

Orsay  
n° d'ordre:

Université de Paris-Sud  
Centre d'ORSAY

**THESE**

présentée  
pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCE**

Par

**Saïda GUELLATI**

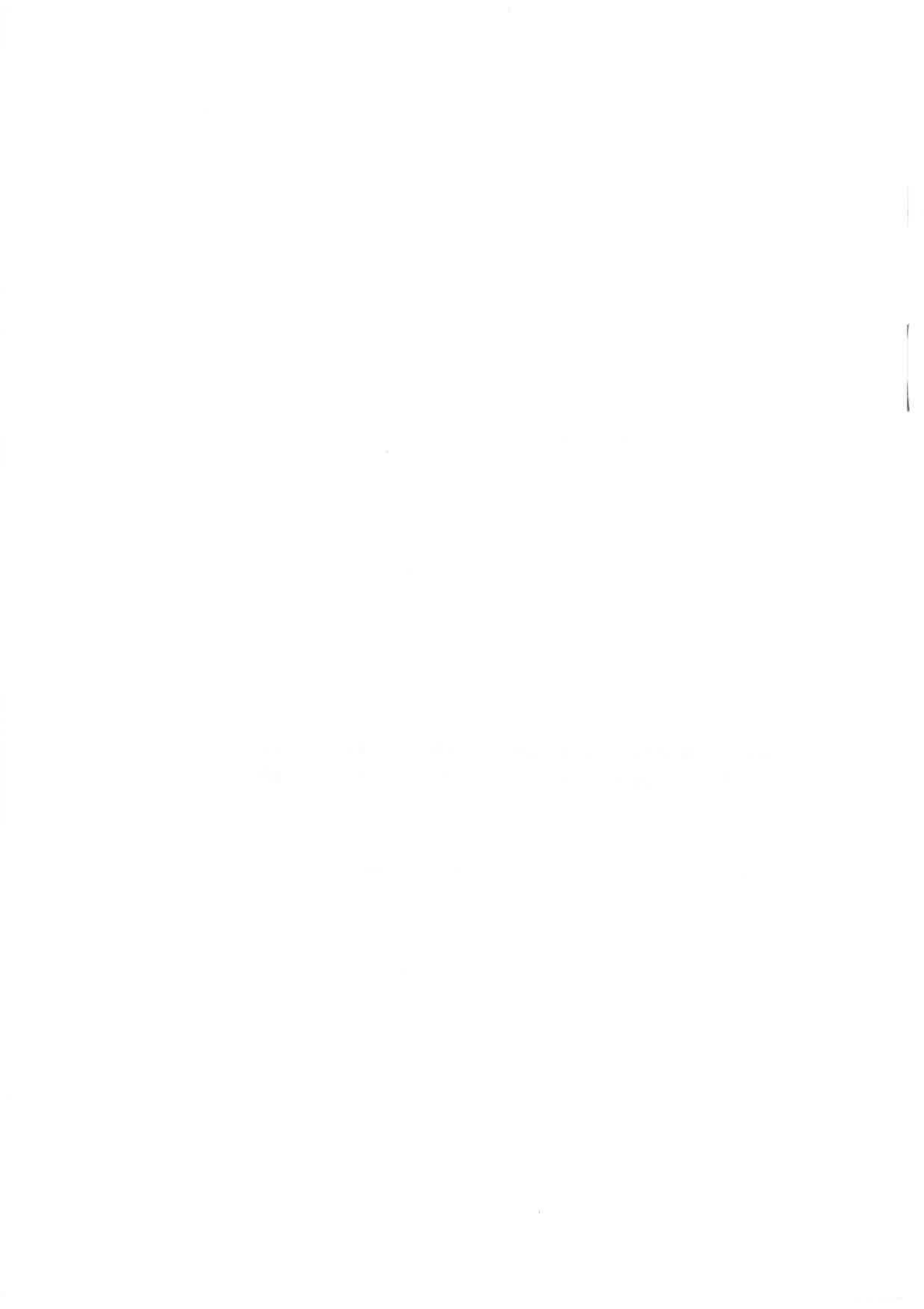
Sujet:

**Atomes refroidis par laser: spectroscopie à haute résolution en jet et en fontaine atomiques sur la transition de l'horloge à césium**

soutenue le 15 janvier 1992 devant la Commission d'Examen

MM.

J. Baudon	Président
A. Clairon	
M. Désaintfusien	Rapporteur
W. D. Phillips	
P. Pillet	
C. Salomon	
A. Taleb	
J.L. Picqué	Membre invité



*A mes parents*

*A la mémoire de M'mani et Djedda*



*Les dieux avaient condamné Sisyphe à rouler sans cesse un rocher jusqu'au sommet d'une montagne d'où la pierre retombait par son propre poids. Ils avaient pensé avec quelque raison qu'il n'est pas de punition plus terrible que le travail inutile et sans espoir.*

*Je laisse Sisyphe au bas de la montagne ! On retrouve toujours son fardeau. Mais Sisyphe enseigne la fidélité supérieure.....Chacun des grains de cette pierre, chaque éclat minéral de cette montagne pleine de nuit, à lui seul, forme un monde. La lutte elle-même vers les sommets suffit à remplir un coeur d'homme. Il faut imaginer Sisyphe heureux.*

*Le mythe de Sisyphe*

*A. Camus*



## *Remerciements*

Quand j'ai frappé à la porte de la recherche, ils étaient nombreux à m'accueillir. Il y a ceux qui sont partis, je dirai par la force des choses, j'évoque là la mémoire de S. Liberman. Il y a ceux qui sont partis parce qu'il fallait partir, je remercie J. L. Picqué d'avoir guidé mes débuts au Laboratoire Aimé Cotton. Et puis il y a ceux qui ont fait le chemin avec moi jusqu'au bout. Parmi ceux-là, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à A. Clairon qui m'a fait partager sa "belle" passion pour la physique et profiter de sa grande compétence avec beaucoup de discrétion et d'intérêt "Merci André". Je remercie également C. Salomon, qui par son enthousiasme et la clarté de ses explications a toujours réussi à éclairer mon esprit quand il sombrait dans la confusion totale. P. Pillet a suivi la rédaction de cette thèse avec beaucoup d'intérêt et de disponibilité, je lui suis très reconnaissante. Je dis aussi " Xie-Xie" à mon ami J. Yu qui a toujours su asservir mon tempérament méditerranéen un peu nerveux sur son calme asiatique, aussi bien en face d'une diode-laser rebelle que sur les pistes de ski. J'ai eu la chance de rencontrer sur mon chemin M. C. Gagné dont la complicité m'était très utile.

J'ai eu le grand plaisir de travailler avec le groupe de C. Cohen-Tannoudji qui a porté beaucoup d'attention à ce travail, je le remercie. Je remercie également J. Dalibard pour son importante contribution théorique à ce travail et tous les membres de la S18 du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, pour l'extraordinaire ambiance scientifique que j'ai eu la chance de partager.

Je remercie aussi le Groupe "d'André" du Laboratoire Primaire des Temps et Fréquence ( L.P.T.F ) pour la disponibilité et pour l'accueil chaleureux auquel j'ai eu toujours droit lors des mes passages dans ce laboratoire.

Je remercie le professeur J. Baudon pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de présider le jury à ma soutenance de thèse. Le professeur M. Desaintfuscin a accepté d'être le rapporteur, je l'en remercie.

La participation W. D. Phillips aux expériences en mélasse optique m'a été très profitable, je le remercie d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je tiens aussi à exprimer mes remerciements au professeur A. Taleb pour la qualité de ses cours qui m'a attirée vers la physique atomique et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Les expériences en jet ralenti n'auraient pu être réalisées sans la contribution de R. Leroux qui a mis au point l'électronique des diode-lasers. A. Richard m'a fait découvrir la "magie" de l'informatique, c'est peut être dangereux pour un

physicien mais c'est quand même sympa. Je suis très sensible à l'assistance technique qui m'était offerte pendant la rédaction de cette thèse par G. Hubbart, J. Sinzelle, B. Démarets et J. M. Sintès.

Avec un peu de recul, je me rends compte que tous les membres du Laboratoire Aimé Cotton ont contribué à la réalisation de ce travail, soit par une idée, soit même par " un mot gentil", je n'oublierai pas la patience des Pelletier ni les gronderies de "Setra" qui ramassait infatigablement les tasses de café que je laissais traîner derrière moi. Merci à tous

Je clôture cette liste qui peut être encore plus longue par un clin d'oeil à "mes compagnons du dimanche " Nordine, Nadia et Fiala.



*Laser cooling of neutral atoms: high resolution spectroscopy of cesium clock transition in atomic beam and atomic fountain*

***Abstract:***

This thesis reports two laser cooling techniques of neutral atoms and their application to high resolution spectroscopy of cesium clock transition. In a first experiment, we use a slowed and a cooled atomic beam with laser frequency chirping technique. A theoretical model allowses to describe the beam characteristics. We observe a three kilohertz Ramsey resonance for one centimeter interaction length in a microwave cavity. In a second experiment , we have first analyzed the equilibrium temperature of cesium atoms released from an optical molasses, versus laser intensity and detuning from resonance. We compare these results with a sub-Doppler theoretical prediction and we determine precisely the limit temperature achieved by this mecanisms. Then we report the realization of the Zacharias proposal for observing a Ramsey resonance in atomic fountain. Lunched upward from a moving molasses, atoms pass once through a microwave cavity, continue to the summit of their trajectory, then fall again through the same cavity, completing the separated-fields interaction. We measure a fringe width of two hertz. The last chapter of this thesis discusses the evaluation of systematical errors and the perspectives of the proposed techniques. We anticipate a two order of magnitude gain for accuracy and stability compared to any existing clock.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF POLITICAL SCIENCE

Abstract

This paper examines the role of the state in the development of the economy in the context of the transition from a centrally planned economy to a market economy. It argues that the state plays a crucial role in the process of economic reform, particularly in the areas of privatization, macroeconomic stabilization, and the establishment of a legal and institutional framework for a market economy. The paper also discusses the challenges faced by the state in this process, such as the need to balance the interests of different social groups and to ensure the stability of the economy during the transition. The author concludes that the success of the transition depends on the ability of the state to implement these reforms effectively and to maintain a stable and growing economy in the long run.

