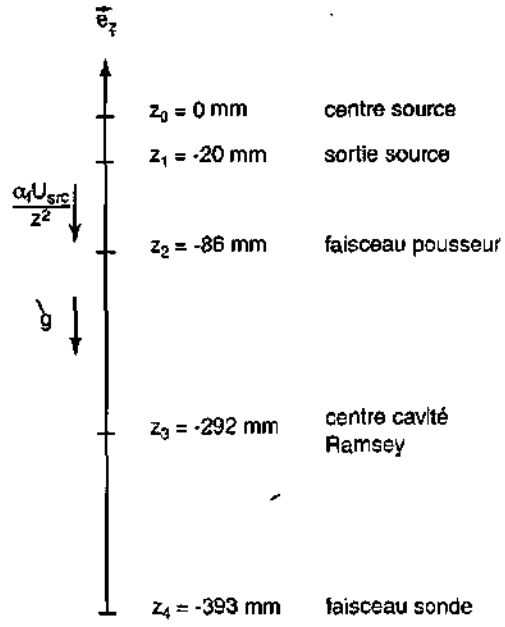


Fig. B.1 – Schéma du système de coordonnées : les deux forces considérées sont la gravitation terrestre (accélération $-g\vec{e}_z$) et la pression de radiation due à la fluorescence résiduelle de la source (accélération $-\frac{\alpha_f U_{src}}{z^2}\vec{e}_z$).

quittent la trappe (extinction des faisceaux de refroidissement). Initialement le nuage est centré à l'altitude $z_0 = z(0)$. Il peut être animé d'une vitesse initiale $v_0 = \dot{z}(0)$, positive s'il est lancé vers le haut ou négative s'il est lancé vers le bas. Comme le nuage n'est soumis qu'à l'accélération de la pesanteur $-g\vec{e}_z = -9.81$ m/s (pas de pression de radiation de la fluorescence de la source, car les atomes chutent dans l'obscurité), les équations du mouvement sont :

$$\ddot{z}(t) = -g \tag{B.1a}$$

$$\dot{z}(t) = v_0 - gt \tag{B.1b}$$

$$z(t) = z_0 + v_0 t - \frac{1}{2}gt^2 \tag{B.1c}$$

De l'horaire $z(t)$ nous déduisons la vitesse initiale v_0 et le temps de vol[1] t :

$$v_0 = \frac{z(t) - z_0}{t} + \frac{1}{2}gt \tag{B.2}$$

$$t = \frac{v_0 + \sqrt{v_0^2 - 2g\,(z(t) - z_0)}}{g} \tag{B.3}$$

[1]Nous ne retenons que la solution t_+ qui a un sens physique quels que soient $z(t), v_0$. La solution t_- n'est réaliste que dans le cas où $v_0 \geq 0$ et $z(t) \geq z_0$.

A partir d'une distribution de vitesse initiale du nuage, nous allons établir la distribution TOF à l'altitude du faisceau sonde (z_4). Nous distinguons les cas où le nuage est ponctuel (3D-MOT) ou étendu (2D-MOT ou OM). D'autre part, nous négligeons l'effet de « troncature » [Dud96] lié au diamètre fini de la sonde ($\varnothing_{e^{-2}} = 8$ mm). Nous sommes ainsi ramené à un problème unidimensionnel.

B.1.1 Nuage ponctuel

Considérons tout d'abord le cas le plus simple d'un nuage ponctuel. A l'équilibre thermodynamique, nous supposons que la distribution de vitesse initiale $h_p(v)$ à 1D est Gaussienne [Rei85] et centrée autour d'une vitesse de lancement moyenne v_l.

$$h_p(v) = \frac{n}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{-\frac{(v-v_l)^2}{\alpha^2}\right\} \tag{B.4a}$$

$$\alpha^2 = \frac{2k_B T_\parallel}{m} \tag{B.4b}$$

n est la densité atomique, $T_\parallel$ la température longitudinale, α la vitesse la plus probable et $k_B = 1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K la constante de Boltzmann. Pour calculer la distribution TOF $h_p(t)$ à l'altitude z_4, nous utilisons le changement de variable (B.2) avec $z(t) = z_4$. Cette dernière condition revient à négliger l'épaisseur du faisceau sonde. D'autre part, nous supposons qu'il n'y a aucun réchauffement des atomes durant leur chute libre (α constant), car les faisceaux laser sont éteints.

$$\begin{aligned} h_p(t) &= h_p(v_0) \cdot \frac{\mathrm{d}v_0}{\mathrm{d}t} \\ &= \frac{n}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{-\frac{\left(\frac{z_4-z_0}{t} + \frac{1}{2}gt - v_l\right)^2}{\alpha^2}\right\} \cdot \left(\frac{g}{2} - \frac{z_4-z_0}{t^2}\right) \end{aligned} \tag{B.5}$$

Nous constatons que la distribution TOF $h_p(t)$ n'est plus tout à fait Gaussienne comme l'était la distribution de vitesse initiale $h_p(v_0)$, mais est pondérée par une fonction décroissante avec le temps (Jacobien).

Nous déduisons la vitesse moyenne de lancement v_l et la température longitudinale $T_\parallel$ du nuage d'atomes froids à partir du maximum t_f et de la pleine largeur à mi-hauteur FWHM (*Full Width at Half Maximum*) $\Delta t_{1/2}$ de $h_p(t)$. En approximant le Jacobien par une fonction indépendante de t, nous obtenons les relations analytiques suivantes pour v_l et $T_\parallel$:

$$v_l = \frac{z_4 - z_0}{t_f} + \frac{1}{2}gt_f \tag{B.6}$$

$$T_{\parallel} = \frac{\Delta t_{1/2}^2 m g^2}{8 k_B \ln 2} \cdot C_{\mathrm{p}}^{-2} \tag{B.7a}$$

$$C_{\mathrm{p}} = \left[1 + \frac{v_l}{\sqrt{v_l^2 - 2g(z_4 - z_0)}} \right] \tag{B.7b}$$

En tenant compte de la dépendance temporelle du Jacobien, la distribution TOF est plus étroite et déplacée vers les temps courts. Pour un lancement des atomes vers le bas, v_l est donc surestimée par (B.6), alors que $T_{\parallel}$ est sous-estimée par (B.7). Toutefois, dans notre domaine expérimental de vitesse de lancement ($0 \leq |v_l| \leq 14$ m/s) et de température ($T_{\parallel} \leq 500$ μK), les erreurs relatives maximales sur v_l ($\leq 2\%$) et sur $T_{\parallel}$ ($\leq 1\%$) sont négligeables par rapport aux incertitudes de mesure de t_f, $\Delta t_{1/2}$ et $(z_4 - z_0)$. Nous utiliserons donc (B.6) pour le calcul de v_l et (B.7) pour celui de $T_{\parallel}$ dans le cas d'un nuage ponctuel.

B.1.2 Nuage étendu

Nous allons traiter maintenant le cas d'un nuage étendu verticalement. A chaque altitude z de la trappe, nous pouvons associer un nuage ponctuel dont la distribution TOF est donnée par $h_p(t, z)$. Cette distribution est similaire à $h_p(t)$ (B.5), mais z_0 constant doit être remplacé par z variable.

$$h_p(t, z) = \frac{n}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{ -\frac{(\frac{z_4 - z}{t} + \frac{1}{2}gt - \bar{v}_l)^2}{\alpha^2} \right\} \cdot \left(\frac{g}{2} - \frac{z_4 - z}{t^2} \right) \tag{B.8}$$

La distribution TOF $h_e(t)$ du nuage étendu est obtenue en intégrant les contributions de chaque altitude z sur la taille du nuage. Pour ce faire nous supposons que la distribution de position $f(z)$ des atomes dans le nuage est également Gaussienne, centrée en $z = z_0$ et de largeur caractéristique β (diamètre à e^{-2} $\varnothing_{e^{-2}} = 2\sqrt{2}\beta$) :

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta} \exp\left\{ -\frac{(z - z_0)^2}{\beta^2} \right\} \tag{B.9}$$

La distribution TOF $h_e(t)$ du nuage étendu se calcule donc par :

$$h_e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_p(t, z) f(z) \mathrm{d}z \tag{B.10}$$

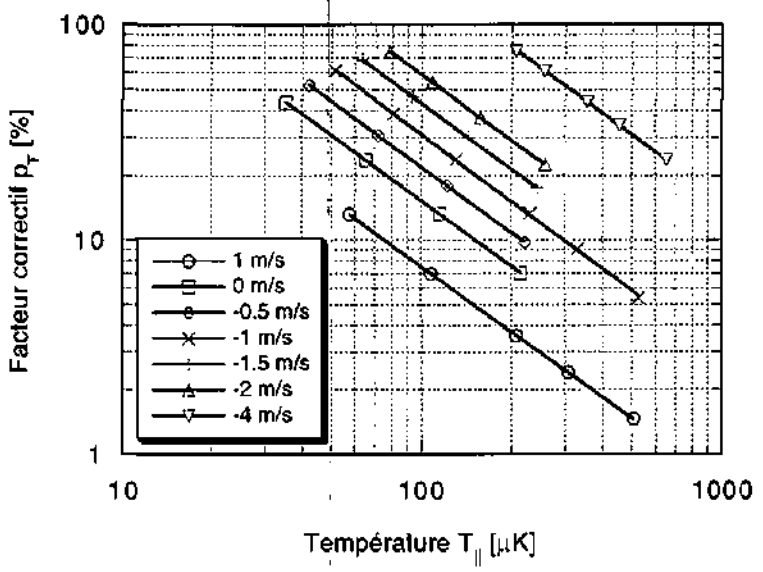


Fig. B.2 – Facteur correctif p_T dans le calcul de la température effective $\widetilde{T}_\parallel$ d'un nuage étendu d'atomes froids pour plusieurs vitesses de lancement v_l. La taille caractéristique du nuage étendu vaut $\beta = 8.8$ mm ($\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm), soit celle des faisceaux de refroidissement.

Bien qu'une solution analytique existe, nous avons intégré (B.10) numériquement pour déterminer t_f et $\Delta t_{1/2}$. Plutôt que de donner de lourdes expressions analytiques pour v_l et $T_\parallel$, nous avons calculé des termes correctifs aux expressions (B.6) et (B.7). Dans le cas de v_l, ces corrections sont négligeables ($\leq 2\%$ pour notre domaine de mesure) et nous n'utiliserons que la relation simplifiée (B.6). Par contre, (B.7) surestime largement $T_\parallel$ ($\leq 80\%$). Nous définissons donc la température effective $\widetilde{T}_\parallel$ du nuage étendu par :

$$\widetilde{T}_\parallel = T_\parallel(1 - p_T) \tag{B.11}$$

Le facteur correctif p_T est calculé pour plusieurs valeurs de v_l et $\widetilde{T}_\parallel$ (Fig. B.2). La taille caractéristique du nuage étendu ($\beta = 8.8$ mm, soit $\varnothing_{e^{-2}} = 25$ mm) correspond à celle des faisceaux de refroidissement. Nous constatons que la correction de température peut atteindre 80% de la valeur calculée par (B.7) pour un nuage ponctuel.

Comme les valeurs de p_T suivent toutes une même loi de puissance en fonction de $T_\parallel$, nous pouvons exprimer p_T sous la forme approchée moyenne

$$p_T = \frac{\Delta T_\parallel(v_l)}{T_\parallel^{1.012}} \tag{B.12}$$

Sur la Fig. B.3 nous avons reporté les corrections de température $\Delta T_\parallel$ en fonction de v_l. La température effective d'un nuage étendu (B.11) devient

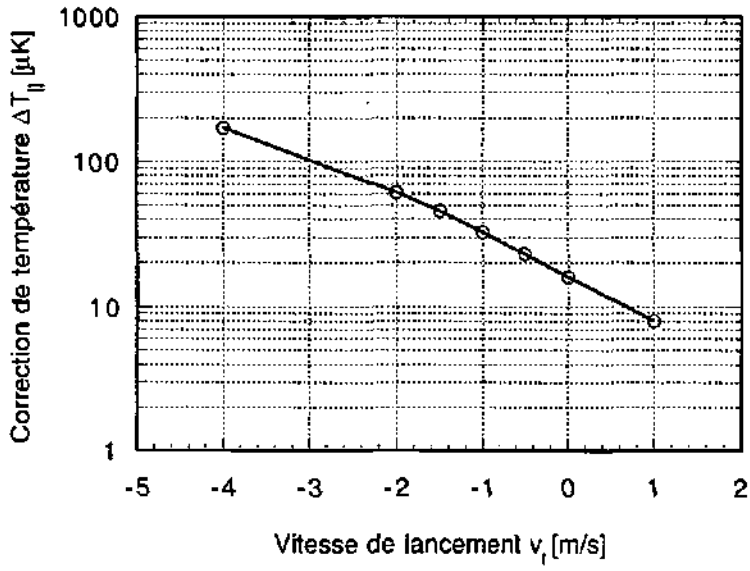


Fig. B.3 – Facteur correctif de température $\Delta T_{\parallel}$ en fonction de la vitesse de lancement v_l. La taille caractéristique du nuage étendu vaut $\beta = 8.8$ mm ($\varnothing_{e^-2} = 25$ mm), soit celle des faisceaux de refroidissement.

par cette loi empirique

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{\parallel} &= T_{\parallel}\left(1 - \frac{\Delta T_{\parallel}(v_l)}{T_{\parallel}^{1.012}}\right) \\ &\simeq T_{\parallel} - \Delta T_{\parallel}(v_l) \end{aligned} \tag{B.13}$$

Pour déterminer la température $T_{\parallel}$ du nuage étendu entraîné (§ 3.2.2), nous utiliserons cette relation (B.13)

B.2 Jet continu

Pour appliquer la même méthode pulsée TOF au cas d'un jet continu, nous le hachons au moyen d'un faisceau pousseur supplémentaire modulé en intensité (0 – 100%) croisant la trajectoire du JC (altitude z_2). L'avantage de cette méthode est qu'elle ne perturbe pas le fonctionnement continu de la source d'atomes froids (faisceaux de refroidissement jamais éteints). L'interprétation des mesures est toutefois plus compliquée, car nous devrons tenir compte d'une force supplémentaire agissant sur les atomes en chute libre (pression de radiation de la fluorescence résiduelle de la source). De plus, cette force n'est pas constante, mais décroît au fur et à mesure que les atomes s'éloignent de la source.

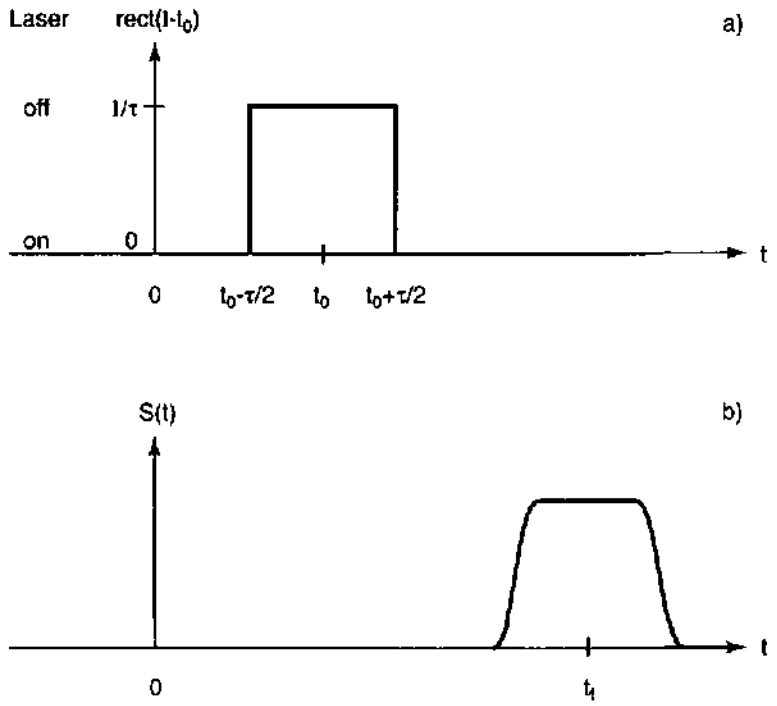


Fig. B.4 – Principe de mesure d'une distribution TOF sur un jet continu. a) Pendant un intervalle de temps τ centré en t_0, nous éteignons le faisceau pousseur. b) Les atomes non-défléchis parviennent dans le faisceau sonde au temps t_f. L'amplitude de $S(t)$ est proportionnelle au flux atomique détecté, alors que la déformation de ses flancs rend compte de la température $T_{\|}$ du JC.