## **Introduction générale**

De nombreuses expériences de physique, de spectroscopie à très haute résolution ou de vérification précise des lois fondamentales, sont souvent limitées par l'énergie thermique des atomes dans l'échantillon utilisé. En spectroscopie et en particulier dans l'horloge atomique à césium les erreurs systématiques qui limitent la précision dépendent de la distribution de vitesse des atomes, par exemple l'effet Doppler du premier et du second ordre.

Depuis la prise de conscience de ce type de problèmes, les physiciens ont œuvré à l'élaboration de techniques plus ou moins sophistiquées pour réduire l'importance de ces effets. Plusieurs méthodes ont vu le jour : la spectroscopie sur jet atomique thermique où refroidi et sur jet supersonique, l'absorption saturée, les franges de Ramsey, la spectroscopie à deux photons etc... Toutes ces techniques ont eu un impact considérable en spectroscopie. Une alternative séduisante à ces techniques est de réduire directement la distribution de vitesse des atomes. Ceci est maintenant possible à l'aide des méthodes de refroidissement laser. C'est dans ce cadre que s'inscrit le travail présenté dans ce mémoire.

Les techniques de manipulation de la vitesse des atomes par laser ont eu un essor important sur les vingt dernières années. En effet la réalisation d'échantillons atomiques de température aussi basse que 1-2 mK et la possibilité d'avoir des densités d'atomes froids importantes ont encouragé de nombreuses équipes dans le monde à étudier plusieurs applications: outre la métrologie, on peut citer l'interférométrie atomique, la physique des collisions, la recherche d'un éventuel comportement collectif de ces atomes froids (Condensation de Bose-Einstein)... L'objet de ce mémoire est l'utilisation de ces techniques pour améliorer les performances des horloges atomiques. En particulier l'atome de césium qui est actuellement l'étalon primaire de temps, est très favorable à ce type d'application, dans la mesure où sa structure atomique comporte une transition à deux niveaux quasi-fermée tout à fait adaptée aux expériences de refroidissement. Cette transition se situe dans la gamme infrarouge où les sources accordables sont disponibles, en particulier les diode-lasers. Nous présentons deux possibilités d'utilisation d'atomes manipulés par laser pour l'horloge à césium, d'une part le ralentissement et le refroidissement d'un jet atomique (expérience à une dimension) et d'autre part la production d'un échantillon d'atomes refroidis par confinement visqueux à quelques micro-kelvin (mélasse optique à trois dimensions) et utilisé pour réaliser une fontaine atomique.

Le travail présenté dans cette thèse est le fruit d'une collaboration entre trois laboratoires: le laboratoire Aimé-Cotton, le laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure de Paris et le laboratoire primaire du temps et de fréquences de l'Observatoire de Paris. Au commencement de ce travail en 1988, les techniques de ralentissement de jets atomiques par laser avaient déjà été développées (1,2). Cependant, il fallait optimiser l'efficacité du ralentissement et le flux d'atomes lents, de façon à observer la transition de l'horloge à césium dans de bonnes conditions. Parallèlement à ces expériences, en 1988, des températures plus basses que la limite Doppler dans des mélasses à trois dimensions, ont été observées, tout d'abord par le groupe du N.I.S.T (National Institut of Standards and Technology) (3) puis par les groupes de l'Ecole Normale Supérieure de Paris (4) et de Stanford (5). Ces résultats et la compréhension rapide des nouveaux mécanismes de refroidissement (5,8), nous ont conduit à poursuivre ces projets non plus à partir d'un jet atomique mais à partir des atomes ultra-froids d'une mélasse optique. L'idée initiale était alors à laisser tomber les atomes d'une mélasse dans une cavité micro-onde. Cependant la mesure des très basses températures, dans la zone du micro-Kelvin ( soit une vitesse quadratique moyenne de l'ordre de 1 cm/s ) ( 9 ) nous ont poussés à tenter de réaliser le vieux projet de la fontaine atomique de Zacharias (10). On tire alors le meilleur parti du champ de pesanteur pour allonger le temps d'interaction avec la micro-onde.

Ce mémoire comporte quatre chapitres:

Le chapitre I sera consacré à un rappel des différents modèles théoriques développés dans le domaine du refroidissement et du ralentissement d'atomes neutres par laser. Nous introduisons les notions essentielles telles que les forces moyennes exercées par une ou plusieurs ondes lumineuses sur un atome, les fluctuations de ces forces autour de leurs valeurs moyennes et la notion de température. Deux exemples seront décrits en détail: le ralentissement d'un jet atomique par laser et la production d'une mélasse optique.

Le chapitre II rapporte le travail que j'ai effectué au laboratoire Aimé-Cotton entre Octobre 1988 et Janvier 1990. Il comporte deux parties. Dans la première partie, nous présentons un modèle simple d'un jet atomique ralenti par un laser balayé en fréquence. Le but cherché est d'étudier le flux d'atomes lents et sa distribution spatiale. Nous établissons une expression générale de la densité d'atomes ralentis en fonction des différents paramètres expérimentaux. La seconde partie concerne tout d'abord la présentation des résultats expérimentaux sur le ralentissement d'un jet d'atomes de césium. Ces résultats sont comparés au modèle théorique. Nous utilisons ensuite ce jet pour observer la transition de l'horloge atomique.

Le chapitre III présente les expériences auxquelles j'ai participé au laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure sur une mélasse optique à trois dimensions, entre Octobre 1989 et Février 1991. La première partie sera consacrée aux tests expérimentaux des nouveaux mécanismes de refroidissement sub-Doppler. La deuxième partie décrit une méthode originale de lancement des atomes d'une mélasse pour réaliser une fontaine atomique. Cette fontaine a ensuite été utilisée pour observer des franges de Ramsey très étroites ( 2Hz ) sur la transition de l'horloge. La résolution obtenue est de 30 à 1000 fois meilleure que celle des horloges à césium conventionnelles.

Le chapitre IV est consacré à la discussion des performances ultimes d'une horloge susceptible d'être réalisée soit à partir d'un jet ralenti ( Chapitre II ) soit à l'aide d'une fontaine atomique (Chapitre III ). Pour cela, nous donnerons une expression analytique pour la stabilité relative d'un oscillateur verrouillé en fréquence sur le signal de fontaine. Puis nous donnons l'ordre de grandeur des différentes erreurs qui peuvent affecter une horloge sur jet ou une horloge sur fontaine. Nous montrons qu'on peut espérer un gain de deux ordres de grandeur à la fois, en terme de stabilité et en terme d'exactitude, par rapport aux meilleures horloges à césium actuelles: la stabilité devrait atteindre  $10^{-16}$  par jour d'intégration et l'exactitude se trouverait également autour de  $10^{-16}$ .

Références.

- (1) W. D. Phillips et H. Metcalf, *phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- (2) W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall et M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- (3) P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould et H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- (4) Y. Shevy, D. S. Weiss, P. J. Ungar et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1118 (1989).
- (5) J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vanteenkiste and C. Cohen-Tanoudji, in proceedings of the 11th International Conference of Atomic Physics, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds ( World scientific, Sigapore, 1989).
- (6) S. CHu, D. S. Weiss, Y. Shevy and P. J. Ungar, in proceedings of the 11th International Conference of Atomic Physics, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds ( World scientific, Sigapore, 1989).
- (7) J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Am.* **B6**, 2023 (1989).
- (8) P. J. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Am.* **B6**, 2058 (1989).
- (9) C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- (10) A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991).

**Chapitre I**

**Ralentissement et refroidissement d'atomes par laser: rappels théoriques.**

Chapter 1

Introduction to the study of the history of the world



## Introduction.

Dès le 17<sup>ème</sup> siècle, l'homme avait déjà l'intuition que la lumière ne se contentait pas d'éclairer le monde, mais qu'elle pouvait même le mettre en mouvement. Ainsi en 1619 Képler avait attribué l'orientation de la queue des comètes à la pression de radiation exercée par le soleil. En établissant sa théorie sur l'électromagnétisme J. C. Maxwell avait abordé le calcul de la force de pression de radiation qui s'exerce sur les milieux polarisables (1). La première démonstration de l'existence de ces forces a été réalisée au début du siècle par Lebedev (2) et Nichols et Hull (3).

Une grande étape a été franchie avec les travaux de A.Einstein, qui a quantifié l'échange d'impulsion entre l'atome et le rayonnement, et postulé que le module du quantum d'impulsion échangée est égal à  $h\nu$  (4).

La première expérience de manipulation d'atomes par la lumière a été réalisée par Frisch, en 1933. Il observa la déflexion d'un jet de sodium éclairé transversalement par une lampe de sodium (5). Cette même expérience a été reprise de manière quantitative en 1972 au laboratoire Aimé-cotton, par J. L. Picqué et J. L. Vialle (6). En 1950 de nouvelles perspectives à l'interaction atome-rayonnement ont été données par A.Kastler. Il avait proposé alors de refroidir les atomes par pompage optique: effet lumineux calorifique (7). Cependant, pour pouvoir réaliser les idées les plus simples, il fallut attendre le développement des sources lasers: les propriétés de ces sources offrent aux atomes la possibilité d'échanger un grand nombre de photons avec le champ électromagnétique, dans un mode de rayonnement donné.

L'ère d'utilisation des lasers a été inaugurée par les travaux de Letokhov à Moscou (8) d'une part et d'Ashkin et Dziedzic à New Jersey (9-10) d'autre part. En 1975, Hänsch et Schawlow (11) ainsi que Wineland et Dehmelt (12) ont proposé de refroidir les atomes par laser. L'idée de Wineland et Dehmelt consistait à utiliser deux ondes électromagnétiques de même fréquence et de directions opposées. En 1980, le groupe de Letokhov (13) a commencé à ralentir un jet atomique par laser à fréquence fixe. Il a été gêné d'une part par l'effet Doppler qui mettait le laser rapidement hors résonance avec les atomes décélérés. D'autre part par les fuites par pompage optique, induit par le laser de ralentissement, qui diminuaient rapidement l'efficacité du processus. En surmontant ces difficultés, l'équipe de W.D.Phillips (14) a réussi à ralentir un jet atomique de sodium. Dans cette expérience, le problème de l'effet Doppler a été résolu, en faisant varier la fréquence de résonance par déplacement Zeeman de la transition considérée, en appliquant un gradient de champ magnétique le long de l'axe du jet. Une expérience équivalente a été réalisée en 1985, en balayant la fréquence laser et non plus celle de la transition (15). Suivant l'idée de T. W. Hänsch et A. Schawlow, S.Chu et

ses collaborateurs ont réussi à refroidir et confiner par simple viscosité optique (d'où le terme de mélasse optique), les atomes dans une zone définie par l'intersection de six faisceaux laser (16). Ils ont mesuré la température limite de  $240 \mu\text{K}$ , prédite par la théorie Doppler existante. Des températures en dessous de cette limite ont par la suite, été mesurées par l'équipe de W .D. Phillips (17). Ces résultats, confirmés un peu plus tard par d'autres équipes (18, 19), ont remis en cause la théorie du refroidissement Doppler et nécessité le développement d'une nouvelle théorie (19-20).

Je ne vais pas développer d'avantage les aspects historiques de ces problèmes, qui connaissent un essor important avec le travail de nombreuses équipes dans le monde. Le but de ce premier chapitre est plutôt pédagogique, il permet simplement d'introduire les notions importantes liées aux effets dynamiques de l'interaction atomes neutres - photons et de comprendre les mécanismes qui gèrent le mouvement de ces atomes dans une onde électromagnétique. Ces mécanismes élémentaires nous seront utiles pour la compréhension de la physique des expériences que nous avons réalisées.

## I. Position du problème.

Considérons un atome de masse  $m$ , assimilé à un système à deux niveaux  $e$  et  $f$ , d'énergies respectives  $\hbar\omega_e$  et  $\hbar\omega_f$  ( $\omega_e > \omega_f$ ). L'écart d'énergie entre ces deux niveaux est

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_e - \hbar\omega_f \quad (\text{I.1})$$

Supposons que cet atome, dans son état fondamental,  $f$  interagisse avec une onde électromagnétique de fréquence  $\omega$  et de vecteur d'onde  $k$ . A la suite à cette interaction, le photon communique à l'atome son impulsion  $\hbar k$  et son énergie  $\hbar\omega$ . Ecrivons les équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie du système atome + photon au cours de ce processus:

$$\begin{cases} m \vec{v}_0 + \hbar \vec{k} = m \vec{v} \\ \frac{1}{2} m v_0^2 + \hbar\omega + \hbar\omega_f = \frac{1}{2} m v^2 + \hbar\omega_e \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

$\vec{v}_0$  et  $\vec{v}$  représentent les vitesses de l'atome avant et après l'interaction.

Le système (I.2) se réécrit en utilisant l'équation (I.1), sous la forme suivante

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{v} = \vec{v}_0 + \frac{\hbar \vec{k}}{m} \\ \hbar (\omega - \omega_0) = \hbar \vec{k} \vec{v}_0 + \frac{1}{2} \frac{(\hbar k)^2}{m} \end{array} \right. \quad (I.3)$$

Ce système d'équation permet d'introduire deux notions importantes dans l'étude des effets mécaniques de la lumière : l'énergie de recul  $E_R$  et la vitesse de recul  $v_R$  acquises par l'atome à la suite de l'absorption d'un photon. Ces notions qui seront fréquemment utilisées dans ce mémoire s'écrivent:

$$v_R = \frac{\hbar k}{m} \quad (I.4)$$

$$E_R = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (I.5)$$

Le tableau (I.1) présente, pour l'atome d'hydrogène et les atomes alcalins, les ordres de grandeur de l'énergie et la vitesse de recul ainsi que la largeur naturelle du niveau excité mis en œuvre.

Eléments	Energie de recul (KHz)	Largeur du niveau excité (MHz).	Vitesse de recul (cm/s)
Hydrogène (H)	14000	99.5	325.6
Lithium (Li)	65	5.8	8.5
Sodium (Na)	26.5	9.9	2.94
Potassium (K)	9	5.7	1.33
Rubidium (Rb)	4	5.9	0.60
Césium (Cs)	2	5.2	0.35

Tableau (I.1). Ordre de grandeurs de l'énergie et de la vitesse de recul ainsi que la largeur naturelle du niveau excité.

Nous constatons que l'énergie de recul est d'autant plus importante que la masse atomique est faible. Pour les éléments lourds (Cs,Na,Rb) la largeur naturelle est en moyenne de trois ordres de grandeur plus importante que le déplacement du niveau excité dû au recul. Ceci explique pourquoi cet effet n'a pu être observé qu'en spectroscopie sub-Doppler (21). Il apparait également sur ce tableau, que la vitesse de recul peut être très différente selon l'atome utilisé. Par exemple pour le césium et l'hydrogène, elles valent respectivement 3mm/s et 3 m/s soit un facteur 1000 entre ces deux valeurs.

En réalité le niveau excité e a une durée de vie radiative finie,  $\tau_{\text{rad}} = 1/\Gamma$  ( $\Gamma$  Largeur naturelle du niveau excité). Par conséquent une absorption est toujours suivie par une émission spontanée ou induite. En émettant un photon l'atome perd un quantum d'impulsion. En régime de faible intensité laser, l'atome se désexcite essentiellement par émission spontanée. Cette émission présente un caractère aléatoire. Les probabilités d'émission dans deux directions opposées sont égales. La conséquence directe de ces deux propriétés et qu'en moyenne la variation d'impulsion sur plusieurs cycles d'absorption et d'émission spontanée est non nulle: Pour un nombre N grand de cycles, l'atome acquiert une impulsion  $N \hbar \mathbf{k}$ .

A cette variation d'impulsion est associée une force appelée, force de pression de radiation, elle s'écrit:

$$\vec{F} = n \hbar \vec{k} \quad (\text{I.6}).$$

où n représente le nombre de photons absorbés par unité de temps, il s'écrit (22):

$$n = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{s_0 + 1} \quad (\text{I.7})$$

où  $s_0$  est le paramètre de saturation défini par:

$$s_0 = \frac{\frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.8})$$

où  $\delta$  est le désaccord à résonance et  $\Omega$  la fréquence de Rabi.

En remplaçant dans l'équation(I.6) n par son expression donnée en (I.7), on obtient:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{s_0 + 1} \quad (\text{I.9})$$

Cette force est maximale à forte saturation ( $s_0 \gg 1$ ) et vaut alors:

$$\vec{F}_{\text{Max}} = \frac{\Gamma}{2} \hbar \vec{k} \quad (\text{I.10})$$

L'accélération maximale  $a_{\text{Max}}$  associée à cette force s'écrit

$$a_{\text{Max}} = \frac{\hbar k}{2m} \Gamma = \frac{v_R}{2 \tau_{\text{rad}}} \quad (\text{I.11})$$

Le tableau suivant donne les ordres de grandeurs de l'accélération maximale pour l'atome d'hydrogène et les atomes alcalins. Nous constatons que cette accélération est d'autant plus importante que l'élément considéré est léger.

Elément	$a_{\text{Max}}$ ( m/s <sup>2</sup> )
Hydrogène (H)	10 <sup>9</sup>
Lithium (Li)	1.56 10 <sup>6</sup>
Sodium (Na)	9.15 10 <sup>5</sup>
Potassium (K)	2.4 10 <sup>5</sup>
Rubidium (Rb)	1.1 10 <sup>5</sup>
Césium (Cs)	5.77 10 <sup>4</sup>

Tableau (I.2). Ordre de grandeurs de l'accélération subie par l'atome d'hydrogène et les atomes alcalins dans un régime de forte saturation.

Nous avons jusqu'ici, introduit trois notions essentielles caractérisant les effets mécaniques de l'interaction atome-photon: L'énergie et la vitesse de recul ainsi que la force de pression de radiation. Dans la suite nous adopterons une approche semi-classique, pour faire un calcul plus rigoureux des forces radiatives moyennes exercées sur un atome en interaction avec un champ électromagnétique.

## II. Forces radiatives moyennes.

### II.1. Hamiltonien du système.

Considérons l'atome déjà défini dans le paragraphe précédent. Nous supposons que son centre de masse ( $m$ ) est animé d'une vitesse  $v$ . Cet atome interagit avec une onde électromagnétique de fréquence  $\omega$  et de vecteur d'onde  $k$  (parallèle à l'axe Oz). Le champ électrique associé, s'écrit:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{e} E(x, y) e^{i(\omega t - kz)} + CC \quad (I.12)$$

Le vecteur  $\vec{e}$  représente la polarisation de l'onde électromagnétique.

Le Hamiltonien du système atome+champ, s'écrit dans l'approximation semi-classique:

$$H = \frac{P^2}{2m} + H_a + H_{int} \quad (I.13)$$

$\frac{P^2}{2m}$  est le Hamiltonien énergie cinétique du centre de masse.

$H_a$  est le Hamiltonien interne de l'atome non perturbé, il s'écrit:

$$H_a = \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_f |f\rangle\langle f|$$

$H_{int}$  représente le Hamiltonien d'interaction avec le rayonnement incident qui en jauge de coulomb s'écrit

$$H_{int} = -\vec{D} \cdot \vec{E} \quad (I.14)$$

où  $\vec{D}$  est l'opérateur moment dipolaire de l'atome.

Dans l'approximation du champ tournant,  $H_{int}$  s'écrit comme:

$$H_{int} = \frac{\hbar \Omega(x,y)}{2} (|e\rangle\langle f| e^{i(\omega t - kz)} + |f\rangle\langle e| e^{-i(\omega t - kz)})$$

où  $\Omega$  est la pulsation de Rabi donnée par

$$\Omega(x,y) = -2 \frac{\vec{e} \cdot \vec{d}_0}{\hbar} E(x,y) \quad (I.15)$$

avec

$$\vec{d}_0 = \langle e | \vec{D} | f \rangle = \langle f | \vec{D} | e \rangle \quad (\text{I.16})$$

Sans perte de généralité, nous supposons dans la suite que  $\Omega(x, y)$  est réelle.