B.2.1 Principe du faisceau pousseur

Décrivons brièvement le principe d'une mesure TOF sur un jet continu. Nous modulons la puissance du faisceau pousseur avec une fonction rectangulaire normalisée $\mathrm{rect}(t-t_0)$, centrée au temps t_0 et de largeur τ (Fig. B.4a) :

$$\mathrm{rect}(t-t_0) = \begin{cases} \frac{1}{\tau} & -\frac{\tau}{2} \leq t-t_0 \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & |t-t_0| > \frac{\tau}{2} \end{cases} \qquad \text{(B.14)}$$

Quand ce laser est éteint (intervalle τ), les atomes du jet ne sont plus défléchis et peuvent chuter librement. Parvenant dans le faisceau sonde, ils donnent lieu à un signal de fluorescence $S(t)$ centré au temps t_f (Fig. B.4b). Si l'épaisseur du faisceau pousseur est suffisamment petite, à chaque instant $t_0 - \frac{\tau}{2} \leq t \leq t_0 + \frac{\tau}{2}$, c.-à-d. à chaque tranche du JC, nous pouvons associer une distribution de vitesse d'un nuage ponctuel $h_p(v)$. Par un calcul balistique identique au cas d'un nuage ponctuel, nous déduisons une distribution TOF $h_p(t)$ dans le faisceau sonde. Si le temps de coupure du pousseur est nettement supérieur à

la largeur de $h_p(t)$ ($\tau \gg \Delta t$), $S(t)$ est donné par un produit de convolution :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_p(t')\mathrm{rect}(t'-t)\mathrm{d}t' \tag{B.15}$$

L'amplitude du signal $S(t)$ est proportionnelle au flux atomique détecté. Par dérivation numérique de $S(t)$, nous pouvons déduire la température $T_\parallel$ du JC (l'information est contenue dans les flancs de $S(t)$) [Auc97]. La méthode que nous avons choisie pour déduire $T_\parallel$ consiste à réduire la largeur τ. A la limite où $\tau \ll \Delta t$, nous avons $\mathrm{rect}(t-t_0) = \delta(t-t_0)$ (distribution de Dirac) et nous mesurons donc directement la distribution TOF du JC ($S(t) = h_p(t)$). Une brève coupure du faisceau pousseur est donc formellement équivalente à une dérivation de $S(t)$. Pour un rapport signal/bruit de $S(t)$ donné, cette seconde méthode réduit considérablement l'incertitude sur la détermination de $T_\parallel$ par rapport à une dérivation numérique.

B.2.2 Balistique du jet continu

Comme mentionné précédemment, les calculs balistiques effectués sur un JC doivent tenir compte d'une force supplémentaire décroissante avec l'éloignement de la source (pression de radiation). L'équation différentielle à résoudre devient :

$$\ddot{z}(t) = -g - \frac{\alpha_f U_{\mathrm{src}}}{z^2(t)} \tag{B.16}$$

Le paramètre α_f donne la calibration entre une photo-tension U_{src} mesurant une fraction de la fluorescence de la source et la quantité de photons agissant sur le JC (§4.2.1). Nous utilisons les mêmes définitions d'indice i pour les altitudes z_i et leur temps correspondant t_i (Fig. B.1). Comme le faisceau pousseur est positionné en z_2 et que nous synchronisons les mesures TOF sur sa coupure, nous choisissons l'origine du temps t.q. $t_2 = 0$. Les conditions initiales sont donc :

$$z(t_2 = 0) = z_2 \tag{B.17a}$$
$$\dot{z}(t_1 < 0) = v_1 \tag{B.17b}$$

v_1 est la vitesse à la sortie de la source, i.e. la vitesse de lancement ($v_l = v_1$). L'équation différentielle (B.16) s'intègre facilement pour donner l'expression de la vitesse acquise par les atomes au cours de leur chute. En particulier, la vitesse v_2 au niveau du faisceau pousseur est telle que :

$$v_2^2 = \dot{z}^2(t = t_2) = v_l^2 + 2g(z_1 - z_2) - 2\alpha_f U_{\mathrm{src}}\left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2}\right) \tag{B.18}$$

Comme nous ne pouvons pas intégrer analytiquement (B.18) pour obtenir l'horaire $z(t)$, nous supposons qu'en-dessous du faisceau pousseur, l'effet de la pression de radiation peut être pris en compte par un terme d'accélération moyenne constante $\bar{\gamma}$:

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &= \frac{1}{z_4 - z_2} \int_{z_2}^{z_4} \left(g + \frac{\alpha_f U_{\text{src}}}{z^2} \right) \mathrm{d}z \\ &= g + \frac{\alpha_f U_{\text{src}}}{z_2 z_4} \end{aligned} \tag{B.19}$$

L'équation différentielle que nous devons alors résoudre est celle d'une force constante :

$$\ddot{z}(t) = -\bar{\gamma} \tag{B.20}$$

avec les conditions initiales

$$z(t_4 = t_f) = z_4 \tag{B.21a}$$

$$\dot{z}(t_2 = 0) = v_2 \tag{B.21b}$$

où l'expression de v_2 est donnée par (B.18). Nous obtenons finalement l'expression de la vitesse de lancement v_l en fonction du centre t_f de la distribution TOF :

$$v_l^2 = \left[\frac{z_4 - z_2}{t_f} + \frac{1}{2} \left(g + \frac{\alpha_f U_{\text{src}}}{z_2 z_4} \right) t_f \right]^2 - 2g(z_1 - z_2) + 2\alpha_f U_{\text{src}} \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2} \right) \tag{B.22}$$

Nous ne gardons que la solution $v_l = -|v_l|$ qui a sens dans notre cas de JC dirigé vers le bas.

Pour calculer la température $T_\parallel$ du JC, nous considérons une distribution de vitesse Gausienne $h_{\text{JC}}(v)$ similaire à (B.4). Celle-ci est centrée autour de v_2, vitesse acquise à l'altitude z_2 :

$$h_{\text{JC}}(v) = \frac{n}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{ -\frac{(v - v_2)^2}{\alpha^2} \right\} \tag{B.23}$$

Avec l'accélération moyenne $\bar{\gamma}$ sur la distance pousseur (z_2) – sonde (z_4), nous obtenons la distribution TOF du JC :

$$h_{\text{JC}}(t) = \frac{n}{\sqrt{\pi}\alpha} \exp\left\{ -\frac{\left(\frac{z_4 - z_2}{t} + \frac{1}{2}\bar{\gamma}t - v_2\right)^2}{\alpha^2} \right\} \cdot \left(\frac{g}{2} - \frac{z_4 - z_0}{t^2} \right) \tag{B.24}$$

Comme précédemment nous approximons le Jacobien par une fonction indépendante de t. Finalement, nous déduisons la température $T_{\parallel}$ du JC :

$$T_{\parallel} = \frac{\Delta t_{1/2}^2 m \bar{\gamma}^2}{8 k_B \ln 2} \cdot C_{\mathrm{JC}}^{-2} \tag{B.25a}$$

$$C_{\mathrm{JC}} = \left[1 + \frac{v_2}{\sqrt{v_2^2 - 2\bar{\gamma}(z_4 - z_2)}} \right] \tag{B.25b}$$

Notons que par rapport à (B.7) l'accélération g a été remplacé par l'accélération effective $\bar{\gamma}$ (B.19). D'autre part, nous pouvons remonter à la dépendance de $T_{\parallel}$ avec v_l au moyen du changement de variable (B.18).

Annexe C

Calculs de flux atomiques

L'une des caractéristiques les plus importantes d'un jet continu (JC) est son flux atomique Φ. Nous développons dans cette annexe deux méthodes indépendantes permettant de calculer Φ au moyen du signal de fluorescence atomique dans le faisceau sonde.

1. *Fluorescence absolue*

   Par un calcul de pompage optique, nous estimons le nombre de photons fluorescés par un atome traversant le faisceau sonde en fonction de sa puissance optique et du temps d'interaction atome – lumière. En tenant compte du système de détection optique, nous calculons Φ de manière absolue.

2. *Rapport signal/bruit de fluorescence*

   Pour s'affranchir du système de détection optique mal connu, dont il fallait tenir compte dans la méthode précédente, nous déterminons Φ par une mesure du rapport signal sur bruit S/N (*Signal to Noise ratio*) de la lumière de fluorescence dans le faisceau sonde. Cette méthode est basée sur l'augmentation de N avec S (bruit de grenaille du JC — *shot-noise*).

Cette seconde méthode n'est toutefois applicable que lorsque le bruit de grenaille du JC est significatif par rapport aux autres sources de bruit technique. Pour nos conditions de détection où le bruit technique est considérable, nous utilisons cette méthode S/N appliquée dans le cas du JC d'intensité maximale (Fig. 4.7) pour calibrer le flux Φ_4 d'atomes $F = 4$ et sa phototension correspondante (§ 2.2.3). Bien la méthode de fluorescence absolue permettent également d'estimer le flux atomique absolu, nous ne l'utiliserons que pour calculer le rapport de fluorescence entre les deux types de détection optique : fréquence $\nu_{32'}$ (resp. $\nu_{45'}$) pour le flux Φ_3 d'atomes $F = 3$ (resp. flux Φ_4 d'atomes $F = 4$).

C.1 Fluorescence absolue

Notre système de détection optique par fluorescence dans le faisceau sonde est représenté à la Fig. 2.12, p. 29. Nous collectons une fraction $\Omega_{\rm det} \simeq 1\%$ de la lumière de fluorescence totale sur un photo-détecteur APD ($\Omega_{\rm det}$ ne tient pas compte de l'imperfection de l'imagerie par l'utilisation de lentilles de Fresnel). Le facteur de conversion puissance optique – photo-tension, qui dépend notamment du rendement quantique et de l'amplification de l'APD, a été mesuré à $\eta_{\rm APD} = 8.5 \cdot 10^7$ V/W. Pour une photo-tension mesurée en sortie d'APD $U_{\rm det}$[V], le flux atomique Φ[at/s] est donné par :

$$\Phi = \frac{U_{\rm det}}{\eta_{\rm APD} \hbar\omega \Omega_{\rm det} N_{\rm ph}(\beta_{\rm det}, t_{\rm det})} \tag{C.1}$$

où $\hbar\omega = 2.33 \cdot 10^{-19}$ J est l'énergie d'un photon de fluorescence et $N_{\rm ph}$ le nombre de photons fluorescés pour chaque atome traversant le faisceau sonde.

Nous allons calculer $N_{\rm ph}$ pour un laser sonde asservi sur l'une des deux transitions cyclantes de la raie D_2 du césium, à savoir $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ou $F = 3 \rightarrow F' = 2$. En plus des propriétés internes de l'atome (probabilités de transition, Fig. A.2), $N_{\rm ph}$ dépend de l'intensité $\beta_{\rm det}$ (A.4) et du temps de transit $t_{\rm det}$ de l'atome dans ce faisceau sonde. Nous supposons dans ce modèle que sa largeur spectrale est nettement inférieure à la largeur naturelle atomique $\Gamma = 2\pi \cdot 5.21$ MHz, hypothèse qui est justifiée par l'utilisation d'une diode laser montée en cavité étendue (§ D.1). Bien que le laser sonde soit asservi à la fréquence d'une transition cyclante donnée ($\nu_{45'}$ ou $\nu_{32'}$), la faible séparation énergétique des autres niveaux excités e' (Fig. A.1), combinée aux règles de sélection dipolaires électriques, rendent d'autres transitions hyperfines possibles. Même si leur probabilité de transition est faible, celles-ci sont primordiales pour comprendre le phénomène de transfert d'une population fondamentale à l'autre (*population leakage*) impliquant une saturation de la fluorescence.

Dans les calculs qui suivent, nous utilisons plusieurs notations similaires à celles introduites par Avila *et al.* [AGC+87]. Contrairement à cette étude-là sur le pompage optique d'un jet thermique de césium, nous ne distinguerons pas les différents sous-niveaux Zeeman des niveaux hyperfins fondamentaux $g = 3, 4$ et excités $e' = 2, \ldots, 5$.

n_g	:	population de l'état fondamental g
$n_{e'}$	:	population de l'état excité e'
$W_{ge'}$	:	taux d'absorption $g \rightarrow e'$
$W_{e'g}$	:	taux d'émission stimulée $e' \rightarrow g$
$A_{e'g}$	:	taux d'émission spontanée $e' \rightarrow g$

Les taux de transition W et A sont donnés par les expressions suivantes :

$$W_{ge'} = \Gamma w_{ge'} \frac{\beta_{\text{det}}}{1+4\left(\frac{\Delta_{e'}}{\Gamma}\right)^2} \tag{C.2a}$$

$$W_{e'g} = W_{ge'} \tag{C.2b}$$

$$A_{e'g} = \Gamma a_{e'g} \tag{C.2c}$$

où les rapports de branchement en absorption $w_{ge'}$ et en émission stimulée $w_{e'g} = w_{ge'}$ sont résumés dans le Tab. A.1 et ceux en émission spontanée $a_{e'g}$ dans le Tab. A.2. Les désaccords $\Delta_{e'}$ entre les niveaux excités $F' = e'$ considérés et celui correspondant à l'une des deux transitions cyclantes sont données à la Fig. A.1.

C.1.1 Détection optique $\nu_{45'}$

Dans le cas d'un faisceau sonde asservi à la fréquence $\nu_{45'}$, les populations des niveaux fondamentaux $g = 3, 4$ et excités $e' = 3, 4, 5$ sont couplées par un système d'équations différentielles du premier ordre :

$$\frac{\mathrm{d}n_3}{\mathrm{d}t} = \sum_{e'=3}^{4} A_{e'3} n_{e'} \tag{C.3a}$$

$$\frac{\mathrm{d}n_4}{\mathrm{d}t} = -\sum_{e'=3}^{5} W_{4e'} n_4 + \sum_{e'=3}^{5} \left(W_{e'4} + A_{e'4}\right) n_{e'} \tag{C.3b}$$

$$\frac{\mathrm{d}n_{e'}}{\mathrm{d}t} = W_{4e'} n_4 - \left(W_{e'4} + \Gamma\right) n_{e'} \tag{C.3c}$$

Nous supposons qu'à l'instant $t = 0$, tous les atomes sont dans l'état fondamental $F = 4$, ce qui impliquent les conditions initiales suivantes :

$$n_3(0) = 0 \tag{C.4a}$$

$$n_4(0) = 1 \tag{C.4b}$$

$$n_{e'}(0) = 0 \tag{C.4c}$$

Nous résolvons le système (C.3) par la méthode de la transformation de Laplace [Ang72]. Notons $N_i(p)$ la transformée de Laplace de la population

$n_i(t)$. Le système (C.3) devient par conséquent

$$pN_3 - n_3(0) = \sum_{e'=3}^{4} A_{e'3} N_{e'} \tag{C.5a}$$

$$pN_4 - n_4(0) = \sum_{e'=3}^{5} W_{4e'} N_4 + \sum_{e'=3}^{5} (W_{e'4} + A_{e'4}) N_{e'} \tag{C.5b}$$

$$pN_{e'} - n_{e'}(0) = W_{4e'} N_4 - (W_{e'4} + \Gamma) N_{e'} \tag{C.5c}$$

Les transformées de Laplace $N_{e'}$ des populations excitées $n_{e'}$ sont explicites par (C.5c) :

$$N_{e'} = \frac{n_{e'}(0) + W_{4e'} N_4}{p + \Gamma + W_{e'4}} \tag{C.6}$$

En tenant compte des conditions initiales (C.4) et en utilisant les expressions $N_{e'}$ qui sont fonctions de N_4 (C.6), (C.5b) devient :

$$N_4 \left[p + \sum_{e'=3}^{5} W_{4e'} \left(\frac{p + \Gamma - A_{e'4}}{p + \Gamma + W_{e'4}} \right) \right] = n_4(0) \tag{C.7}$$

A ce stade nous négligeons les taux d'émission stimulée non-résonnants $W_{4'3}$ et $W_{4'4}$, plusieurs ordres de grandeur inférieures à Γ dans notre domaine d'intensité β_{det}. Pour résoudre (C.7) par une transformation de Laplace inverse, nous développons le numérateur entre crochets en éléments simples[1]. Les trois solutions de ce polynôme du troisième degré sont notés p_1, p_2 et p_3. N_4 devient donc

$$N_4 = n_4(0) \frac{(p + \Gamma)(p + \Gamma + W_{5'4})}{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3)} \tag{C.8}$$

Connaissant N_4, nous pouvons calculer $N_{5'}$ par (C.6) :

$$\begin{aligned} N_{5'} &= \frac{W_{45'}}{p + \Gamma + W_{5'4}} N_4 \\ &= n_4(0) W_{45'} \frac{p + \Gamma}{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3)} \end{aligned} \tag{C.9}$$

et déduire ensuite l'évolution temporelle $n_{5'}(t)$ au moyen de tabelles de trans-

[1] La recherche de solutions est effectuée analytiquement par le logiciel Mathematica 3.0

formée de Laplace inverse [Ang72] :

$$\begin{aligned} n_{5'}(t) &= n_4(0)W_{45'}\left[\frac{(p_1+\Gamma)e^{p_1 t}}{(p_1-p_2)(p_1-p_3)}\right. \\ &\quad +\frac{(p_2+\Gamma)e^{p_2 t}}{(p_2-p_1)(p_2-p_3)} \\ &\quad \left.+\frac{(p_3+\Gamma)e^{p_3 t}}{(p_3-p_1)(p_3-p_2)}\right] \end{aligned} \tag{C.10}$$

Finalement le nombre de photons $N_{\mathrm{ph}5'4}$ émis par un atome $F=4$ traversant le faisceau sonde asservi à la fréquence $\nu_{45'}$ est donné par le taux de fluorescence de $F=5' \rightarrow F=4$ intégré sur le temps de transit t_{det} de l'atome dans le faisceau sonde.