## II.2 Evolution de l'état interne:

L'état interne du système est décrit par la matrice densité  $\rho$ . L'équation d'évolution de  $\rho$  est donnée par l'équation de Schrödinger:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \dot{\rho}_{sp} \quad (\text{I.17})$$

$\dot{\rho}_{sp}$  représente l'amortissement dû à l'émission spontanée

Le taux d'amortissement vaut  $\Gamma$  pour les populations et  $\Gamma/2$  pour les cohérences. Développons l'équation (I.17) en utilisant les équations (I.13) et (I.14). On obtient:

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{ee}}{dt} = \left( -\frac{i\Omega}{2} \left( \rho_{fe} e^{i(\omega t - kz)} - \rho_{ef} e^{-i(\omega t - kz)} \right) \right) - \Gamma \rho_{ee} \\ \frac{d\rho_{ff}}{dt} = -\frac{d\rho_{ee}}{dt} \\ \frac{d\rho_{ef}}{dt} = \left( i\omega_0 - \frac{\Gamma}{2} \right) \rho_{ef} + \left( \frac{i\Omega}{2} (\rho_{ee} - \rho_{ff}) e^{i(\omega t - kz)} \right) \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

où

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_e - \hbar\omega_f$$

En utilisant le changement de variables suivant:

$$\begin{cases} \sigma_{ef} = \rho_{ef} e^{-i(\omega t - kz)} \\ \sigma_{ee} = \rho_{ee} \\ \sigma_{ff} = \rho_{ff} \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

Le système (I.18) se transforme comme :

$$\begin{cases} \frac{d\sigma_{ee}}{dt} = \frac{i\Omega}{2} (\sigma_{ef} - \sigma_{fe}) - \Gamma\sigma_{ee} \\ \frac{d\sigma_{ff}}{dt} = -\frac{d\sigma_{ee}}{dt} \\ \frac{d\sigma_{ef}}{dt} = \left( i(\delta - kv_z) - \frac{\Gamma}{2} \right) \sigma_{ef} - \frac{i\Omega}{2} (\sigma_{ff} - \sigma_{ee}) \end{cases} \quad (I.20)$$

$v_z$  représente la projection de la vitesse de l'atome suivant un axe Oz.

$\delta$  représente le désaccord entre la fréquence  $\omega$  de l'onde incidente et la fréquence  $\omega_0$  de la transition atomique mise en jeu:

$$\delta = \omega - \omega_0 \quad (I.21)$$

Introduisons le vecteur de Bloch défini par:

$$\begin{cases} U = \frac{\sigma_{ef} + \sigma_{fe}}{2} \\ V = \frac{\sigma_{ef} - \sigma_{fe}}{2i} \\ W = \frac{\sigma_{ee} - \sigma_{ff}}{2} \end{cases} \quad (I.22)$$

L'utilisation de ce vecteur permet une représentation élégante de l'état interne du système. Les deux premières composantes représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la cohérence. La dernière composante représente la différence de population entre les deux niveaux d'énergie.

son évolution est donnée par:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = -\frac{\Gamma}{2} U + (\delta - kv_z) V \\ \frac{dV}{dt} = -\frac{\Gamma}{2} V - (\delta - kv_z) U - \Omega W \\ \frac{dW}{dt} = -\Gamma \left( W + \frac{1}{2} \right) + \Omega V \end{cases} \quad (I.23)$$

Avec les conditions initiales suivantes:



$$\sigma_{ee} = 0, \sigma_{ff} = 1 \text{ et } \sigma_{ef} = \sigma_{fe} = 0$$

La solution stationnaire du système (I.23) s'écrit:

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{st} = \frac{(\delta - kv_z)}{\Omega} \frac{s}{s+1} \\ V_{st} = \frac{\Gamma}{2\Omega} \frac{s}{s+1} \\ W_{st} + \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \frac{s}{s+1} \end{array} \right. \quad (\text{I.24})$$

où la saturation  $s$  définie ici tient compte de l'effet Doppler et vaut:

$$s = \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \left(2 \frac{(\delta - kv_z)}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.25})$$

Ces valeurs stationnaires du vecteur de Bloc nous serviront dans la suite pour établir l'expression de la force moyenne exercée sur l'atome par le rayonnement électromagnétique.

### II.3. Expression générale de la force radiative moyenne.

#### II.3.1. Théorème d'Ehrenfest.

La force radiative moyenne s'écrit, en utilisant le théorème d'Ehrenfest (23) par:

$$\vec{F} = - \left\langle \vec{\nabla}_R H \right\rangle \quad (\text{I.26})$$

Dans l'expression du Hamiltonien  $H$  donnée dans (I.13), seul  $H_{int}$  dépend des coordonnées spatiales via le champ électromagnétique. La force moyenne s'écrit alors:

$$\vec{F} = - \left\langle \vec{\nabla}_R H_{int} \right\rangle \quad (\text{I.27})$$

Finalement en utilisant l'expression du Hamiltonien d'interaction donnée dans (I.14), et en supposant que le gradient de polarisation de l'onde électromagnétique est nul, la force radiative moyenne s'écrit:

$$\vec{F} = \left\langle \vec{D}(t) \cdot \vec{e} \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \right\rangle \quad (\text{I.28})$$

Cette force est égale à la moyenne du produit de deux termes dont l'un décrit l'état interne du système atomique et l'autre dépend des variables externes.

### II.3.2. Approximations.

Nous discutons dans ce paragraphe deux hypothèses qui permettront de simplifier l'expression de la force donnée dans (I.28). Elles consistent à découpler l'évolution des variables externes et internes au cours de l'interaction.

a. La fonction d'onde décrivant l'état initial du système, est factorisée selon deux fonctions d'onde décrivant respectivement les états interne et externe. Nous supposons que les états interne et externe du système atomique évoluent suivant deux échelles de temps très différentes. Autrement dit on considère qu'au cours d'un cycle d'absorption émission spontanée le gain d'impulsion n'affecte pas sensiblement la vitesse du centre de masse. Il s'en suit que la fonction d'onde finale conserve cette propriété de factorisation, ce qui permet d'écrire:

$$\left\langle \vec{D}(t) \cdot \vec{e} \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \right\rangle = \left\langle \vec{D}(t) \cdot \vec{e} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \right\rangle \quad (\text{I.29})$$

b. La seconde hypothèse consiste à supposer que le paquet d'onde associé à l'atome reste localisé pendant l'interaction, dans ce cas nous pouvons écrire:

$$\left\langle \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \right\rangle = \vec{\nabla} E(\langle \vec{R} \rangle, t) \quad (\text{I.30})$$

Nous allons dans la suite discuter la validité de cette dernière hypothèse. Soit  $\Delta R$  l'extension spatiale du paquet d'onde associé à l'atome. Dans l'approximation semi-classique, l'atome est dit localisé si ses dimensions sont très petites devant la longueur d'onde  $\lambda$  associée au champ électromagnétique, c'est-à-dire:

$$\Delta R \ll \lambda \quad \text{où} \quad k\Delta R \ll 1 \quad (\text{I.31})$$

Cette condition de localisation reste conservée pendant la durée d'interaction  $t$ , si:

$$\frac{k \Delta P t}{m} \ll 1 \quad (\text{I.32})$$

où  $\Delta P$  est défini par la relation d'Heisenberg.

$$\Delta P \Delta R \approx \hbar \quad (\text{I.33})$$

Les conditions (I.31), (I.32) et (I.33) se résument en une seule condition:

$$E_R \ll \frac{\hbar}{2t} \quad (\text{I.34})$$

$E_R$  est l'énergie de recul déjà définie dans (I.4).

Pour un système à deux niveaux, le temps caractéristique de l'évolution de l'état interne est la durée de vie radiative  $\tau_{\text{rad}}$  du niveau excité  $e$ . Au delà de cette intervalle de temps on perd la cohérence entre les deux niveaux. La condition (I.34) reste largement vérifiée si

$$E_R \ll \hbar\Gamma \quad (\text{I.35})$$

Cette condition est satisfaite pour le césium ( voir tableau I.1), ce qui n'est plus le cas pour l'atome d'hydrogène. Ceci s'explique très bien en examinant les ordres de grandeur de la vitesse de recul qui vaut 3.5 mm/s pour Cs et 3.2 m/s pour l'hydrogène:

l'absorption de deux photons suffit à mettre l'hydrogène hors résonance avec le champ électromagnétique, alors qu'un millier est nécessaire pour le césium.

### II.3.3. Expression générale de la force radiative moyenne.

Nous nous restreignons aux atomes qui vérifient les approximations discutées au paragraphe précédent. Dans le cas d'une seule onde, le gradient de polarisation est nul, l'expression de la force radiative moyenne s'écrit:

$$\vec{F} = \langle \vec{D}(t) \cdot \vec{e} \rangle \cdot \vec{\nabla} E(\langle \vec{R} \rangle, t) \quad (\text{I.36})$$

En représentation d'interaction, la valeur moyenne de l'opérateur moment dipolaire s'écrit comme:

$$\langle \vec{D} \rangle = \text{tr}(\rho \vec{D}) \quad (\text{I.37})$$

soit après développement:

$$\langle \vec{D} \rangle = \vec{d}_0 (\rho_{ef} + \rho_{fe}) \quad (\text{I.38})$$

$\vec{d}_0$  est défini dans (I.16)

Le gradient du champ électromagnétique défini dans (I.12) est égal à:

$$\vec{\nabla} E(\vec{R}, t) = \left( \vec{\nabla} E_0 - i\vec{k}E_0 \right) e^{i(\omega t - kz)} + \text{CC} \quad (\text{I.39})$$

En remplaçant les équations (I.38) et (I.39) dans l'expression de la force (I.36) et en utilisant le changement de variable défini dans (I.19) on obtient:

$$\vec{F} = i\vec{k}(\vec{d}_0 \cdot \vec{E}_0)(\sigma_{ef} - \sigma_{fe}) + \vec{\nabla}(\vec{d}_0 \cdot \vec{E}_0)(\sigma_{ef} + \sigma_{fe}) \quad (I.40)$$

Cette expression s'écrit en fonction de la fréquence de Rabi et du vecteur de Bloch comme

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\Omega V - \hbar U \vec{\nabla}\Omega \quad (I.41)$$

Le temps caractéristique de l'évolution de l'état interne du système est le temps de relaxation  $\tau_{rad}$ , jusqu'ici on s'est placé dans l'hypothèse où l'état externe évolue sur une échelle de temps beaucoup plus grande. Ainsi dans l'expression (I.41), il est légitime de remplacer les variables U et V décrivant l'état interne du système, par leurs valeurs stationnaires données dans (I.24).

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} - 2\hbar\frac{s}{s+1} \frac{\vec{\nabla}\Omega}{\Omega} (\delta - kv_z) \quad (I.42)$$

La force radiative moyenne comporte deux composantes. La première composante, représente la force de pression de radiation. Quand l'intensité de l'onde augmente, elle tend vers une valeur limite qui représente simplement la force qui induit une variation d'impulsion de  $\hbar k$  sur un cycle de durée égale à  $2/\Gamma$  ( durée de vie radiative du niveau excité ). La seconde composante, appelée force dipolaire est proportionnelle au gradient d'intensité.( proportionnel au gradient de la pulsation de Rabi  $\Omega$ ) et au désaccord à résonance. Pour un désaccord vers le rouge cette force a tendance a ramener les atomes vers les zones de fortes intensité.

Expérimentalement selon les propriétés du champ électromagnétique ( intensité, désaccord et profil spatial ) il est possible de favoriser l'action de chacune des composantes. Dans la suite, nous allons illustrer deux cas particuliers et courants: onde plane et onde à profil transverse gaussien.

**II.3.3.a. Cas d'une onde plane.**

Nous supposons que le champ électromagnétique incident a une amplitude constante ( onde plane ):

$$E_0(x,y) = E_0 = \text{constante}$$

La composante proportionnelle au gradient de l'intensité ou à l'amplitude du champ est nulle. La force radiative moyenne se réduit à la force de pression de radiation.

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2} + \left( 2 \frac{(\delta - kv_z)}{\Gamma} \right)^2} \quad (I.43)$$

La figure(I.1) représente la variation du module de cette force en fonction du désaccord réduit  $\Delta$ , défini par:

$$\Delta = \frac{\delta - kv_z}{\Gamma} \quad (I.44)$$

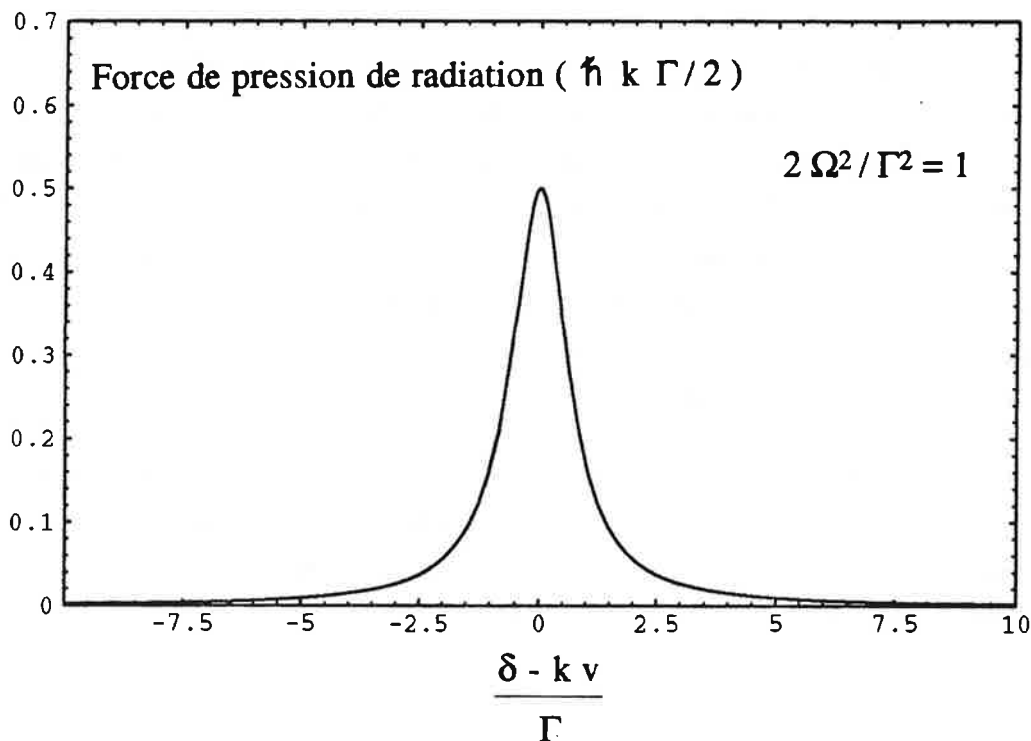


Figure (I.1). Variation de la force de pression de radiation en fonction de la vitesse de l'atome.

Comme la fréquence de l'onde incidente est fixe, ce tracé permet d'analyser le comportement en fonction de la vitesse. La forme de cette courbe présente un profil Lorentzien de largeur  $\Delta v_z$  égale à :

$$\Delta v_z = \frac{\Gamma}{k} \sqrt{1 + 2 \left( \frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2} \quad (\text{I.45})$$

D'autre part, cette force est maximale pour un désaccord Doppler nul et vaut:

$$\vec{F}_{\text{Max}} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2}} \quad (\text{I.46})$$

On constate que la largeur du profil en vitesse de la force ainsi que sa valeur maximale dépendent de la puissance de l'onde incidente. Quand celle-ci augmente, le module de la force a une limite finie: on dit que la force de pression de radiation est saturante. Elle vaut

$$\vec{F}_{\text{sat}} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \quad (\text{I.47})$$

### II.3.3.b. Cas d'une onde gaussienne.

Supposons que l'amplitude du champ électromagnétique présente un profil gaussien, défini par:

$$E_0(x,y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\rho_0}\right) \quad (\text{I.48})$$

$\rho_0$  est le waist du faisceau laser,  $x$  est la distance à l'axe du faisceau laser. Pour simplifier les calculs on suppose que l'amplitude du champ est indépendante de la variable  $y$ . Cette hypothèse ne change en rien la conclusion qu'on va obtenir. Pour  $s \gg 1$ , la force radiative moyenne définie dans (I.42) s'écrit comme:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} + \hbar \frac{x}{2} (\delta - kv_z) \vec{e}_x \rho_0 \quad (\text{I.49})$$

$\vec{e}_x$  est le vecteur unitaire selon l'axe (Ox).

Il apparaît dans (I.49) qu'en plus de la force de pression de radiation discutée précédemment, l'atome est soumis à une force transverse proportionnelle au désaccord et donc nulle à résonance. Cette force agit comme une force de rappel vers les zones intenses si le désaccord Doppler est négatif.

Pour avoir une idée de l'importance relative de ces deux effets, étudions l'exemple d'un jet atomique de césium éclairé à contre courant par un faisceau laser gaussien. Nous discuterons deux valeurs extrêmes d'intensité. L'équation de mouvement selon l'axe (Ox) d'un atome du jet s'écrit:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{F_x}{m} \quad (\text{I.50})$$

En remplaçant  $F_x$  par son expression déduite de (I.49) qui rappelons le vaut:

$$\vec{F}_x = \hbar (\delta - kv_z) \frac{x}{2} \vec{e}_x \rho_0 \quad (\text{I.51})$$

L'équation de mouvement devient

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \eta x = 0 \quad (\text{I.52})$$

où  $\eta$  est défini comme:

$$\eta = \frac{\hbar (\delta - kv_z)}{m} \frac{1}{2} \rho_0 \quad (\text{I.53})$$



Pour une vitesse  $v_z$  donnée, si le désaccord est négatif, le mouvement transverse est un mouvement oscillant. La période d'oscillation est égale à  $\tau_{\text{trans}} = 2\pi / \sqrt{\eta}$ . Cette période dépend manifestement du désaccord et de l'intensité. Pour comparer les deux forces, nous introduisons, à l'échelle des variables externes, un temps caractéristique  $\tau_{\text{Long}}$  de la force de pression de radiation. Ce temps est défini comme la durée nécessaire pour faire varier la vitesse d'un atome résonnant d'une quantité égale à la largeur du profil en vitesse de la force de pression de radiation.  $\tau_{\text{Long}}$  s'écrit:

$$\tau_{\text{Long}} = \frac{2}{3} \frac{\Gamma}{k a_{\text{Max}}} \frac{\left(1 + 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2}\right)^{3/2}}{2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2}} \quad (\text{I.54})$$

où l'accélération maximale  $a_{\text{Max}}$  est définie dans (I.11).

Nous discutons l'ordre de grandeur du rapport  $\tau_{\text{Long}} / \tau_{\text{trans}}$  dans deux régimes d'intensité extrêmes. Pour cela considérons un atome de césium appartenant à une classe de vitesse désaccordé de  $\Gamma/2$ .

a. Si l'intensité focalisée sur un waist  $\rho_0 = 5 \text{ mm}$ , est égale à l'intensité de saturation ( $2\Omega^2/\Gamma^2$  égale à un) on a:

$$\frac{\tau_{\text{trans}}}{\tau_{\text{long}}} \approx 6 \cdot 10^3$$

Dans ce régime, l'atome est rendu hors résonance avec le faisceau laser, sur une durée beaucoup plus faible que le temps nécessaire pour faire un déplacement transverse sensible. Cette force transverse est négligeable: cette situation est typique pour une expérience de ralentissement d'un jet atomique.

b. Si le faisceau laser est dix fois plus puissant et s'il est focalisé sur un waist de  $2.5 \mu\text{m}$ , nous avons:

$$\frac{\tau_{\text{trans}}}{\tau_{\text{long}}} \approx 1.5$$

En ce régime les deux temps caractéristiques sont du même ordre de grandeur. L'atome "sent" très bien l'effet de la force de gradient avant d'être sensiblement décéléré. Expérimentalement cette force de gradient d'intensité a déjà été utilisée pour confiner les atomes sur l'axe du jet (24).

### III. Origine des fluctuations de la force radiative.

Nous nous sommes occupés jusqu'à présent de l'analyse des effets dynamiques moyens de l'interaction atome-rayonnement. Cependant, la compréhension totale de la dynamique d'un atome dans une onde électromagnétique nécessite la prise en compte des fluctuations de la force radiative. Ces fluctuations sont indispensables pour introduire la notion de température dans les expériences de refroidissement.

Les fluctuations de la force radiative ont deux origines: La première est liée au caractère aléatoire de l'émission spontanée et la seconde aux fluctuations du nombre de photons absorbés. Dans le cas où l'atome interagit avec une onde stationnaire, une troisième origine des fluctuations est liée au fait que l'atome interagit aléatoirement avec chacune des ondes progressives. Si la saturation est importante, le processus d'absorption dans une onde progressive-émission stimulée dans l'autre onde progressive qui provoque une redistribution cohérente de photons entre les deux ondes (25), induit également des fluctuations.