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{ph}5'4} &= \int_0^{t_{\mathrm{det}}} \Gamma n_{5'}(t)\mathrm{d}t \\ &= n_4(0)W_{45'}\Gamma\left[\frac{p_1+\Gamma}{p_1(p_1-p_2)(p_1-p_3)}\left(e^{p_1 t_{\mathrm{det}}}-1\right)\right. \\ &\quad +\frac{p_2+\Gamma}{p_2(p_2-p_1)(p_2-p_3)}\left(e^{p_2 t_{\mathrm{det}}}-1\right) \\ &\quad \left.+\frac{p_3+\Gamma}{p_3(p_3-p_1)(p_3-p_2)}\left(e^{p_3 t_{\mathrm{det}}}-1\right)\right] \end{aligned} \tag{C.11}$$

C.1.2 Détection optique $\nu_{32'}$

De manière similaire à la détection optique $\nu_{45'}$, nous calculons le nombre de photons fluorescés pour une sonde asservie sur l'autre transition cyclante $F=3 \rightarrow F'=2$. Les deux niveaux fondamentaux $g=3,4$ sont couplés cette fois-ci aux trois niveaux excités $e'=2,3,4$. Nous supposons qu'à l'instant $t=0$ tous les atomes du jet sont dans l'état fondamental $F=3$ ($n_3(0)=1$, $n_4(0)=0$ et $n_{e'}(0)=0$).

L'équation pilote (C.7) est donnée cette fois-ci pour la population de l'état $F=3$:

$$N_3\left[p+\sum_{e'=2}^{4} W_{3e'}\left(\frac{p+\Gamma-A_{e'3}}{p+\Gamma+W_{e'3}}\right)\right]=n_3(0) \tag{C.12}$$

En négligeant les termes d'émission stimulée non-résonnants ($W_{33'}, W_{43'} \ll \Gamma$), (C.12) peut être mis sous la forme

$$N_3 = n_3(0)\frac{(p+\Gamma)(p+\Gamma+W_{2'3})}{(p-q_1)(p-q_2)(p-q_3)} \tag{C.13}$$

où comme précédemment q_1, q_2 et q_3 sont les trois solutions analytiques du numérateur du terme entre crochets de (C.12). De manière identique à (C.9), nous calculons la population $n_{2'}(t)$ par la transformée de Laplace inverse de $N_{2'}$:

$$\begin{aligned} N_{2'} &= \frac{W_{32'}}{p+\Gamma+W_{2'3}} N_3 \\ &= n_3(0) W_{32'} \frac{p+\Gamma}{(p-q_1)(p-q_2)(p-q_3)} \end{aligned} \tag{C.14}$$

Finalement nous déduisons le nombre de photons fluorescés $N_{\mathrm{ph}2'3}$ par un atome $F=3$ traversant le faisceau sonde de fréquence $\nu_{32'}$ dans un temps t_{det} :

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{ph}2'3} &= \int_0^{t_{\mathrm{det}}} \Gamma n_{2'}(t) \mathrm{d}t \\ &= n_3(0) W_{32'} \Gamma \left[\frac{q_1+\Gamma}{q_1(q_1-q_2)(q_1-q_3)} \left(e^{q_1 t_{\mathrm{det}}}-1\right) \right. \\ &\quad + \frac{q_2+\Gamma}{q_2(q_2-q_1)(q_2-q_3)} \left(e^{q_2 t_{\mathrm{det}}}-1\right) \\ &\quad \left. + \frac{q_3+\Gamma}{q_3(q_3-q_1)(q_3-q_2)} \left(e^{q_3 t_{\mathrm{det}}}-1\right) \right] \end{aligned} \tag{C.15}$$

C.1.3 Comparaison des deux détections

Les nombres de photons fluorescés $N_{\mathrm{ph}5'4}$ et $N_{\mathrm{ph}2'3}$ ont des comportements similaires. Tant les coefficients p_i que q_i $(i=1,2,3)$ sont négatifs, impliquant une saturation de N_{ph} pour de longs temps d'interaction t_{det} (Fig. C.1). Pour de petites valeurs de β_{det} et t_{det} (Fig. C.2), le rapport d'efficacité des deux sondes est donné par :

$$\frac{N_{\mathrm{ph}5'4}}{N_{\mathrm{ph}2'3}} \simeq \frac{W_{45'}}{W_{32'}} = \frac{w_{45'}}{w_{32'}} = 1.71 \tag{C.16}$$

Les coefficients p_i et q_i dépendent notamment de β_{det}. Numériquement $|p_1| \simeq |q_1| \simeq \Gamma \ \forall \beta_{\mathrm{det}}$ et $|p_3|, |q_3| \ll \Gamma$. $|p_2|$ et $|q_2|$ croissent tous deux avec β_{det}, mais de manière plus rapide pour $|p_2|$. La Fig. C.2 montre la dépendance de N_{ph} avec l'intensité normalisée du faisceau sonde β_{det}. Pour $\beta_{\mathrm{det}} \ll 1$, la croissance linéaire de N_{ph} est justifiée, car le phénomène de dépompage est négligeable. Pour de plus grandes intensités, N_{ph} passe par un maximum proche de la saturation optique ($\beta_{\mathrm{det}} \simeq 1$) pour même décroître ensuite à cause d'un dépompage trop important.

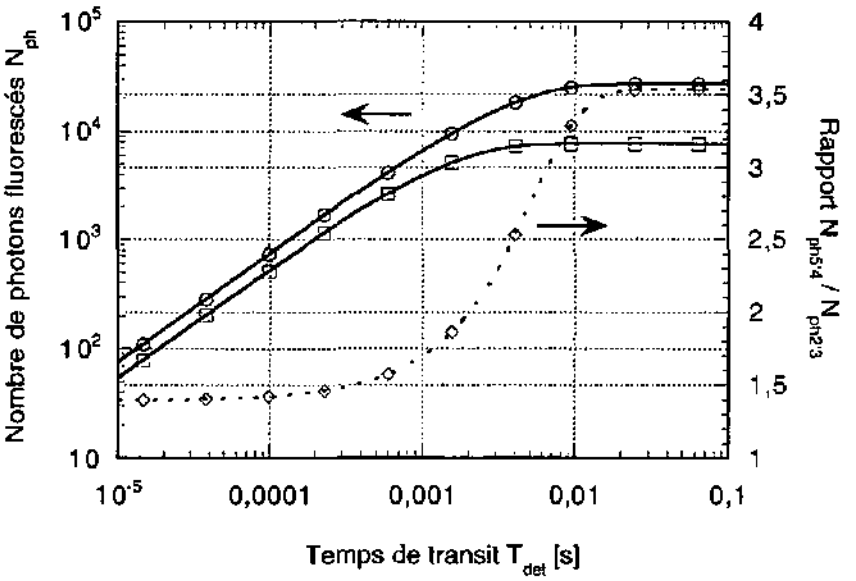


Fig. C.1 – Calcul du nombre de photons fluorescés $N_{\rm ph}$ en fonction du temps de transit $t_{\rm det}$ de l'atome dans le faisceau sonde accordé à la fréquence optique d'une des deux transitions cyclantes : $\nu_{45'}$ (○) et $\nu_{32'}$ (□). Le rapport du nombre de photons fluorescés $\frac{N_{\rm ph5'4}}{N_{\rm ph2'3}}$ est représenté par la courbe traitillée (◇). L'intensité normalisée du faisceau sonde vaut $\beta_{\rm det} = 1$.

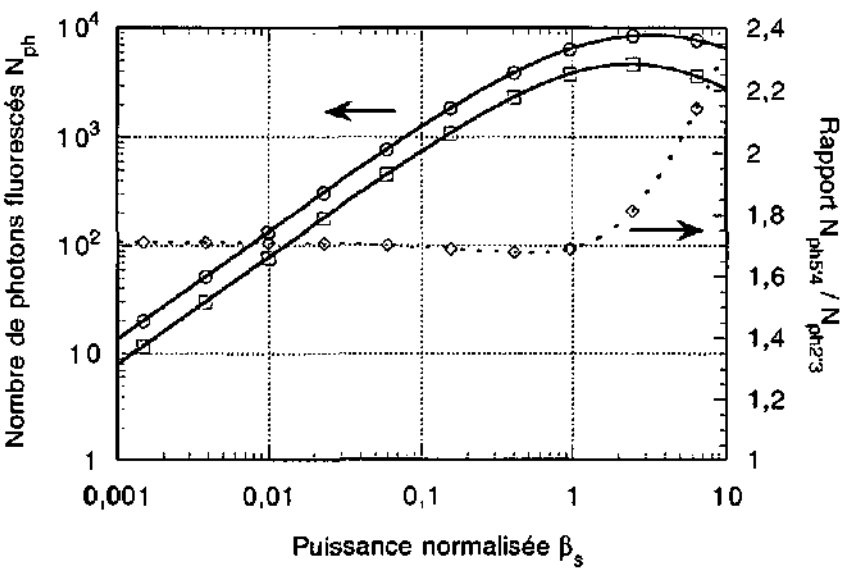


Fig. C.2 – Calcul du nombre de photons fluorescés $N_{\rm ph}$ en fonction de la puissance normalisée $\beta_{\rm det}$ du faisceau sonde accordé à la fréquence optique d'une des deux transitions cyclantes : $\nu_{45'}$ (○) et $\nu_{32'}$ (□). Le rapport du nombre de photons fluorescés $\frac{N_{\rm ph5'4}}{N_{\rm ph2'3}}$ est représenté par la courbe traitillée (◇). Le temps de transit de l'atome dans le faisceau sonde vaut $t_{\rm det} = 1$ ms.

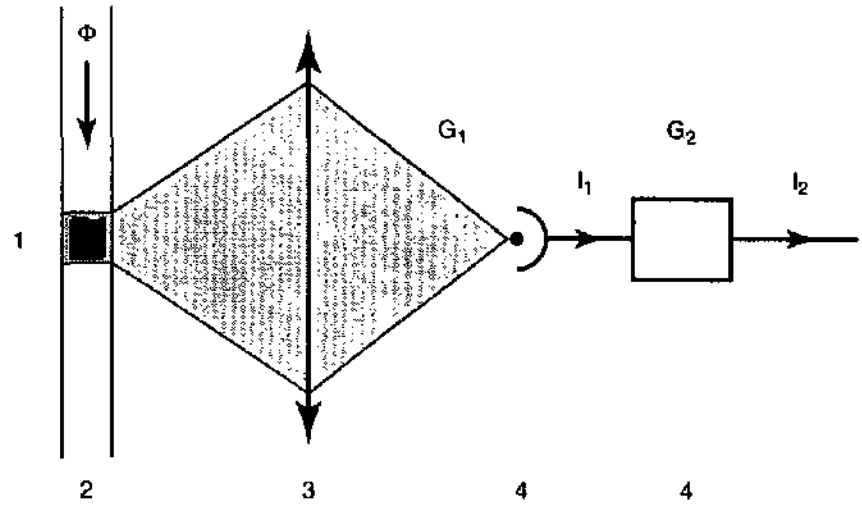


Fig. C.3 – Schéma du système de détection optique par fluorescence. 1 : faisceau sonde ; 2 : jet continu d'atomes froids ; 3 : lentille de collection de fluorescence ; 4 : photo-détecteur à avalanche APD (convertisseur lumière – courant et étage amplificateur). Nous associons à l'optique de collection un gain G_1. Dans l'APD, le photo-courant I_1 d'électrons primaires est amplifié (gain G_2) pour fournir le photo-courant d'électrons secondaires I_2.

C.2 Rapport signal/bruit de fluorescence

Une approche différente permet d'estimer le flux du JC à partir d'une mesure du rapport S/N de la lumière de fluorescence atomique dans le faisceau sonde. Nous considérons dans un premier temps la situation où la contribution de bruit technique au bruit total est négligeable (lumière parasite, bruit d'intensité du laser). Nous nous intéressons donc uniquement aux composantes de bruit de grenaille (*Shot Noise*) provenant d'une part du jet atomique et d'autre part du photo-détecteur.

La Fig. C.3 représente schématiquement le système de détection optique. Un JC de flux atomique moyen $\bar{\Phi}$ fluoresce un flux de photons dans le faisceau sonde. Nous en focalisons une fraction sur un photo-détecteur, qui le convertit en photo-courant primaire I_1 (charge électronique $q_e = -1.602 \cdot 10^{-19}$ C). Le gain G_1 tient compte des efficacités de fluorescence et collection du système optique, ainsi que du rendement quantique du photo-détecteur. Dans notre cas où ce dernier comporte un étage amplificateur supplémentaire (gain G_2), le photo-courant primaire est amplifié en photo-courant secondaire (I_2).

$$I_1 = \bar{\Phi} q_e G_1 \tag{C.17a}$$

$$I_2 = I_1 G_2 = \bar{\Phi} q_e G_1 G_2 \tag{C.17b}$$

Nous allons traiter indépendamment les deux contributions au bruit de grenaille (atomique et électronique) :

1. *Bruit de grenaille atomique*

   Nous supposons que la distribution du nombre de particules N du JC est Poissonnienne. La variance d'une telle statistique est égale à sa valeur moyenne. En termes de particules, nous pouvons écrire :

   $$(\Delta N)^2 = \bar{N} \tag{C.18}$$

   En termes de flux atomique, c.-à-d. de nombre de particules par unité de temps ($\Phi = N/\tau$), (C.18) devient :

   $$(\Delta \Phi)^2 = \frac{\bar{\Phi}}{\tau} \tag{C.19}$$

   En remplaçant (C.17a) dans (C.19), la variance du photo-courant d'électron primaire I_1 s'exprime par :

   $$(\Delta I_{1,\mathrm{at}})^2 = \frac{q_e G_1 I_1}{\tau} \tag{C.20}$$

   Après amplification par le photo-détecteur APD (gain G_2), la variance du photo-courant d'électrons secondaires vaut :

   $$\begin{aligned} (\Delta I_{2,\mathrm{at}})^2 &= (\Delta I_{1,\mathrm{at}})^2 G_2^{2+x} \\ &= \frac{q_e G_1 G_2^{1+x} I_2}{\tau} \end{aligned} \tag{C.21}$$

   Le facteur de bruit supplémentaire G_2^x est lié au gain aléatoire de l'avalanche du photo-détecteur APD.

2. *Bruit de grenaille électronique*

   Pour traiter uniquement la contribution du bruit de grenaille électronique, nous considérons un courant d'électrons primaires I_1 sans bruit. Par analogie avec (C.21), nous déduisons la variance $(\Delta I_{2,\mathrm{det}})^2$ de ce photo-courant d'électrons secondaires imputable au photo-détecteur seul. L'hypothèse d'absence de bruit de courant de I_1 est équivalente à considérer $G_1 = 1$.

   $$(\Delta I_{2,\mathrm{det}})^2 = \frac{q_e G_2^{1+x} I_2}{\tau} \tag{C.22}$$

Comme ces deux processus de génération de bruit de grenaille sont indépendants [VA89], nous déduisons la variance totale du photo-courant d'électrons secondaires $(\Delta I_{2,\mathrm{tot}})^2$ en sommant les deux contributions (C.21) et (C.22) :

$$\begin{aligned}(\Delta I_{2,\mathrm{tot}})^2 &= (\Delta I_{2,\mathrm{at}})^2 + (\Delta I_{2,\mathrm{det}})^2 \\ &= \frac{q_e(1+G_1)G_2^{1+x}I_2}{\tau}\end{aligned} \tag{C.23}$$

Nous calculons l'expression du rapport signal/bruit S/N en supposant que les seules contributions de bruit sont les deux composantes de bruit de grenaille qui ont été discutées. Compte tenu de (C.17b), nous obtenons :

$$\begin{aligned}\left(\frac{S}{N}\right)^2 &= \frac{I_2^2}{(\Delta I_{2,\mathrm{tot}})^2} \\ &= \frac{\bar{\Phi}\tau}{\left(1+\frac{1}{G_1}\right)G_2^x}\end{aligned} \tag{C.24}$$

d'où nous déduisons l'expression du flux moyen :

$$\bar{\Phi} = G_2^x\left(1+\frac{1}{G_1}\right)\frac{1}{\tau}\left(\frac{S}{N}\right)^2 \tag{C.25}$$

En pratique, les mesures de bruit de courant sont réalisées dans le domaine des fréquences de Fourier. Grâce un analyseur de spectre FFT, nous avons accès à la densité spectrale de puissance de bruit PSD $= N^2/\Delta f$ [A^2/Hz] (*Power Spectral Density*). Dans le cas d'un spectre de bruit blanc, nous pouvons relier τ à la bande passante équivalente Δf d'une fenêtre d'interrogation carrée [Ang72] :

$$\Delta f = \frac{1}{2\tau} \tag{C.26}$$

L'expression du flux atomique devient donc :

$$\bar{\Phi} = 2G_2^x\left(1+\frac{1}{G_1}\right)\frac{S^2}{N^2/\Delta f} \tag{C.27}$$

$$\overset{G_1\gg 1}{=} 2G_2^x\frac{S^2}{\mathrm{PSD}} \tag{C.28}$$

Cette dernière approximation signifie que dans le cas où plus d'un photo-électron primaire par atome du JC est généré dans le photo-détecteur, le flux

atomique mesuré par le rapport signal/bruit est indépendant de la configuration géométrique du système de détection optique. La condition $G_1 \gg 1$ dépend de l'efficacité de fluorescence dans le faisceau sonde, de l'efficacité de collection de fluorescence ainsi que du rendement quantique du photo-détecteur.

Expérimentalement, nous mesurons une valeur PSD de la fluorescence en sortie d'APD nettement supérieure aux composantes de bruits de grenaille. Nous nous affranchissons de ces contributions techniques supplémentaires (bruit d'intensité du faisceau sonde, lumière parasite) par des mesures différentielles « avec » et « sans »[2] JC à grandes fréquences de Fourier (1.5 kHz où le spectre de bruit est blanc). Le flux atomique effectif Φ_{eff} s'exprime donc par :

$$\Phi_{\text{eff}} = 2G_2^x \frac{(S_{\text{JC on}} - S_{\text{JC off}})^2}{\text{PSD}_{\text{JC on}} - \text{PSD}_{\text{JC off}}} \tag{C.29}$$

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'utilisation d'un photo-détecteur à avalanche APD introduit un terme de bruit supplémentaire G_2^x. D'après les données du fournisseur[2.31], nous calculons $G_2^x = 30^{0.3} = 2.7$. A partir d'une source lumineuse non-cohérente (lumière blanche d'une lampe de poche), nous estimons expérimentalement ce paramètre à $G_2^x = 2$. Bien que cette valeur semble être conservatrice, nous l'utiliserons dans les calculs de flux atomique Φ par cette méthode du rapport signal/bruit de fluorescence.

C.3 Comparaison des méthodes de détections

Nous avons comparé le flux atomique maximum du JC de la Fig. 4.7 par les deux méthodes de détection optique. Le temps de transit de ces atomes froids dans le faisceau sonde vaut $t_{\text{det}} = 1.75$ ms, alors que l'intensité normalisée moyenne $\beta_{\text{det}} = 0.4$. Par (C.11) nous calculons $N_{\text{ph45'}} = 6400$. La calibration de Φ en fonction de la photo-tension U_{det} par le modèle de la fluorescence absolue (C.1) donne $8 \cdot 10^5$ at/s $\cdot$ mV^{-1}. Dans des conditions identiques de jet et de détection optique, la calibration de Φ en fonction de U_{det} par la méthode du rapport S/N (C.29) vaut $2.8 \cdot 10^7$ at/s $\cdot$ mV^{-1}, soit une différence d'un facteur 35.

Comme l'estimation de Φ par le rapport S/N s'affranchie complètement tant de l'efficacité de fluorescence que de l'efficacité de détection, l'incertitude de cette mesure est certainement nettement plus faible que celle de l'autre

[2]Les mesures *sans* JC sont obtenues en bloquant l'un des faisceaux de refroidissement (retour Ox).

méthode. Quelques éléments permettent de justifier la sous-évaluation du flux par la fluorescence absolue :

- L'intensité du faisceau-sonde β_{det} que nous considérons dans (C.11) est une valeur moyenne sur le profil Gaussien du faisceau (puissance totale sur la surface à e^{-2}). Le calcul exact de N_{ph} devrait tenir compte de cette distribution spatiale d'intensité. Toutefois, nous avons vérifié que dans ce régime de faibles intensité β_{det} et temps de transit t_{det}, la différence ne serait que minime.
- Comme le faisceau sonde n'est pas désaccordé par rapport à la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$, les atomes froids le traversant sont réchauffés et peuvent quitter ce faisceau prématurément. La vitesse moyenne acquise dans chaque direction après $t_{\text{det}} = 1.75$ ms vaut $\sqrt{\frac{N}{3}}\frac{\hbar k}{m} = 0.16$ m/s, soit une extension du JC négligeable par rapport au diamètre de détection (0.3 mm $\ll$ 10 mm).
- Si l'effet du réchauffement du JC pendant la détection optique est négligeable, un superposition non-optimale des faisceaux sonde aller et retour est nettement plus grave. La pression de radiation de 1000 photons communique une vitesse de 3.5 m/s aux atomes, soit un déplacement de 6 mm après un temps de transit de $t_{\text{det}} = 1.75$ ms.
- L'efficacité de détection est mal connue, avec en particulier une grande incertitude sur l'angle solide Ω_{det}, sur le coefficient de transmission des lentilles de Fresnel (Fig. 2.12), dont nous ne tenons pas compte, et la qualité de l'imagerie qu'elles réalisent. Ce dernier point est important, car la section du JC détectée et focalisée idéalement sur l'APD est du même ordre de grandeur que la surface active de la photo-diode ($\varnothing = 3$ mm).

C.4 Discussion des contributions de bruit

Pour rendre compte des niveaux de bruit rencontrés lors d'une mesure de flux Φ_{eff}, nous analysons plusieurs contributions i [A Hz$^{-1/2}$] à la densité spectrale de bruit PSD. Les mesures du signal atomique I_{det} et des composantes de bruit i n'ont été réalisées que pour une seule intensité normalisée $\beta_{\text{det}} = 0.4$. D'autre part, les mesures de bruit sont effectuées à grande fréquence de Fourier (1.5 kHz, spectre de bruit blanc). La Fig. C.4 donne les extrapolations de I_{det} par (C.11) et des composantes de bruit i selon leur type (bruit de grenaille, bruit d'intensité) en fonction de β_{det}.

Pour le flux maximum de la Fig. 4.7 ($\Phi = 1.6 \cdot 10^8$ at/s), le photo-courant en sortie d'APD vaut $I_{\text{det}} = 4 \cdot 10^{-10}$ A. Le bruit total $N = i_{\text{tot}}$ associé à I_{det} vaut $i_{\text{tot}} = 2 \cdot 10^{-13}$ A Hz$^{-1/2}$. Nous distinguons quatre contributions

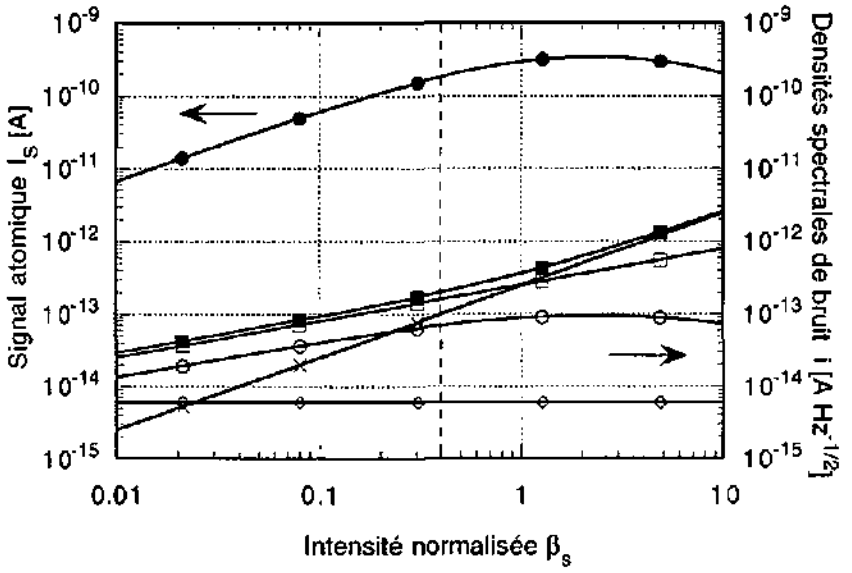


Fig. C.4 – Signal atomique $I_{\rm det}$ et densités spectrales de puissance de bruit i mesurées à $\beta_{\rm det} = 0.4$ (ligne traitillée) et extrapolés en fonction de l'intensité du faisceau sonde $\beta_{\rm det}$: signal atomique $I_{\rm det}$ (●) ; bruit total $i_{\rm tot}$ (■) ; bruit d'intensité $i_{\rm int}$ du faisceau sonde (×) ; bruit de grenaille de la lumière parasite $i_{\rm sh\,lum}$ (□) ; bruit de grenaille du JC $i_{\rm sh\,atom}$ (○) ; bruit thermique du photo-détecteur APD $i_{\rm th}$ (◇).

indépendantes à $i_{\rm tot}$, qui s'additionnent en valeurs quadratiques :

1. *Bruit thermique du photo-détecteur*

   Nous avons mesuré le bruit thermique de l'APD dans le noir $i_{\rm th} = 6 \cdot 10^{-15}\ {\rm A\,Hz^{-1/2}}$, qui est indépendant de $\beta_{\rm det}$.

2. *Bruit de grenaille de la lumière parasite*

   La zone de détection n'étant pas optimisée pour limiter la lumière parasite (diffusion sur les parois de l'enceinte à vide), celle-ci contribue à $i_{\rm tot}$ par un terme de bruit de grenaille $i_{\rm sh\,lum}$. Nous mesurons le niveau continu de fluorescence en l'absence de JC (faisceau retour Ox de la source bloqué) et nous calculons sa contribution par (C.22) égale à $i_{\rm sh\,lum} = 1.6 \cdot 10^{-13}\ {\rm A\,Hz^{-1/2}}$. Pour $0.01 \leq \beta_{\rm det} \leq 10$, nous avons vérifié que l'intensité de lumière parasite est proportionnel à $\beta_{\rm det}$, c.-à-d. que $i_{\rm sh\,lum} \sim \sqrt{\beta_{\rm det}}$.

3. *Bruit de grenaille du jet atomique*

   La contribution du bruit de grenaille imputable uniquement au JC est mesurée par $i_{\rm sh\,atom} = \sqrt{{\rm PSD_{JC\,on}} - {\rm PSD_{JC\,off}}} = 7 \cdot 10^{-14}\ {\rm A\,Hz^{-1/2}}$. La dépendance de cette contribution de bruit avec $\beta_{\rm det}$ est telle que $i_{\rm sh\,atom} \sim \sqrt{I_{\rm det}}$.

4. *Bruit d'intensité du faisceau sonde*
   d'intensité i_{int} du faisceau sonde est proportionnel à β_{det}. Comme i_{tot} est la somme quadratique de toutes les contributions, nous pouvons déduire celle du bruit d'intensité à $\beta_s = 0.4$ compte tenu des valeurs discutées ci-dessus ($i_{\text{int}} = 10^{-13}$ A Hz$^{-1/2}$).

Ces diverses contributions au bruit total i_{tot} montre que la détection optique du JC est actuellement limitée par le bruit de grenaille de la lumière parasite $i_{\text{sh lum}}$. Dans ces conditions, le rapport $S/N = 900$ optimal est obtenu à $\beta_{\text{det}} = 0.4$, soit à l'intensité de faisceau sonde où nous travaillons. Pour améliorer ce rapport S/N nous devons réduire la lumière parasite dans la zone de détection de telle sorte qu'à faible intensité, i_{tot} soit limité par $i_{\text{sh atom}}$. Dans ce cas, le rapport S/N optimal serait obtenu à $\beta_{\text{det}} = 0.3$ et vaudrait $S/N = 1500$. Rappelons toutefois que ces valeurs S/N sont des valeurs maximales atteignables avec ce flux, car les mesures de bruit ont été effectuées à 1.5 kHz où le spectre de bruit est blanc. Dans le domaine des très basses fréquences de Fourier ($f = 1$ Hz) où nous souhaitons utilisé le JC, le bruit technique est nettement plus élevé.

Annexe D

Diodes laser

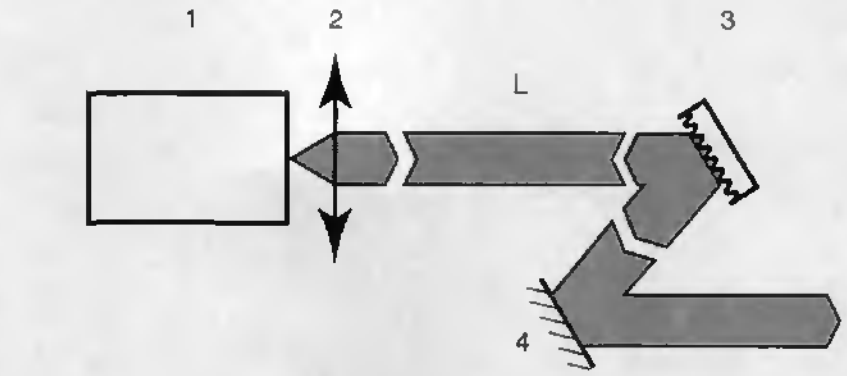
Les sources lumineuses que nous utilisons pour le refroidissement atomique sont des diodes laser. Nous nous penchons dans cette annexe sur le fonctionnement et les principales caractéristiques de deux types de diode laser : cavité étendue (§ D.1) et amplificateur optique (§ D.2). Finalement nous discuterons quelques aspects de l'asservissement de la fréquence optique (discrimateur de fréquence, colonne et schéma-bloc d'asservissement) (§ D.3).