L'adjonction de ces fluctuations au mouvement moyen confère à l'atome une dynamique similaire à celle d'un mouvement Brownien, où une particule de masse  $M$  subit dans un bain de particules légères de masse  $m$  ( $m \ll M$ ) plusieurs collisions. Dans l'espace des impulsions ces collisions lui infligent une marche au hasard de pas  $p$ . Un parallèle justifiable (25) peut être fait avec un atome qui effectue un mouvement diffusif dans un bain de photons, le pas de la marche au hasard est alors égal à un quantum d'impulsion  $\hbar k$ . L'effet de ces fluctuations est mesuré par le coefficient de diffusion  $D$ .  $D$  représente, la vitesse de déviation de l'impulsion par rapport à sa valeur moyenne.

$$D = \frac{1}{2} \frac{\langle (\Delta P)^2 \rangle}{\Delta t} \quad (\text{I.55})$$

où

$$\Delta P = P(t + \Delta t) - P(t) \quad (I.56)$$

où  $\Delta t$  est supposé très petit devant le temps caractéristique de l'évolution de l'impulsion (variable externe) et supérieur au temps de corrélation  $\tau_c$  de la force instantanée exercée sur les atomes. Quand les fluctuations de cette force sont induit uniquement par le caractère aléatoire de l'émission spontanée  $\tau_c^{-1}$  est égal à la largeur naturelle du niveau excité  $\Gamma$ . Des calculs plus généraux et détaillés reliant directement le coefficient de diffusion aux fluctuations du dipôle électrique ont été développés dans (25,26). Nous nous contenterons par la suite d'appliquer directement les résultats déjà obtenus dans la littérature.

#### IV. Mouvement des atomes dans un champ électromagnétique.

##### IV.1. Ralentissement d'un jet par laser.

###### IV.1.1. Principe.

Considérons un jet atomique caractérisé par sa distribution de vitesse thermique initiale  $W(v,0)$ . Nous éclairons ce jet à contre courant par un faisceau laser supposé, pour simplifier, être une onde plane, figure (I.2).

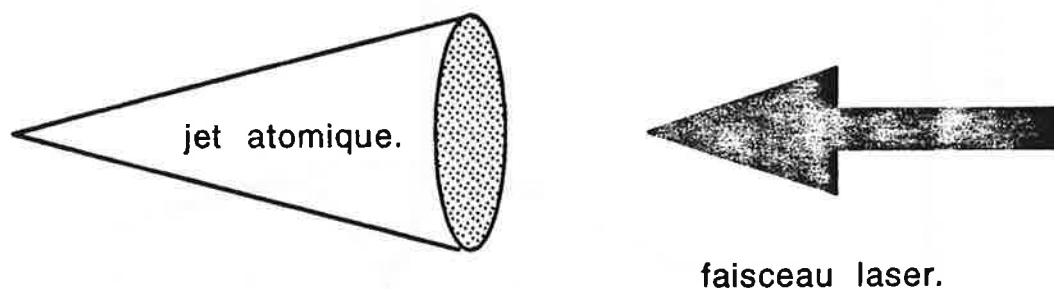


Figure (I.2). Ralentissement d'un jet atomique par laser.

Considérons les atomes de vitesse  $v_z$  résonnant avec la fréquence laser. Cette vitesse vérifie la condition de résonance suivante:

$$\Delta = \frac{\delta + kv_z}{\Gamma} = 0 \quad (I.57)$$

*Note: Dans l'expression (I.43) qui représente un cas général nous avons considéré les valeurs algébriques des quantités  $k$  et  $v_z$ . Cependant dans le cas présent, où le sens du mouvement des atomes est bien défini par rapport à la propagation de la lumière, nous avons considéré leurs modules. Ce qui justifie le changement de signe.*

Ces atomes subissent une décélération maximale. Si la fréquence du laser est fixe, une variation de vitesse égale à la largeur de résonance de la force de pression de radiation (I.45), réduit considérablement l'action de celle-ci. Sur le profil Doppler du jet atomique ceci se traduit par l'apparition d'un trou centré sur  $v_z$ . Tous les atomes appartenant à cette classe de vitesse sont déplacés et accumulés sur une classe de vitesse inférieure et adjacente figure (I.3).

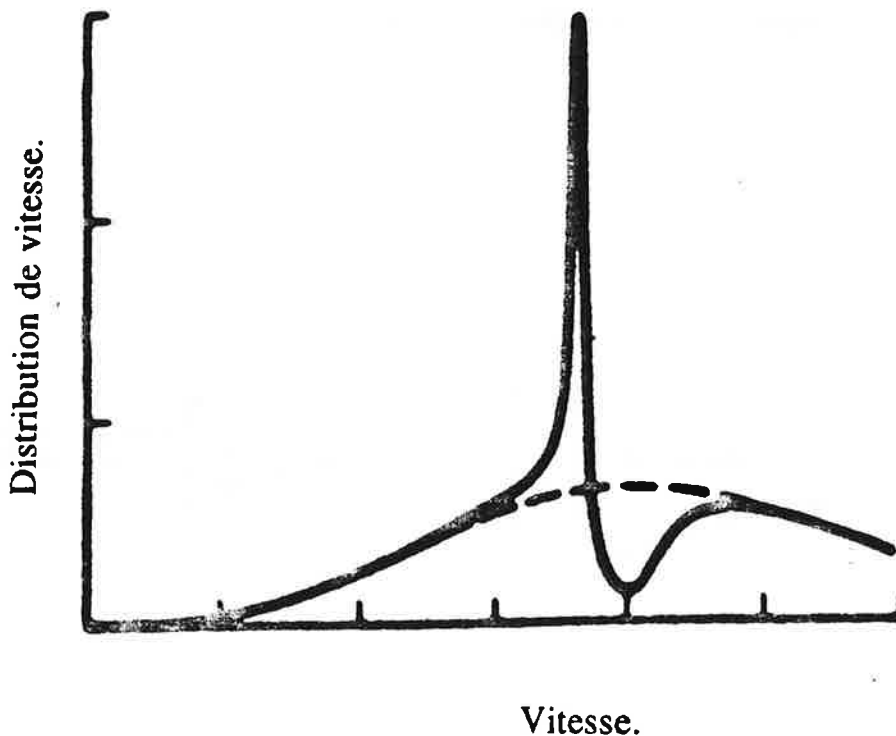


Figure (I.3). La classe de vitesse résonnante est décéléré vers une classe de vitesse inférieure ( trait plein). La courbe en pointillés représente la distribution de vitesse initiale.

L'idée du ralentissement par laser, consiste à maintenir la fréquence du laser continûment en résonance avec les atomes décélérés afin de modifier de manière importante la distribution de vitesse du jet atomique figure (I.4).

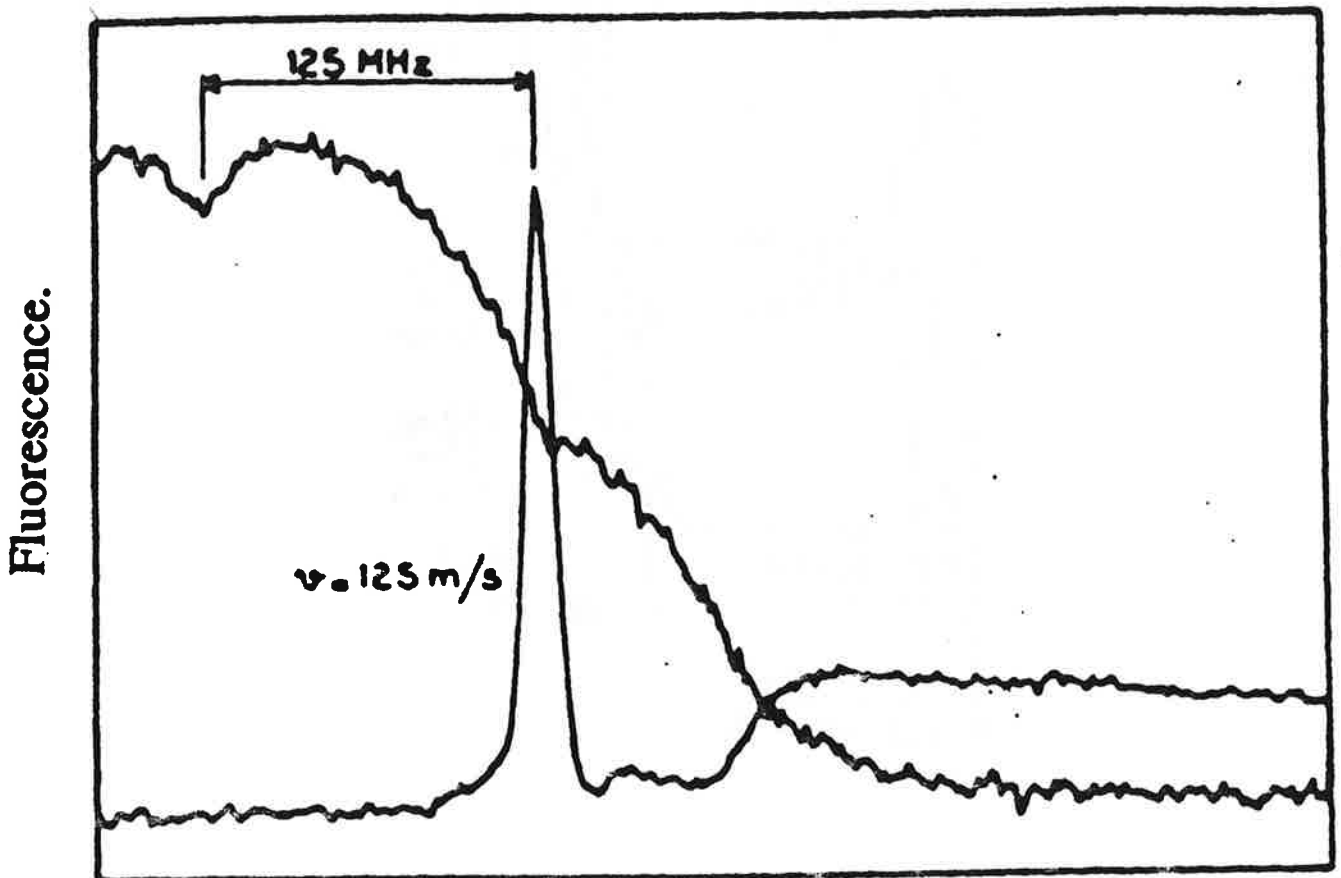


Figure (I.4). Profil de fluorescence d'un jet atomique ralenti à une vitesse finale de 125 m/s. La vitesse initiale du jet est de 300 m/s. La courbe du haut représente le signal d'absorption saturé dans une cellule, ce signal est utilisé pour calibrer l'axe des vitesses.