D.1 Diode laser à cavité étendue

La largeur spectrale des diodes laser Fabry-Perot disponibles sur le marché est de l'ordre de 10 MHz. Une méthode couramment utilisée pour réduire cette largeur consiste à placer la diode dans une cavité résonnante externe ECLD (*Extended Cavity Laser Diode*) [Pet91], que nous réalisons par exemple en ajoutant un réseau de diffraction holographique, élément qui de plus est sélectif en longueur d'onde. Si le couplage de la diode sur la cavité externe est suffisamment fort, un mode unique et étroit de la cavité externe sera mis en oscillation.

Nous avons opté pour une configuration de cavité étendue de type Littrow [MCG+93], moins sélective en longueur d'onde et plus large spectralement qu'une configuration Littman [LL81] de même encombrement, mais dont la puissance optique sortante est supérieure. En configuration Littrow, l'ordre de diffraction -1 du réseau est renvoyé dans la diode, alors que l'ordre 0 (réflexion spéculaire) est extrait de la cavité étendue par un miroir (Fig. D.1).

La facette de sortie de la diode laser doit être faiblement réfléchissante (traitement anti-reflets). Une lentille asphérique convexe[D.1] rend le faisceau parallèle. Un réseau de diffraction holographique[D.2] ferme la cavité externe d'un point de vue optique. La longueur optique de cette ECLD est $L = 30$ mm



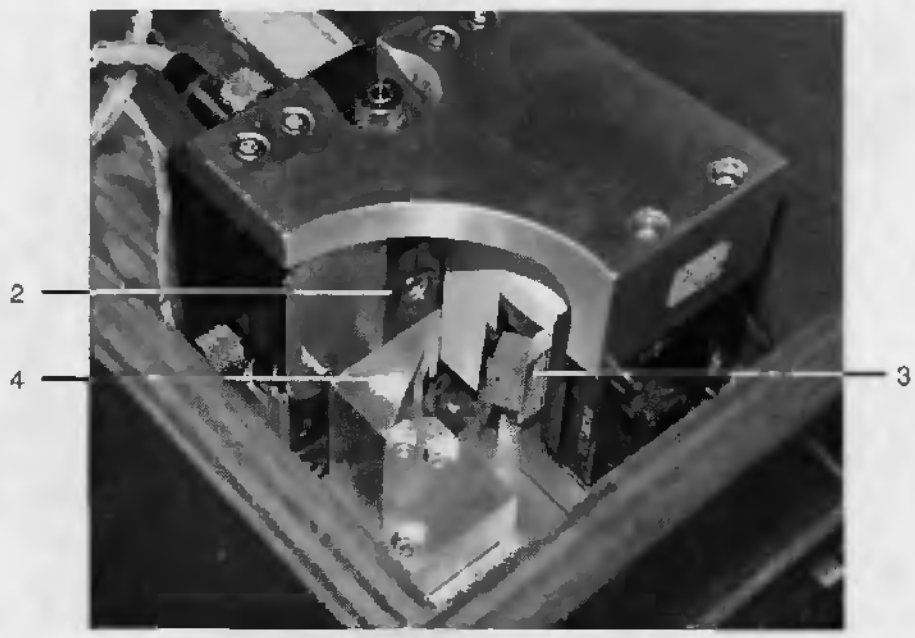


Fig. D.1 – Diode laser montée en cavité étendue (ECLD) en configuration Littrow. 1 : diode laser ; 2 : lentille asphérique convexe ; 3 : réseau de diffraction holographique ; 4 : miroir. L'ordre de diffraction -1 est renvoyé dans la diode, alors que l'ordre 0 (réflexion spéculaire) est extrait de la cavité étendue par un miroir. La photo montre la réalisation pratique de la ECLD utilisée comme laser-maître (Fig. 2.2). Sa longueur optique est $L = 30$ mm et nous estimons sa largeur spectrale à $2\pi \cdot 500$ kHz.

et nous estimons sa largeur spectrale à $2\pi \cdot 500$ kHz [Lec98]. Le réglage fin de sa longueur d'onde, son balayage de fréquence, de même que la correction de ses lentes dérives de fréquence, sont effectués par un élément de translation piezo-électrique[D.3] sur lequel est monté le réseau. Pour la polarisation utilisée (parallèle aux traits du réseau), l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 est 10% alors que celle de la réflexion spéculaire est 50%. Le faible couplage de la cavité externe rend cette ECLD relativement sensible aux sauts de mode de la cavité étendue. De plus, comme ce type de laser est très sensible aux perturbations acoustiques, nous rigidifions la cavité externe par une construction mécanique robuste (béquille supérieure). Ce laser est placé dans une boîte en bois isolante et thermostatée au-dessus de la température ambiante ($T = 39$ °C). D'autre part, nous avons remarqué un effet de convection thermique dans la boîte, modulant l'indice de réfraction de l'air, et donc la longueur d'onde du laser non-asservi, sur des périodes de quelques secondes. Si cette modulation de fréquence peut être corrigée par la boucle d'asservissement de fréquence (Fig. D.10), l'intensité du laser demeure modulée. Pour limiter cet effet indésirable, en particulier dans le cas du laser sonde (Fig. 2.6), le volume d'air autour du chemin optique de la cavité externe est protégé des courants d'air par des feuilles de carton.

D.2 Amplificateur optique

La puissance optique sortant d'une ECLD (30 mW) n'est pas suffisante pour notre application de refroidissement atomique, c'est pourquoi nous amplifions ce faisceau au moyen d'un amplificateur optique. Pour ce faire, nous avons modifié un dispositif commercial MOPA[D.4] (Master Oscillator and Power Amplifier) en remplaçant la cavité externe d'origine (en amont de la diode) par l'injection directe d'un faisceau issu d'une ECLD indépendante. Nous n'utilisons donc que la partie amplificatrice du MOPA. Une paire de miroirs permet d'ajuster finement la position et l'angle d'injection du faisceau dans la jonction (1 μm × 5 μm) (Fig. D.2).

La Fig. D.3 donne quelques caractéristiques puissance de sortie P_{out} – courant d'alimentation I de cet amplificateur optique pour différentes valeurs de puissance injectée P_{inj}. Celui-ci présente un courant seuil I_s (inversion de population minimale) d'autant plus grand que P_{inj} est petit. Notons qu'à $P_{\text{inj}} = 0$, cette diode montre également des caractéristiques laser ($I_s = 1.4$ A). Cet effet est la conséquence des traitements anti-réfléchissants imparfaits des facettes de la diode, qui créent une cavité résonnante « parasite ». En condition de fonctionnement normal ($P_{\text{inj}} \simeq 10$ mW), nous avons vérifié que le faisceau amplifié est monomode et correspond celui du faisceau-maître. Par

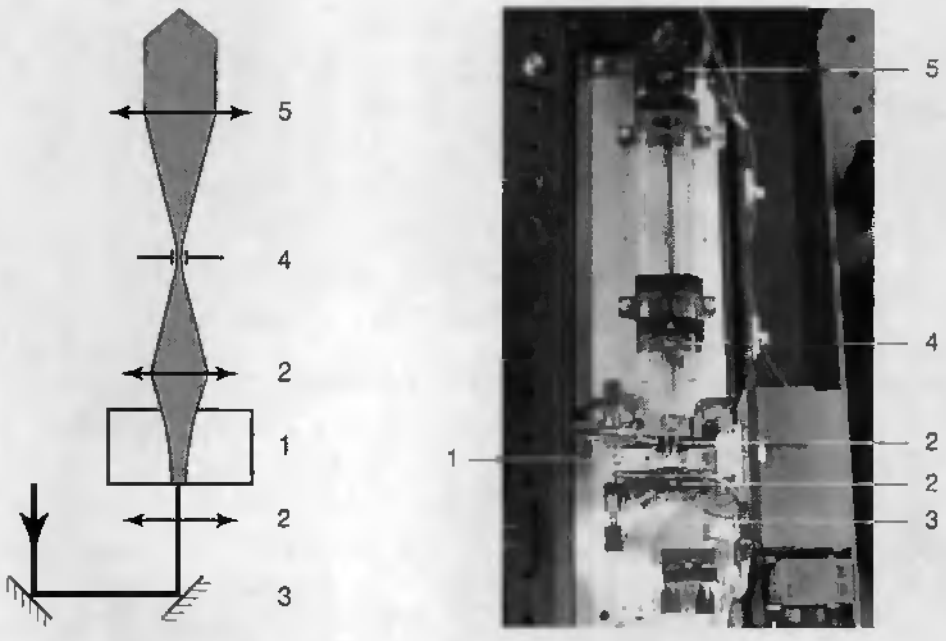


Fig. D.2 – Schéma de l'injection de l'amplificateur optique. 1 : diode laser profilée ; 2 : lentille asphérique convexe ; 3 : miroir ; 4 : diaphragme linéaire (fente) ; 5 : lentille cylindrique convexe. La photo montre le dispositif commercial MOPA que nous avons modifié en amplificateur optique (retrait de la cavité externe d'origine).

l'abaissement de I_s avec P_{inj} (Fig. D.3), une puissance de sortie supérieure est obtenue dans des conditions de fortes injections à courant I égal. La Fig. D.4 montre toutefois la saturation de P_{out} avec P_{inj}. Les grandes valeurs de P_{inj} nécessaires pour atteindre la saturation résulte d'une correspondance de modes (*mode matching*) pas optimale entre celui du laser d'injection et celui de l'amplificateur optique. En conditions de fonctionnement habituel ($I = 2.1$ A et $P_{\text{inj}} = 10.8$ mW), nous obtenons une puissance de sortie $P_{\text{out}} = 500$ mW. Comme toute autre diode laser, la dépendance de sa fréquence avec sa température est forte (30 GHz/K). Une faible variation de température (± 0.1 K) peut sélectionner un autre mode d'oscillation et réduire d'une centaine de mW la puissance de sortie P_{out}.

Le faisceau amplifié sortant de la jonction est divergent, astigmatique et elliptique. Pour le rendre aussi parallèle et circulaire que possible, nous utilisons le banc optique fourni d'origine avec le MOPA (Fig. D.2). Une première lentille circulaire asphérique convexe (distance focale $f = 4.5$ mm) rend le faisceau parallèle dans le plan de la jonction (axe 1). Du fait de l'astigmatisme du faisceau (quelques centaines de μm), la composante selon l'axe 2, verticale et orthogonale à l'axe 1, est focalisée à 55 mm. La forme du faisceau n'est donc pas circulaire à ce point, mais allongée verticalement (1 : 4).

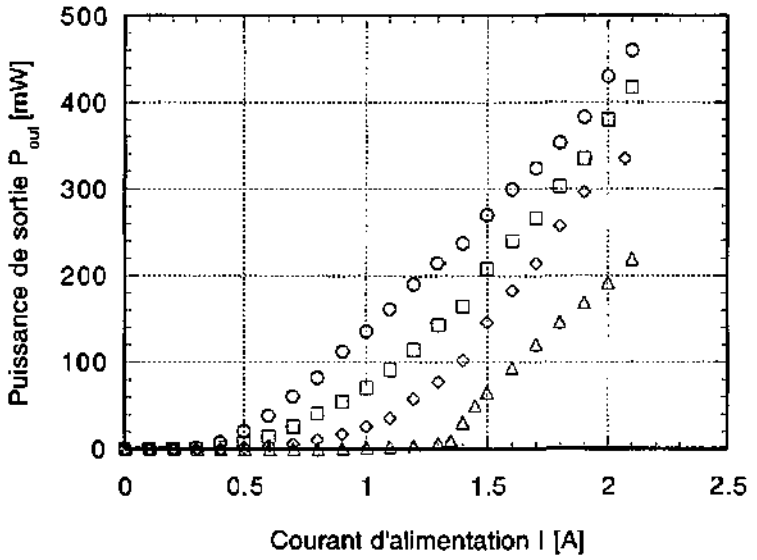


Fig. D.3 – Caractéristiques puissance de sortie P_{out} – courant d'alimentation I de l'amplificateur optique à différentes puissances d'injection P_{inj}. △ : pas d'injection ; ◇ : 2.3 mW ; □ : 5.2 mW ; ○ : 10.8 mW.

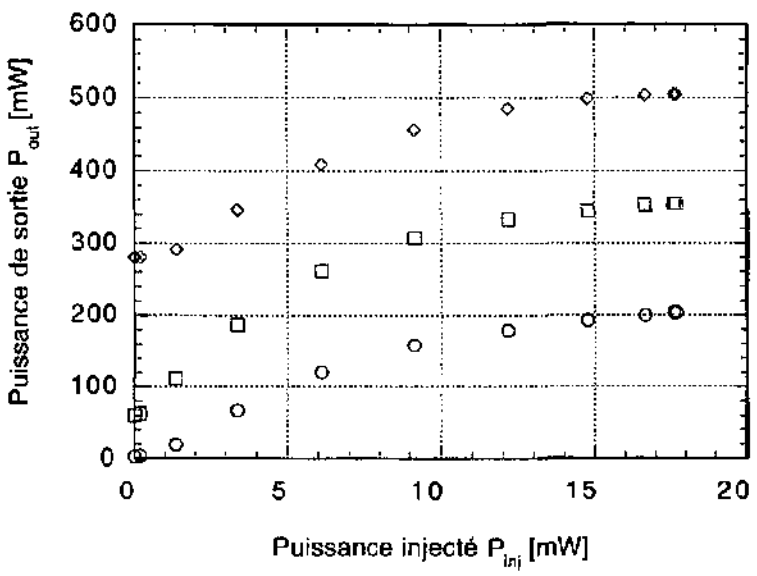


Fig. D.4 – Saturation de la puissance de sortie P_{out} de l'amplificateur optique avec la puissance injectée P_{inj} pour différents courants d'alimentation I de la diode. ○ : 1 A ; □ : 1.5 A ; ◇ : 2 A.

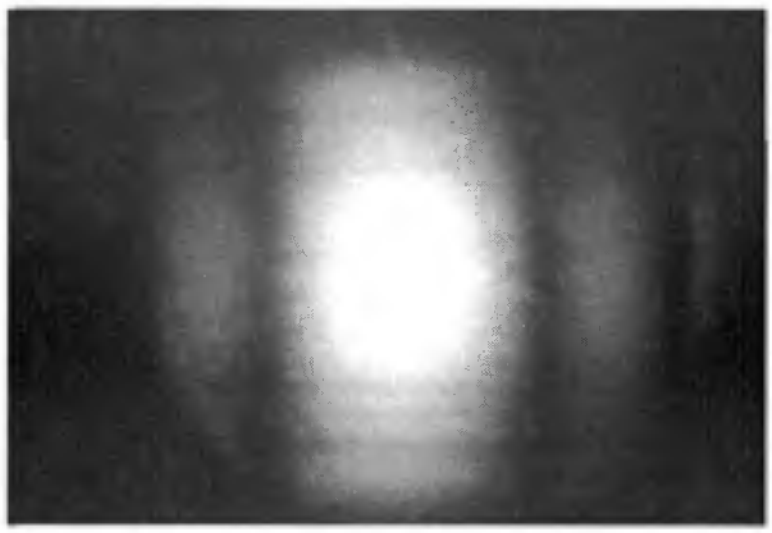


Fig. D.5 – Profil transverse du faisceau à la sortie du MOPA. La tache centrale est homogène et Gaussienne dans les deux directions, mais conserve un résidu d'ellipticité (dimensions à e^{-2} : 3.2 mm × 4.4 mm). De plus, la diffraction par la fente verticale fait apparaître des bandes latérales de faible intensité.

Une fente verticale, placée dans ce plan de convergence, filtre spatialement les composantes d'émission spontanée. Une lentille cylindrique de distance focale $f = 150$ mm — son plan focal coïncide avec la fente — rend parallèle la composante du faisceau selon l'axe 2. Malgré ces corrections, un résidu d'ellipticité verticale demeure (Fig. D.5). De plus, nous observons de faibles bandes latérales liées à la diffraction du faisceau par la fente verticale. La largeur et la hauteur du faisceau central sont respectivement 3.2 mm et 4.4 mm (valeurs à e^{-2} du profil Gaussien).

D.3 Asservissement de la fréquence optique

Le discriminateur de fréquence le plus simple et le plus couramment utilisé est la cellule à vapeur (dans notre de cas de césium). Le profil d'absorption linéaire d'un faisceau laser traversant une telle cellule est la signature de la distribution de vitesse atomique (effet Doppler). Sa largeur spectrale $\Delta\omega_D$ (FWHM, exprimée en s^{-1}) est calculée en supposant la vapeur atomique à l'équilibre thermique et de distribution de vitesse Maxwellienne [Dem81] :

$$\Delta\omega_D = k\sqrt{\frac{8\ln 2\, k_B T}{m}} \tag{D.1}$$

Pour la raie D_2 du césium à $T = 20$ °C, chaque transition hyperfine de largeur naturelle $\Gamma = 2\pi \cdot 5.21$ MHz est élargie par effet Doppler à $\Delta\omega_D =$

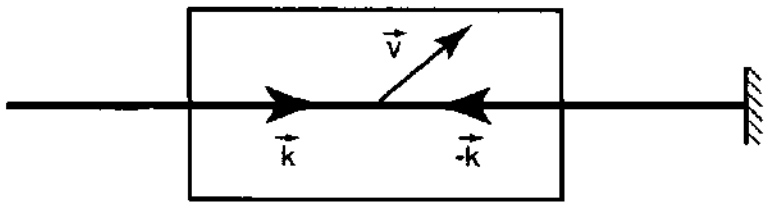


Fig. D.6 – Principe de l'absorption saturée dans une cellule à vapeur : $\vec{k}$ et $-\vec{k}$ sont les vecteurs d'onde laser traversant la cellule à l'aller et au retour, $\vec{v}$ est la vitesse atomique.

$2\pi \cdot 375$ MHz $= 70\Gamma$. Le profil d'absorption linéaire mesuré (Fig. D.7) est en réalité plus large ($2\pi \cdot 770$ MHz) par la combinaison des trois transitions hyperfines $F \to F' = F + 1$, ainsi que par un effet de saturation optique (forte puissance laser).

Pour résoudre la structure hyperfine, nous utilisons la méthode de l'absorption saturée. Un faisceau laser traverse deux fois la cellule de césium (vecteurs d'onde $\vec{k}$ à l'aller et $-\vec{k}$ au retour) (Fig. D.6). Lorsqu'un photon est absorbé à l'aller, l'atome devient transparent au faisceau retour (émission spontanée pas terminée), d'où une diminution de l'absorption.

Pour un atome de vitesse $\vec{v}$, nous pouvons écrire les conditions que doit satisfaire la fréquence ν du laser pour qu'il absorbe un photon de fréquence ν_1 ou ν_2 à chacun de ces passages :

$$2\pi\nu - \vec{k}\cdot\vec{v} = 2\pi\nu_1 \qquad \text{(D.2a)}$$

$$2\pi\nu + \vec{k}\cdot\vec{v} = 2\pi\nu_2 \qquad \text{(D.2b)}$$

En soustrayant ces deux équations, nous obtenons la condition sur l'effet Doppler :

$$\vec{k}\cdot\vec{v} = \frac{2\pi\,(\nu_2 - \nu_1)}{2} \qquad \text{(D.3)}$$

Si $\nu_2 = \nu_1$ (absorption à l'aller et au retour de deux photons sur la même transition hyperfine) l'effet Doppler est nul. L'absorption saturée est donc réalisée à l'une des trois fréquences hyperfines. Par contre si $\nu_2 \neq \nu_1$ (absorption à l'aller et au retour de deux photons sur des transitions hyperfines différentes), l'absorption saturée donne lieu à trois raies d'intercombinaison (*cross-over*) situées à la moyenne de deux transitions hyperfines (Fig. D.7). Dans des conditions de faibles intensités lumineuses (aller et retour), la largeur spectrale d'une raie d'absorption saturée est limité par la largeur naturelle Γ. Expérimentalement cette limite n'est pas atteinte : le rapport signal/bruit n'étant pas toujours suffisant à faible intensité, nous devons augmenter les puissances lumineuses, ce qui élargit les raies ($\delta\omega_{sD} \simeq 2\pi \cdot 10$ MHz $\simeq 2\Gamma$).

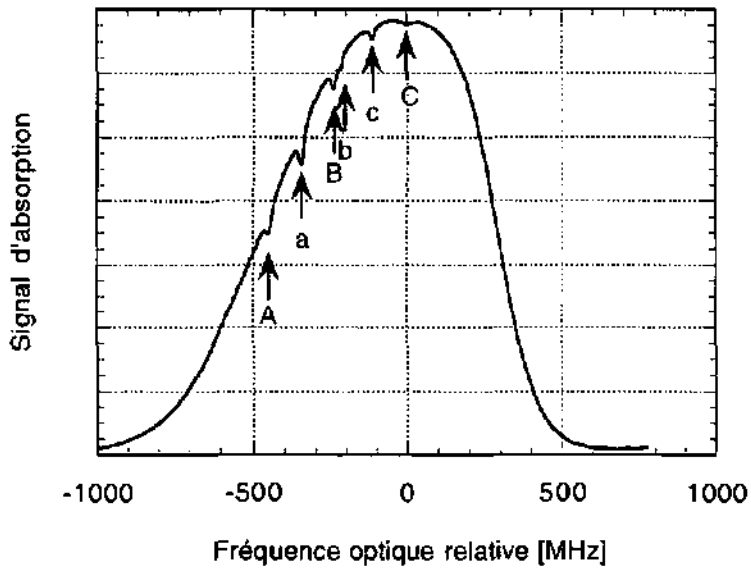


Fig. D.7 – Profil d'absorption saturée d'une cellule à vapeur de césium ($F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$) combinant l'absorption linéaire ($\Delta\omega_D = 2\pi \cdot 770$ MHz), les trois transitions hyperfines (A : $\nu_{43'}$, B : $\nu_{44'}$, C : $\nu_{45'}$), ainsi que les trois raies d'intercombinaison (a : $\frac{1}{2}(\nu_{43'} + \nu_{44'})$, b : $\frac{1}{2}(\nu_{43'} + \nu_{45'})$, c : $\frac{1}{2}(\nu_{44'} + \nu_{45'})$). La largeur spectrale des raies d'absorption saturée est de $\delta\omega_{sD} \simeq 2\pi \cdot 10$ MHz.

La présence du profil d'absorption linéaire perturbe l'asservissement de la fréquence optique (raie hyperfine asymétrique). Pour s'affranchir de ce fond, nous soustrayons électroniquement les profils d'absorptions linéaire et saturée issus de la même cellule à vapeur pour ne conserver que les raies hyperfines et les raies d'intercombinaisons sur un fond relativement plat[1] (Fig. D.8). La réalisation pratique est illustrée par le schéma de la colonne d'asservissement double (Fig. D.9). Une fraction du faisceau entrant est réfléchi verticalement par une lame de verre (canal d'absorption linéaire), une autre par un cube séparateur de polarisation[(2.8)] (canal d'absorption saturée), le reste du faisceau étant disponible à la sortie de la colonne. Le faisceau d'absorption linéaire traverse deux fois la cellule de césium en étant décalés latéralement par une paire de miroirs en toit. Le faisceau d'absorption saturée traverse également deux fois la cellule, mais en étant rétroréfléchi sur lui-même par un miroir perpendiculaire. Un filtre gris[(D.5)] atténue l'intensité du faisceau-retour par rapport à celle du faisceau-aller (facteur 12). Ces faisceaux sont détectés par deux photo-détecteurs PIN[(D.6)]. Le type de polarisation (lin $\perp$ lin, lin $\parallel$ lin, $\sigma_+ - \sigma_-$ ou elliptique) est choisi en ajustant la lame quart-d'onde[(2.7)], soit avant, soit après la cellule. Cette cellule est d'autre part placée dans un

[1] La solution présentée par la cellule à jet [Dud96] avait en plus l'avantage d'éliminer les raies d'intercombinaisons.

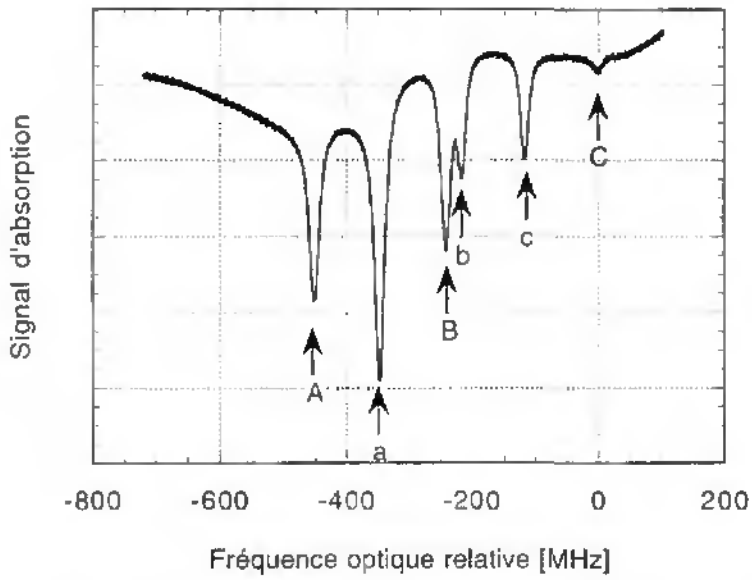


Fig. D.8 – Profil d'absorption saturée d'une cellule à vapeur de césium auquel nous avons soustrait l'absorption linéaire. L'identification des raies d'absorption saturée et d'intercombinaison est identique à la Fig. D.7.

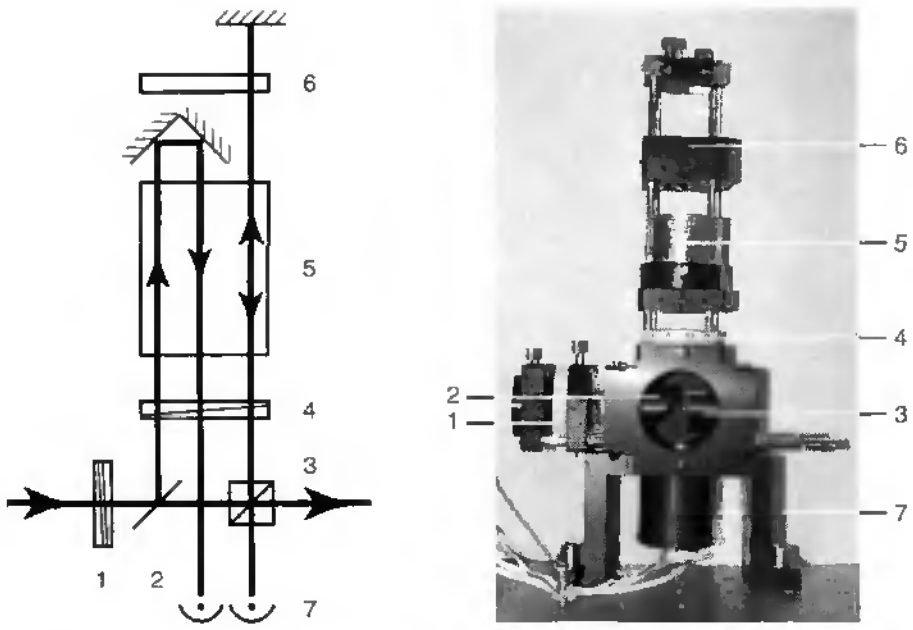


Fig. D.9 – Colonne d'asservissement double. 1 : lame demi-onde ; 2 : lame de verre ; 3 : cube séparateur de polarisation ; 4 : lame quart-d'onde ; 5 : cellule à vapeur de césium avec blindage magnétique ; 6 : filtre gris ; 7 : photo-détecteurs.

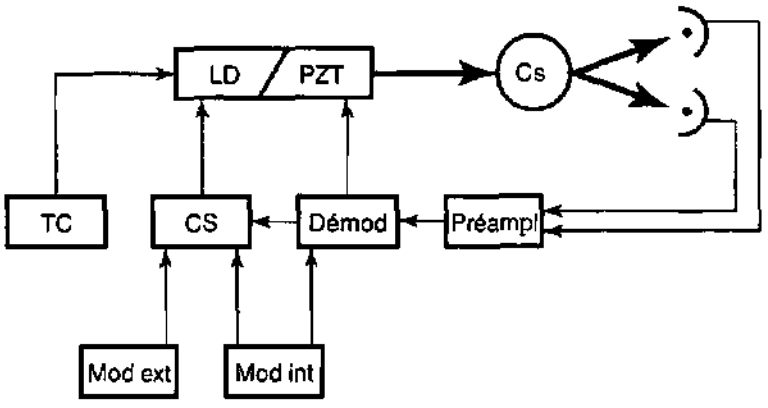


Fig. D.10 – Schéma-bloc de la boucle d'asservissement d'une diode laser. LD : diode laser ; PZT : élément piezo-électrique d'une cavité étendue (facultatif) ; Cs : cellule à vapeur de césium ; TC : contrôle thermique ; CS : source de courant ; Mod ext : générateur de fréquence externe ; Mod int : générateur de fréquence interne ; Préampl : pré-amplificateur soustrayant les signaux des deux photo-détecteurs (profils d'absorptions linéaire et saturé) ; Demod : démodulateur (détecteur synchrone). Le trait épais représente le chemin optique.

blindage magnétique pour limiter les perturbations magnétiques extérieures (effet Zeeman). Ce même effet peut être utilisé pour déplacer ou moduler les fréquences atomiques hyperfines grâce à une bobine supplémentaire située à l'intérieur du blindage magnétique et entourant la cellule de césium [Lec98].

Le principe d'asservissement de la fréquence optique des diodes laser est illustré par le schéma-bloc[2] de la Fig. D.10. La stabilité de température (± 0.01 K) est assurée par un thermostat qui agit sur le corps de chauffe/refroidissement de la diode (élément Peltier). La source de courant présente un faible niveau de bruit ($i_n = 0.6 \cdot 10^{-9}$ A/$\sqrt{\text{Hz}}$). Différentes entrées permettent une modulation externe lente (p.ex balayage du profil d'absorption à 20 Hz), une modulation interne rapide (50 kHz) nécessaire à l'asservissement, ainsi que la contre-réaction de cet asservissement. Nous détectons de manière synchrone (démodulateur) le signal d'absorption saturée différentiel (soustraction des profils d'absorptions linéaire et saturé) provenant de la colonne d'asservissement double. Les fluctuations de fréquence sont corrigés par la boucle de contre-réaction sur le courant d'alimentation de la diode. Dans le cas d'une ECLD, les fluctuations lentes sont de plus corrigées par l'élément piézo-électrique supportant le réseau de diffraction.

[2]Pour les diodes injectées, nous n'utilisons qu'un contrôle thermique et une source de courant. Pour l'amplificateur optique ces deux fonctions sont réalisées par une alimentation commerciale[(D.7)].

Annexe E

Liste de matériel

Nous avons répertorié dans cette annexe la plupart du matériel utilisé dans le cadre de ce travail. Un élément listé dans le texte est référencé de la manière suivante : p.ex. cube séparateur de polarisation(2.8).