Plusieurs techniques ont été proposées dans ce but. Les deux principalement utilisées sont: la variation du déplacement de la résonance par effet Zeeman et le balayage de la fréquence laser. Une autre technique également utilisée est le refroidissement par bandes latérales (27-28). Elle consiste à éclairer le jet par un laser à large bande spectrale ("un peigne" de raies laser). L'inconvénient de cette technique, c'est que l'accumulation autour d'une classe de vitesse unique n'est plus réalisée: on perd la notion de refroidissement figure (I.5)

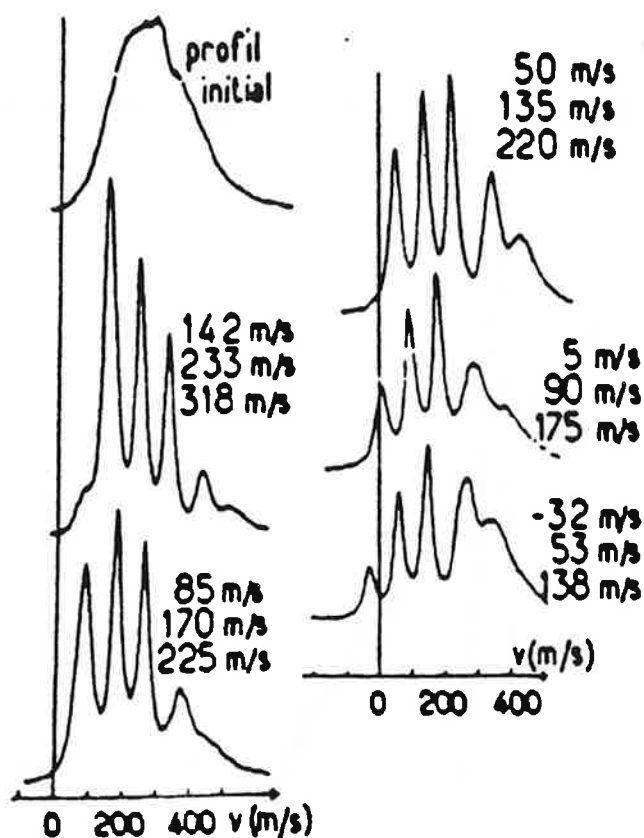


Figure (I.5). Profils de fluorescence d'un jet atomique ralenti par un "peigne" de fréquence. Figure extraite de la référence (27).

Nous allons dans la suite de ce chapitre décrire un peu plus en détail les deux premières techniques. La méthode de balayage de fréquence qui a été adoptée dans nos expériences sera examinée très précisément.

**IV.1.2. Méthode de ralentissement par variation du déplacement Zeeman le long de l'axe du jet atomique.**

Cette technique à été utilisée par W.D.Phillips et ses collaborateurs pour réaliser le premier jet ralenti par un faisceau laser (14). Le jet atomique est entouré d'un solénoïde dont le nombre de spires diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du four figure(I.7). Ce solénoïde produit un gradient de champ magnétique  $B(z)$  qui induit une variation du déplacement Zeeman de la transition optique le long de l'axe de propagation du jet atomique. L'écart en fréquence  $\omega_0(z)$  entre les niveaux d'énergie, à une position  $z$ , s'écrit en fonction du champ magnétique comme:

$$\omega_0(z) = \alpha B(z) + \omega_0 \quad (I.58)$$

$\alpha$  est le déplacement Zeeman par unité du champ magnétique.

Pour ralentir le jet atomique, ce gradient doit être choisi de façon à compenser le désaccord Doppler, c'est-à-dire:

$$kv(z) = \omega_0(z) - \omega \quad (I.59)$$

où  $v(z)$  représente la classe de vitesse résonnante avec le laser, à une position  $z$  sur l'axe, elle s'écrit:

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az} \quad (I.60)$$

$v_0$  est la classe de vitesse résonnante juste à la sortie du four.

$a$  est la décélération moyenne due au laser.

La condition de résonance (I.59) se traduit en utilisant les équations (I.58 et I.60), par un gradient de champ magnétique vérifiant la relation suivante:

$$B(z) = B_p + B_0 \sqrt{V_0^2 - 2az} \quad (\text{I.61})$$

$B_0$  est choisi tel que les atomes de vitesse  $v_0$  soit résonnant avec le laser à leur sortie du four. Le champ  $B_p$  a été introduit pour éviter le pompage optique (voir (14)).

#### IV.1.3. Méthode de ralentissement par balayage de la fréquence du laser.

Cette méthode est connue plus fréquemment en anglais sous le nom de "Frequency Chirping". Son principe consiste à balayer la fréquence du laser entre deux bornes de fréquence données, correspondant à deux classes de vitesses du jet atomique. A la fin du balayage toutes les classes de vitesse intermédiaires sont accumulées autour de la borne inférieure. Une classe de vitesse  $v(t)$  est résonnante avec le laser à un instant  $t$  de la rampe de fréquence si elle vérifie:

$$kv(t) = \omega_0 - \omega(t) \quad (\text{I.62})$$

L'écart  $\omega_0$  entre les niveaux d'énergie est maintenu constant. On définit une vitesse de balayage de la fréquence laser à partir de l'équation (I.62).

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\lambda} \frac{dv_z}{dt} \quad (\text{I.63})$$

$\lambda$  est la longueur d'onde laser ( $\lambda = 2\pi/k$ ).

La vitesse de balayage maximale associée à l'accélération maximale subit par les atomes (II.11), est donnée par:

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\text{Max}} = \frac{k v_{\text{rec}}}{2\pi} \frac{1}{2\tau_{\text{rad}}} \quad (\text{I.64})$$



Pour l'atome d'hydrogène et les atomes alcalins, les ordres de grandeur de cette quantité sont reportés dans le tableau (I.3)

Elément	$(dv/dt)_{\text{Max}}$ (GHz/s)
Hydrogène (H)	$17 \cdot 10^6$
Lithium (Li)	$2.34 \cdot 10^3$
Sodium (Na)	$16 \cdot 10^2$
Potassium (K)	$24 \cdot 10^4$
Rubidium (Rb)	$11.3 \cdot 10^4$
Césium	$58.4 \cdot 10^3$

Tableau (I.3). Ordre de grandeur de la vitesse de balayage en fréquence maximale nécessaire pour ralentir un jet d'hydrogène ou d'atomes alcalins par la technique de "Frequency chirping".

#### Remarque.

*Les résultats obtenus par ces deux techniques sont complètement différents. Cette distinction est due au fait que dans l'une la compensation de l'effet Doppler se fait spatialement et dans l'autre temporellement. Ainsi la première produit un jet ralenti continu. Les atomes sont décélérés au fur et à mesure qu'ils avancent dans le gradient du champ magnétique. A chaque position sur l'axe du jet correspond une vitesse finale bien définie. La seconde technique permet de produire "des bouffées" d'atomes ralentis. En effet à tout instant des atomes de vitesse donnée sont repartis le long de l'axe du jet avec des densités différentes. Nous présenterons dans la première partie du chapitre II quelques images simples permettant la compréhension de cet aspect.*

#### IV.1.4. Refroidissement d'un jet atomique par laser

Pour expliquer la notion de refroidissement d'un jet d'atomes par un faisceau laser, nous adopterons l'illustration utilisée dans les références ( 27, 29 ). Bien qu'elle soit développée sur la technique de balayage de fréquence, cette illustration demeure valable pour la méthode de déplacement de la transition par effet Zeeman. L'idée consiste à étudier le mouvement des atomes résonnants dans un référentiel décéléré.

Soit  $\beta$  la vitesse de balayage de la fréquence du laser supposée constante, le désaccord  $\delta ( t )$  à l'instant  $t$  est donnée par:

$$\delta ( t ) = \delta_0 + \beta t \quad (\text{I.65})$$

où  $\delta_0$  est le désaccord qui fixe la classe de vitesse initiale concernée par le processus de ralentissement.

la classe de vitesse  $v_z$  est désaccordée par rapport à la fréquence du laser d'une quantité  $\Delta$  donnée par:

$$\Delta = \delta_0 + \beta t + kv_z \quad (\text{I.66})$$

On se place dans un référentiel décéléré par rapport au laboratoire, l'atome reste constamment en résonance avec la fréquence du laser. La vitesse  $v'_z$  dans ce référentiel s'écrit:

$$v'_z = v_z + \frac{\delta_0 + \beta t}{k} \quad (\text{I.67})$$

En écrivant la relation fondamentale de la dynamique, la force dans le nouveau référentiel s'écrit

$$F' = F + \frac{\beta m}{k} \quad (\text{I.68})$$

où  $F$  est la projection sur l'axe  $Oz$  de la force de pression de radiation exercée sur les atomes dans le référentiel du laboratoire et  $\beta m/k$  est la force d'inertie.