Réf.	*Description*	*Type*	*Page*
2.1	Diode laser Fabry-Perot	Spectra Diode Labs, 5422-H1, 150 mW	13
2.2	Isolateur optique	Isowave, I-80-U-4, -60 dB, $\varnothing = 4$ mm	13
2.3	Paire de prismes anamorphoseurs	Melles Griot, 06-GPA-004, 3×, $\varnothing = 8$ mm	13
2.4	Modulateur acousto-optique	Crystal Technology, 3080-122 , 50 – 100 MHz	13
2.5	Oscillateur réglable VCO	Crystal Technology, 1080-FM-1, 40 – 110 MHz	13
2.6	Lentille achromatique convexe	Melles Griot, 01-LAO-134-(076), $f = 120$ mm, $\varnothing = 24$ mm	13
2.7	Lames quart et demi-onde	Fichou, quartz faible ordre, 852 nm, $\varnothing \leq 30$ mm	13
2.8	Cube séparateur de polarisations	Fichou, verre BK7, dimensions $\leq 30 \times 30 \times 30$ mm^3	15
2.9	Diode laser DBR	Spectra Diode Labs, 5702-H1, 10 mW	15
2.10	Filtre spatial	Melles Griot, 04 PPM 009, $\varnothing = 20$ μm	15
2.11	Lentille achromatique convexe	Melles Griot, 01-LAO-011-(076), $f = 20$ mm, $\varnothing = 10$ mm	15
	Lentille plano-convexe	Melles Griot, 01-LPX-207-(076), $f = 120$ mm, $\varnothing = 30$ mm	
	Lentille plano-convexe	OptoSigma, 011-2670-(A66), $f = 200$ mm, $\varnothing = 40$ mm	
	Lentille plano-convexe	Melles Griot, 01-LPX-318-(076), $f = 500$ mm, $\varnothing = 30$ mm	
2.12	Lentille achromatique convexe	OptoSigma, 026-1170-(A66), $f = 100$ mm, $\varnothing = 30$ mm	15
	Lentille achromatique convexe	Melles Griot, 01-LAO-019-(076), $f = 30$ mm, $\varnothing = 12.5$ mm	
2.13	Isolateur optique	Isowave I-80T-4, -40 dB, $\varnothing = 4$ mm	15
2.14	Synthétiseur de fréquence	Marconi, 2018A, 80 kHz – 520 kHz	16
	Synthétiseur de fréquence	Rohde & Schwarz, SMH, 100 kHz – 2 GHz	
	Synthétiseur de fréquence	Hewlett Packard, 8656B, 100 kHz – 990 kHz	

Tab. E.1 – Liste du matériel utilisé dans ce travail (1/3).

Réf.	*Description*	*Type*	*Page*
2.15	Amplificateur électronique de puissance	Philips, BGD108, 36 dB	16
2.16	Boucle d'asservissement en phase	Fujitsu, MB 1502	16
2.17	Fibre optique à maintien de polarisation	York HB600/2, 633 nm, $\varnothing_c = 4.5$ μm, $l = 1$ m	18
2.18	Lentille asphérique convexe	Thorlabs, 350350-B, $f = 4.5$ mm, NA = 0.41	18
2.19	Lentille achromatique convexe	OptoSigma, 026-1170-(A66), $f = 100$ mm, $\varnothing = 30$ mm	18
2.20	Diode laser Fabry-Perot	STC, LT50A-03U, 30 mW	19
2.21	Fibre optique à maintien de polarisation	3M, FS-PM-4621, 820 nm, $\varnothing_c = 5$ μm	19
2.22	Coupleur de fibre optique	Point Source, FDS-B-P-3-S-832-1.3-Low Ref Ferrule	19
2.23	Lentille plano-convexe	OptoSigma 011-2240-(A66), $f = 50$ mm, $\varnothing = 30$ mm	19
2.24	Lentille plano-convexe	OptoSigma 011-2290-(A66), $f = 120$ mm, $\varnothing = 30$ mm	21
2.25	Eléments de montage ultra-vide	Balzers, CF, $\varnothing = 16, 40, 63$ mm	25
2.26	Caméra CCD infrarouge	Ikegami, ICD-42E	25
	Caméra CCD infrarouge	Philips, VCM 8160/00T	
2.27	Photo-détecteur PIN	Hamamatsu, S2386-8K, $R_f = 100$ MΩ, $C_f = 1$ pF	25
2.28	Pompe à vide ionique	Varian, StarCell 230 l/s	26
2.29	Synthétiseur de fréquence	Hewlett Packard, 83620A, 10 MHz – 20 GHz	27
2.30	Etalon de fréquence à jet de césium	Oscilloquartz, 3210	27
2.31	Photo-détecteur APD	Hamamatsu, C5460-1, 100 kHz	28
2.32	Lentille de Fresnel	Edmund Scientific, $f = 71$ mm, $\varnothing = 100$ mm	28
	Lentille de Fresnel	Edmund Scientific, $f = 254$ mm, $\varnothing = 100$ mm	
2.33	Filtre interférentiel	Balzers, $\lambda = 852 \pm 5$ nm	28

Tab. E.2 – Liste du matériel utilisé dans ce travail (2/3).

Réf.	*Description*	*Type*	*Page*
D.1	Lentille asphérique convexe	Optima, 300-0355-780, $f = 4.5$ mm, $\varnothing = 4.5$ mm	147
D.2	Réseau de diffraction holographique	Jobin-Yvon, 1200 traits/mm	147
D.3	Element translation piézo-électrique	Physik Instrumente, P-810.10	149
D.4	Amplificateur optique MOPA	Spectra Diode Labs, 8630	149
D.5	Filtre gris	Comar, 04-GN-25, $T = 28\%$ @ 852 nm, $\varnothing = 25$ mm	154
D.6	Photo-détecteurs PIN	Hamamatsu, S1337-66BR, $R_f = 240$ kΩ, $C_f = 2.7$ pF	154
D.7	Alimentation amplificateur optique MOPA	Spectra Diode Labs, 824	156

Tab. E.3 – Liste du matériel utilisé dans ce travail (3/3).

Annexe F

Abréviations et symboles

Dans cette annexe, nous avons répertorié les listes des abréviations (Tab. F.1), des symboles romans (Tab. F.2, Tab. F.3) et des symboles grecs (Tab. F.4) utilisés dans ce travail.

Abréviation	*Description*	*Page*
AOM	Acousto-Optic Modulator	13
APD	Avalanche Photo-Diode	28
DBR	Distributed Bragg Reflector	15
ECLD	Extented Cavity Laser Diode	147
FFT	Fast Fourier Transform	142
FWHM	Full Width at Half Maximun	125
JC	Jet Continu	31
MM	Moving Molasses	57
MO	Magnéto-Optique	31
MOPA	Master Oscillator and Power Amplifier	149
MOT	Magneto-Optical Trap	31
OM	Optical Molasses	57
PBS	Polarizing Beam Splitter	15
PER	Polarization Extinction Ratio	18
PIN	jonction P-N avec Isolant	154
PSD	Power Spectral Density	142
RF	Radio Frequency	99
RLP	Radiation Light Pressure	91
RMJA	Résonance Magnétique à Jet d'Atomes	95
TOF	Time Of Flight	123
VCO	Voltage Controlled Oscillator	13

Tab. F.1 – Liste des abréviations.

Symbole	*Description*	*Page*
$a_{e'g}$	Probabilité relative d'émission spontanée	118
$A_{e'g}$	Taux d'émission spontanée	134
b	Gradient de champ magnétique	30
$\vec{b}$	Vecteur de Bloch	96
$\vec{B}_{\mathrm{C}}$	Champ magnétique uniforme (cavité de Ramsey)	27
$\vec{B}_{\mathrm{RF}}$	Champ magnétique oscillant (cavité de Ramsey)	27
$B_{x,y,z}$	Champ magnétique uniforme	29
$cg_m^{\Delta m}$	Coefficient de Clebsh-Gordan	118
$\vec{e}_{x,y,z}$	Vecteurs unitaires de base	29
E_{rec}	Energie cinétique de recul par photon émis	64
f	Distance focale	150
F, F'	Moment cinétique hyperfin fondamental, excité	117
F_f	Force de pression de radiation fluorescence résiduelle	62
F_{tot}	Force de pression de radiation laser totale	32
g	Accélération terrestre	124
g_F	Facteur de Landé	122
g_J	Rapport gyromagnétique	122
G	Gain relatif de flux	82
$G_{1,2}$	Gain électronique primaire, secondaire	140
h	Constante de Planck	96
$\hbar$	Constante de Planck modifiée	120
$h_{p,e}(v)$	Distribution de vitesse nuage ponctuel, étendu	125
$h_{\mathrm{JC}}(v)$	Distribution de vitesse du JC	131
i	Composante densité spectrale de bruit de courant	144
I	Courant alimentation diode laser	149
I_s	Courant d'alimentation diode laser (seuil)	149
$\bar{I}$	Intensité lumineuse moyenne	121
I_{sat}	Intensité lumineuse saturante	120
$I_{1,2}$	Photo-courant primaire, secondaire	140
k	Nombre d'onde	31
k_B	Constante de Boltzmann	125
m	Masse atome césium	117
$m_F, m_{F'}$	Composante Zeeman de F, F'	117
n	Densité atomique	69
$n_{g,e'}$	Population état fondamental, excité	134
N	Nombre de particules	141
N_{ph}	Nombre de photons fluorescés	134

Tab. F.2 – Liste des symboles romans (1/2).

Symbole	*Description*	*Page*
p_T	Facteur correctif de température	127
P_f	Puissance totale de fluorescence de la source	61
$P_{\text{inj}}, P_{\text{out}}$	Puissance optique injection / sortie MOPA	149
P_{pouss}	Puissance optique faisceau pousseur	60
P_{refr}	Puissance optique faisceaux de refroidissement	37
P_{repomp}	Puissance optique faisceau repompeur	37
$P_{\text{rep-pouss}}$	Puissance optique faisceau repompeur du pousseur	60
P_{sonde}	Puissance optique faisceau sonde	60
P_{RF}	Puissance micro-onde	100
q_e	Charge électronique	140
Q	Facteur de qualité résonateur atomique	109
R	Taux de capture	77
s	Paramètre saturation optique	121
S/N	Rapport signal/bruit de fluorescence	133
t_{ch}	Constante de temps chargement de la source	78
t_f	Centre distribution TOF	125
t_{det}	Temps de traversée faisceau sonde	137
t_{MM}	Temps de traversée mélasse mouvante	72
t_{1D}	Temps de traversée refroidissement transversal	83
$\bar{T}$	Transmission moyenne filtre interférentiel	61
T_i	Durée d'interaction micro-onde	98
T_2^{eff}	Durée de précession libre effective	99
$T_{\text{D}}, T_{\text{sD}}$	Température limite Doppler, sub-Doppler	32
$T_{\parallel}$	Température longitudinale	125
$T_{\perp}$	Température transversale	68
u, v, w	Composantes vecteur de Bloch	96
U_{mod}	Amplitude modulation laser maître	77
U_{det}	Photo-tension de fluorescence du jet atomique	134
U_{src}	Photo-tension de fluorescence de la source	61
v_l	Vitesse de lancement atomique	125
v_{MM}	Vitesse d'entraînement mélasse mouvante	58
v_{MO}^{D}	Vitesse d'entraînement magnéto-optique Doppler	34
$v_{\text{MO}}^{\text{sD}}$	Vitesse d'entraînement magnéto-optique sub-Doppler	35
$w_{e'g}$	Probabilité relative d'émission stimulée	118
$w_{ge'}$	Probabilité relative d'absorption	118
$W_{e'g}$	Taux d'émission stimulée	134
$W_{ge'}$	Taux d'absorption	134
z_i	Altitude dispositif expérimental	24

Tab. F.3 – Liste des symboles romans (2/2).

Symbole	*Description*	*Page*
α	Vitesse la plus probable (distribution Gaussienne)	125
$\alpha_{\mathrm{D}}, \alpha_{\mathrm{sD}}$	Coefficient force de friction Doppler, sub-Doppler	53
α_f	Paramètre expérimental de fluorescence	63
β	Intensité lumineuse normalisée	121
$\bar{\gamma}$	Accélération moyenne (gravité + pression radiation)	131
$\gamma_{1\mathrm{D}}$	Taux de fluorescence refroidissement 1D	87
Γ	Largeur naturelle	120
$\varnothing$	Diamètre mécanique	15
$\varnothing_{e^{-2}}$	Diamètre à e^{-2} faiscean Gaussien	15
δ	Désaccord de pulsation mélasse mouvante	18
Δ	Désaccord de pulsation global	18
Δ'	Paramètre de déplacement lumineux	82
Δf	Bande passante équivalente	142
$\Delta t_{1/2}$	Pleine largeur à mi-hauteur temps de vol	125
$\Delta\nu_{1/2}$	Pleine largeur à mi-hauteur frange Ramsey centrale	99
$\Delta\phi_i$	Déphasage micro-onde accumulé	97
η_{src}	Conversion puissance optique – photo-tension PIN	61
η_{APD}	Conversion puissance optique – photo-tension APD	134
$\kappa_{\mathrm{D}}, \kappa_{\mathrm{sD}}$	Coefficient force de rappel Doppler, sub-Doppler	53
κ_{dipol}	Coefficient force de rappel dipolaire	85
λ	Longueur d'onde optique	69
μ_B	Magnéton de Bohr	122
ν_{AOM}	Fréquence modulateur acousto-optique	13
ν_{Cs}	Fréquence transition horloge	117
$\nu_{ge'}$	Fréquence optique	11
ν_{RF}	Fréquence micro-onde	100
$\sigma_y(\tau)$	Variance Allan à deux échantillons	109
ϕ_i	Densité de flux par unité de surface	89
ϕ_Ω	Densité de flux par unité d'angle solide	90
Φ	Flux atomique	133
ω	Pulsation optique	31
ω_L	Pulsation de Larmor	121
Ω_d	Pulsation de Rabi optique	120
Ω_{sat}	Pulsation de Rabi optique saturante	120
Ω_m	Pulsation de Rabi micro-onde	96
Ω_0	Désaccord de pulsation micro-onde	96
Ω_{det}	Fraction angle solide zone de détection	28
Ω_{src}	Fraction angle solide source	61

Tab. F.4 – Liste des symboles grecs.

Publications

Les résultats présentés dans ce mémoire font également l'objets des publications suivantes :

[SDBT96] N. Sagna, G. Dudle, P. Berthoud, and P. Thomann. Continuous extraction mechanisms from a Cs magneto-optical trap. In *Proceedings of the 10th European Frequency and Time Forum, 5 – 7 March 1996, Brighton, UK*, 224 – 229, 1996.

[DSBT96] G. Dudle, N. Sagna, P. Berthoud, and P. Thomann. Anisotropic magneto-optical trapping of atoms : capture efficiency and induced drift velocities. *J. Phys. B*, **29** : 4659 – 4673, 1996.

[BDST97] P. Berthoud, G. Dudle, N. Sagna, and P. Thomann. An atomic resonator operating with a continuous beam of cold cesium atoms. In *Proceedings of the 11th European Frequency and Time Forum, 4 – 7 March 1997, Neuchâtel, Switzerland*, 146 – 150, 1997.

[BJD+98] P. Berthoud, A. Joyet, G. Dudle, N. Sagna, and P. Thomann. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap. *Europhys. Lett.*, **41**(2) : 141 – 146, 1998.

[BFJ+99] P. Berthoud, E. Fretel, A. Joyet, G. Dudle, and P. Thomann. Towards a primary frequency standard based on a continuous fountain of laser-cooled cesium atoms. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **48**(2) : 516 – 519, 1999.

[BFT99] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann. Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms. *Phys. Rev. A*, **60**(6) : 4241R – 4244R, 1999.

[BFT99b] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann. Study of a bright, slow, and cold cesium source for a continuous beam frequency standard. In *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum and 1999 IEEE International Frequency Control Symposium, 12 – 16 April 1999, Besançon, France*, 1999.

[DJF+99] G. Dudle, A. Joyet, E. Fretel, P. Berthoud, and P. Thomann. An alternative cold cesium frequency standard : the continuous fountain. In *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum and 1999 IEEE International Frequency Control Symposium, 12 – 16 April 1999, Besançon, France*, 1999.

[DMJ+99] G. Dudle, G. Mileti, A. Joyet, E. Fretel, P. Berthoud, and P. Thomann. An alternative cold cesium frequency standard : the continuous fountain. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999. Accepté pour publication.

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.

[AGC+87] G. Avila, V. Giordano, V. Candelier, E. de Clercq, G. Theobald, and P. Cerez. State selection in a cesium beam by laser-diode optical pumping. *Phys. Rev. A*, 36(8) : 3719 – 3728, 1987.

[AMW+98] J. J. Arlt, O. Marago, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Opt. Commun.*, **157** : 303 – 309, 1998.

[Ang72] A. Angot. *Complément de mathématiques*. Masson, Paris, 1972.

[Ash70] A. Ashkin. Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **25** : 1321 – . . . , 1970.

[Auc97] E. Aucouturier. *Nouvelles sources d'atomes froids pour l'horloge atomique*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 1997.

[BDF+87] A. Bauch, K. Dorenwendt, B. Fisher, T. Heindorff, E. K. Müller, and R. Schröder. Cs2 : the PTB's new primary clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **36**(2) : 613 – 616, 1987.

[BHE99] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger. Atom laser with a cw output coupler. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(15) : 3008 – 3011, 1999.

[BHSF96] A. Bauch, T. Heindorff, R. Schröder, and B. Fischer. The PTB primary clock CS3 : Type B evaluation of its standard uncertainty. *Metrologia*, 33 : 249 – 259, 1996.

[BJD+98] P. Berthoud, A. Joyet, G. Dudle, N. Sagna, and P. Thomann. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap. *Europhys. Lett.*, **41**(2) : 141 – 146, 1998.

[BTS86] G. Busca, P. Thomann, and H. Schweda. Projet CERS 1249 – Rapport technique final. Oscilloquartz SA, Neuchâtel, 1986.

[Cas96] Y. Castin. Communication privée, 1996.

[CGS+96] A. Clairon, S. Ghezali, G. Santarelli, Ph. Laurent, E. Simon, S. Lea, M. Bouhara, S. Weyers, and K. Szymaniec. The LPTF preliminary accuracy evaluation of cesium fountain frequency standard. In *European Frequency Time Forum, 5-7 March 1996, IEEE Conference Publication No 418*, 218 – 223, 1996.

[CHB+85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55** : 48 – . . . , 1985.

[Cor77] A. 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.

[CTDL77] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique.* Hermann, Paris, 1977.

[CTDRG88] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes.* InterEditions/Editions du CNRS, 1988.

[DCM92] J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer. Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics. *Phys. Rev. Lett.*, **68**(5) : 580 – 583, 1992.

[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.

[Dem81] W. Demtröder. *Laser spectroscopy.* Springer-Verlag, 1981.

[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.

[DMJ+99] G. Dudle, G. Mileti, A. Joyet, E. Fretel, P. Berthoud, and P. Thomann. An alternative cold cesium frequency standard : the continuous fountain. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999. accepted for publication.

[DSBT96] G. Dudle, N. Sagna, P. Berthoud, and P. Thomann. Anisotropic magneto-optical trapping of atoms : capture efficiency and induced drift velocities. *J. Phys. B*, **29** : 4659 – 4673, 1996.

[Dud96] G. Dudle. *Contribution au développement d'un étalon primaire de fréquence à jet d'atomes ralentis par laser.* Thèse de doctorat, Université de Neuchâtel, 1996.

[EBHZ85] W. Ertmer, R. Blatt, J.L. Hall, and M. Zhu. Laser manipulation of atomic beam velocities : demonstration of stopped atoms and velocity reversal. *Phys. Rev. Lett.*, **54** : 996 – ..., 1985.

[Fri33] R. Frisch. Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses. *Phys. Z.*, **86** : 42 – ..., 1933.

[HML+96] M. D. Hoogerland, D. Milic, W. Lu, H.-A. Bachor, K. G. H. Baldwin, and S. J. Buckman. Production of ultrabright slow atomic beams using laser cooling. *Austr. J. Phys.*, **49** : 567 – 575, 1996.

[HS75] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, **13** : 68 – ..., 1975.

[HWEH93] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, and W. Hänsch. Collective atomic dynamics in a magneto-optical trap. *Europhys. Lett.*, **21**(4) : 445 – 450, 1993.

[HZB89] J. L. Hall, M. Zhu, and P. Buch. Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(11) : 2194 – 2205, 1989.

[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.

[LCR+96] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, **77** : 3331 – 3334, 1996.

[Leb01] P. Lebedev. Untersuchungen über dir Druckkräfte des Lichtes. *Ann. Phys. (Leipzig)*, **6** : 433 – ..., 1901.

[Lec98] S. Lecomte. *Conception et réalisation d'un laser seminconducteur en cavité étendue et boucle d'asservissement.* Travail de diplôme, Université de Neuchâtel, 1998.

[LL81] K. Liu and M. G. Littman. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. *Opt. Lett.*, **6**(3) : 117 – 118, 1981.

[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.

[LWW+88] P. D. Lett, N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, **61**(2) : 169 – 172, 1988.

[MCG+93] J. J. Maki, N. S. Campbell, C. M. Grande, R. P. Knorpp, and D. H. McIntyre. Stabilized diode-laser system with grating feedback and frequency-offset locking. *Opt. Commun.*, **102** : 251 – 256, 1993.

[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.

[NH03] E. F. Nichols and G. F. Hull. The pressure due to radiation. *Phys. Rev.*, **17** : 26 – ..., 1903.

[NWE90] J. Nellessen, J. Werner, and W. Ertmer. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam. *Opt. Commun.*, 78(3,4) : 300 – 308, 1990.

[Pet91] K. Petermann. *Laser Diode Modulation and Noise*. Advances in Optoelectronics. Kluwer Academic Publishers, 1991.

[PPM82] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. Metcalf. Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, **49** : 1149 – 1153, 1982.

[Ram56] N. F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, 1956.

[Rei85] F. Reif. *Statistical and Thermal Physics*. McGraw-Hill International Editions, 1985.

[RHB+97] D. Reinhard, B.D. Hall, P. Berthoud, S. Valkealahti, and R. Monot. Size-dependent icosahedral-to-fcc structure change confirmed in unsupported nanometer-sized copper clusters. *Phys. Rev. Lett.*, **79**(8) : 1459 – 1462, 1997.

[RHB+98] D. Reinhard, B.D. Hall, P. Berthoud, S. Valkealahti, and R. Monot. Unsupported nanometer-sized copper clusters studied by electron diffraction and molecular dynamics. *Phys. Rev. B*, 58(8) : 4917 – 4926, 1998.

[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.

[RTLB99] E. L. Rafac, C. E. Tanner, A. E. Livingston, and H. G. Berry. Fast-beam laser lifetime measurements of a cesium 6P-2(1/2,3/2) states. *Phys. Rev. A*, **60**(5) : 3648 – 3662, 1999.

[RWMC90] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, and S. Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, **64**(14) : 1658 – 1661, 1990.

[Sag96] N. Sagna. *Refroidissement d'atomes de césium : étude expérimentale et théorique sur les caractéristiques du piégage.* Thèse de doctorat, Université de Neuchâtel, 1996.

[SCD+94] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, and W. Ertmer. Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne* atomic beam. *Opt. Commun.*, **111** : 155 – 162, 1994.

[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.

[SDP+90] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below 3 μk. *Europhys. Lett.*, **12**(8) : 683 – 688, 1990.

[Sie86] A. E. Siegman. *Lasers.* Oxford University Press, 1986.

[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.

[SSM+96] T. B. Swanson, N. J. Silva, S. K. Mayer, J. J. Maki, and D. H. MacIntyre. Rubidium atomic funnel. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(9) : 1833 – 1836, 1996.

[SSW+89] B. Sheehy, S.-Q. Shang, R. Watts, S. Hatamian, and H. Metcalf. Diode-laser deceleration and collimation of a rubidium beam. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** : 2165 – 2170, 1989.

[Tho90] P. Thomann. On the length of the drift region in the Ramsey cavity. In *Proc. 22nd annual Precise Time and Time Interval (PTTI) applications and planning meeting*, 331–338. NASA Conf. Publ. 3116, 1990.

[TKH+97] M. E. Tobar, J. Krupka, J. G. Hartnett, E. N. Ivanov, and R. A. Woode. Sapphire-rutile frequency temperature compensated whispering gallery microwave resonator. In *Proc. 1997 IEEE Int. Frequency Control Symp.*, 1000 – 1008, 1997.

[Uni91] *Le Sytème International d'Unites (SI).* Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 6^{e} édition, 1991.

[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] J. Vanier and C. Audoin. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.

[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.

[WAVD97] S. Weyers, E. Aucouturier, C. Valentin, and N. Dimarcq. A continuous beam of cold cesium atoms extracted from a two-dimensional magneto-optical trap. *Opt. Commun.*, **143**(1 – 3) : 30 – 34, 1997.

[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.

[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.

[WI79] D. J. Wineland and W. M. Itano. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A*, **20**(4) : 1521 – 1540, 1979.

[WSR96] M. Walhout, U. Sterr, and S. L Rolston. Magnetic inhibition of polarization-gradient laser colling in $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses. *Phys. Rev. A*, **54**(3) : 2275 – 2279, 1996.

[YDNP94] J. Yu, J. Djemaa, P. Nosbaum, and P. Pillet. Funnel of orientated Cs atoms. *Opt. Commun.*, **112** : 136 – 140, 1994.

Biographie

Je suis né le 16 mai 1969 à Bienne, de nationalité suisse et originaire de Chézard-St-Martin (NE). Après avoir accompli mes écoles obligatoires à Bienne (1975-1984), j'ai suivi les cours du Gymnase Français de Bienne (1984-1988) pour obtenir mon certificat cantonal de maturité type C en 1988. J'ai poursuivi ma formation professionnelle par des études de physique à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (1988-1992) et obtenu mon diplôme d'ingénieur physicien EPFL en 1993.

Le sujet de ce travail de diplôme était intitulé « Structure de petites particules de cuivre non supportées ». Pour ce faire, j'ai adapté une source à agrégation pour la production d'un jet moléculaire d'agrégats de cuivre (*cluster*). Par diffraction électronique à haute énergie (HEED), des transitions de structure entre l'atome et la matière ont été observées pour la première fois avec du cuivre [RHB+97, RHB+98].

J'ai ensuite été engagé en tant qu'ingénieur aux Câbles de Cortaillod SA (NE) (1993-1995). J'y ai exercé deux activités différentes. Au Bureau d'Etudes Energie, les calculs d'ingénierie particuliers m'étaient confiés (thermique, électro-technique, sismique, ...), incluant leur présentation auprès des clients en Suisse et à l'étranger. Au Laboratoire d'Essais des Matériaux, j'ai notamment développé une méthode fiable et reproductible de vieillissement accéléré de plastiques réticulés sur des câbles d'énergie miniatures. Cette technique réduit considérablement les coûts de développement avant le passage de ces nouveaux matériaux en production.

Après ce passage dans le secteur privé, j'ai été engagé comme candidat au doctorat à l'Observatoire cantonal de Neuchâtel (1996-2000). Mon travail de thèse, qui fait l'objet de ce mémoire, a consisté à développer une source continue d'atomes froids et lents de césium. Grâce aux résultats prometteurs obtenus, l'Observatoire cantonal de Neuchâtel a pu débuter la construction du premier étalon primaire de temps et fréquence basé sur une fontaine continue d'atomes froids.

Par la bourse de Jeune Chercheur que j'ai obtenu du Fond National Suisse pour la Recherche Scientifique, j'envisage de poursuivre ma formation dans le domaine des atomes froids (2000-2001) au Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA), Boulder, Colorado, USA. Le sujet de mon projet s'intitule « Coupling of ultracold atoms into atomic guides ». Après m'être familiarisé avec les techniques les plus avancées de refroidissement atomique aboutissant à la condensation de Bose-Einstein, l'objectif sera de guider ces boules pulsées ou ce jet continu d'atomes ultrafroids au moyen de guides magnétiques ou fibres atomiques creuses. L'application de cette technologie pourrait déboucher sur la première réalisation d'un laser utilisant des atomes en lieu et place de photons.

Remerciements

Ce travail de recherche a été réalisé en intégralité à l'Observatoire cantonal de Neuchâtel, mais présenté et défendu à l'Université de Neuchâtel. Son financement a été assuré par le Fond National Suisse pour la Recherche Scientifique et par l'Office Fédéral de Métrologie. Nombreuses sont les personnes y ayant contribué et que je tiens à remercier chaleureusement.

Giovanni Busca, directeur de l'Observatoire et directeur de thèse, m'a accueilli dans cet environnement de recherche appliqué très stimulant. Je tiens à le remercier pour avoir cru en ce travail original, qui porte aujourd'hui ses fruits avec la construction de la fontaine continue.

J'exprime ma gratitude à René Dändliker, Noël Dimarcq et Antoine Weis pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, ainsi que pour l'attention qu'ils ont portée à ce mémoire.

Pierre Thomann, directeur de recherche, a su éveiller en moi la beauté de la Recherche, m'entourant dans les moments de doute, tout en laissant libre cours à mon initiative personnelle. Je lui dois beaucoup de mon apprentissage de physicien et lui en suis très reconnaissant.

Gregor Dudle s'est tout d'abord comporter en vrai parrain à mon arrivée à l'Observatoire, me dévoilant bon nombre de filons expérimentaux. Ses compétences en informatique, ces conseils très pragmatiques, de même que sa relecture précise de ce mémoire m'ont été très précieux.

Ma plus belle période passée à l'Observatoire, essentiellement sur le plan humain, a coïncidé avec les stages qu'ont effectués Emmanuel Fretel et Steve Lecomte. Quel régal est la Recherche dans une telle ambiance et avec la complicité que nous avions!

Parmi les autres membres du groupe « césium », je ne saurais oublier Nicolas Sagna à mes débuts, ainsi qu'Alain Joyet et Gaetano Mileti actuellement.

Un tel projet de recherche n'aurait pas pu être réalisé sans l'apport de collaborateurs tant scientifiques, techniques qu'administratifs. Bien que chacun y ait contribué, ne serait-ce que par les relations humaines qui se sont nouées, je tiens à relever plus particulièrement le travail accompli par certaines per-

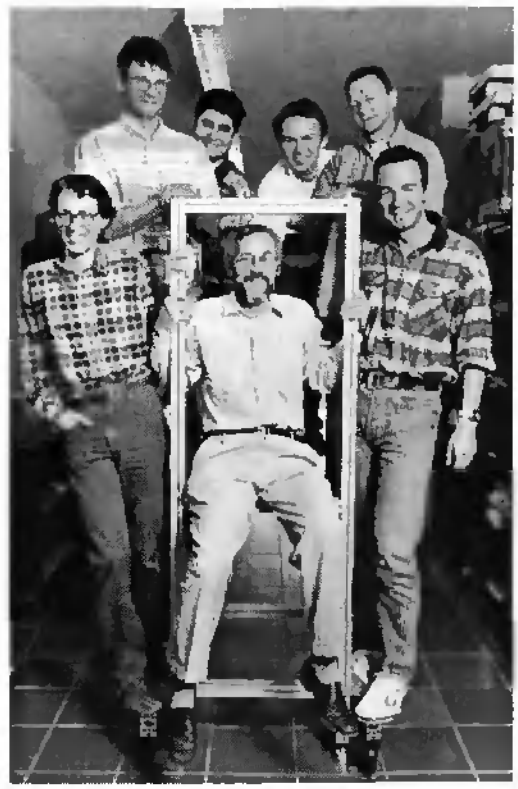


Fig. F.1 – Photo du groupe « césium » : de gauche à droite, derrière, Gregor Dudle, Gaetano Mileti, René Maurer, Jean-François Léchenne, et devant, Alain Joyet, Pierre Thomann et Patrick Berthoud.

sonnes. De par la précision de ses réalisations mécaniques et sa serviabilité, Jean-François Léchenne a été indispensable pour mener à bien ce projet. Bien que moins impliqués, d'autres collaborateurs m'ont rendu de fiers services : Jean-Claude Sapin et René Maurer pour la mécanique, Monique Frosio, Marianne Toimil, Marc Durrenberger, François Delaquis et Roland Gentsch pour l'électronique, Simone Wütrich et Anne Thierrin pour le côté administratif et Pierre Schnegg pour l'informatique.

Le soutien de ma famille fut également très important. Je tiens à remercier particulièrement mes parents Clélia et Eric pour m'avoir donné la possibilité d'entreprendre ces études, mais également soutenu tout au long de ces années. Les encouragements de Joelle, le punch de Michèle et les mots de réconfort d'Odile m'ont assurément poussé jusqu'à l'aboutissement de ce travail.

MERCI à tous.