$F'$  se réécrit en utilisant (I.43):

$$F' = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} + \left(2 \frac{kv'_z}{\Gamma}\right)^2} + \frac{m\beta}{k} \quad (\text{I.69})$$

Nous cherchons maintenant les positions d'équilibre dans ce référentiel décéléré. Pour cela nous devons résoudre l'équation  $F' = 0$ . Deux solutions  $\pm v_e$  sont possibles avec.

$$v_e = \frac{1}{k} \left( \left( \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right) \left( \frac{\beta_m}{\beta} - 1 \right) \right)^{1/2} \quad (\text{I.70})$$

et

$$\beta_m = \frac{\hbar k^2}{2m} \Gamma \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{I.71})$$

Si  $\beta < \beta_m$  les deux solutions sont réelles. L'une ( $-v_e$ ) est stable et l'autre ( $+v_e$ ) instable. La position stable représente le point d'accumulation des atomes résonnants au cours du processus de ralentissement. On constate que le terme  $m\beta_m / k$  représente la force de pression de radiation maximale dans le référentiel du laboratoire. La condition  $\beta$  inférieure à  $\beta_m$ , exprime l'idée que la force d'inertie doit être inférieure à cette force sinon les atomes ne sont plus capables de suivre le changement de la fréquence laser. Dans la suite nous allons essayer de comprendre la dynamique des atomes autour de la position d'équilibre stable. Nous étudierons le comportement de la force dans le référentiel décéléré autour de cette position. Pour cela nous ferons un développement limité de  $F'(v')$  autour de ( $-v_e$ ):

$$F'(v') \approx \left( \frac{dF'}{dv'} \right)_{v' = -v_e} (v' + v_e) \quad (\text{I.72})$$

avec

$$\left(\frac{dF'}{dv'}\right)_{v'=-v_e} = -m\beta \left( \frac{4(\beta_m - \beta)\beta}{\beta_m^2(\Gamma^2 + 2\Omega^2)} \right)^{1/2} \quad (I.73)$$

En remplaçant (I.73) dans (I.72) on obtient:

$$F'(v') \approx -\alpha v' \quad (I.74)$$

où

$$\alpha = 2m\beta \left( \frac{4(\beta_m - \beta)\beta}{\beta_m^2(\Gamma^2 + 2\Omega^2)} \right)^{1/2} \quad (I.75)$$

Autour de la position d'équilibre stable, les atomes sont soumis à une force de friction. La variation de l'énergie cinétique moyenne autour de  $v_e$ , s'écrit:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{refroidissement}} = -\frac{2\alpha}{m} E_c \quad (I.76)$$

L'énergie cinétique s'amortit avec une constante de temps  $m/2\alpha$  qui dépend de l'intensité laser et de la vitesse de balayage. Au cours du processus de ralentissement les atomes résonant avec la fréquence du laser, sont accumulés autour d'une vitesse d'équilibre stable et voient alors leur énergie cinétique moyenne s'amortir: d'où la notion de refroidissement qui s'ajoute à celle du ralentissement, figure (I.6).

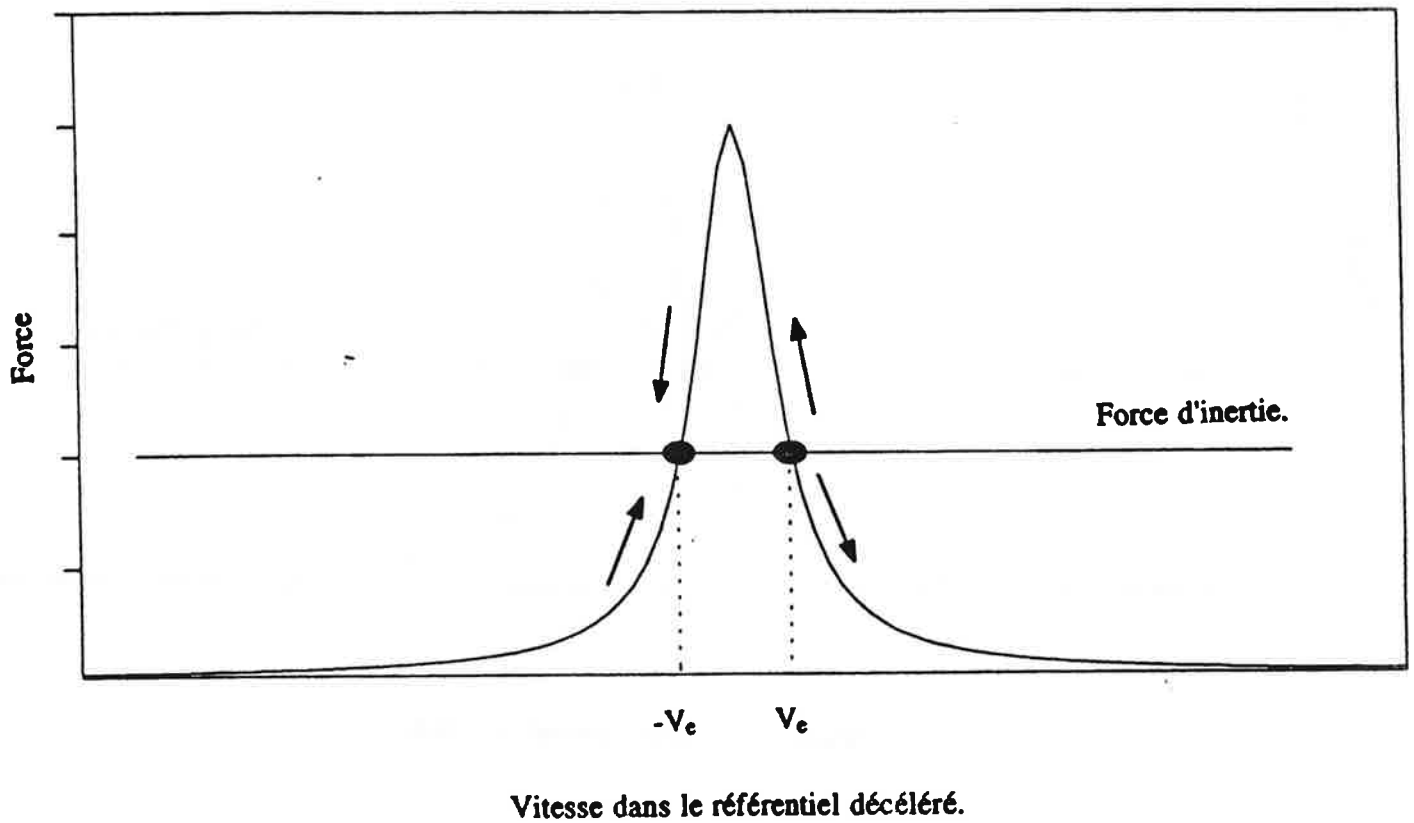


Figure (I.6). Dans le référentiel décéléré, les atomes résonnants sont accumulés autour de  $-v_e$ .

Pour l'instant, nous nous sommes occupés de l'effet moyen de la force, cependant les fluctuations de cette force dues à l'émission spontanée contrebalancent son action: à cause de la diffusion les atomes ont tendance à se disperser en vitesse autour de  $(-v_e)$  figure (I.7)

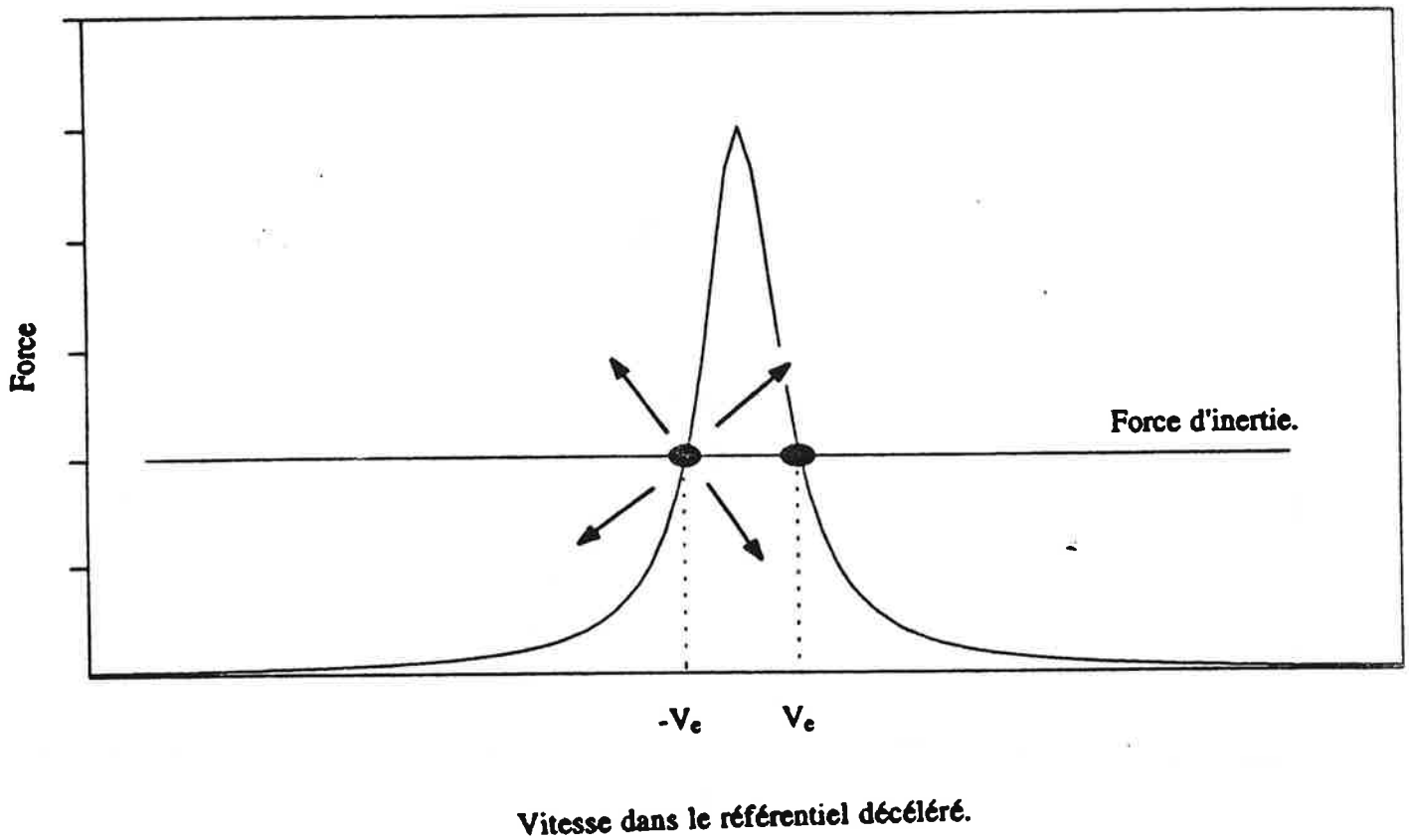


Figure (I.7). La diffusion a tendance à disperser les atomes autour de la position d'équilibre stable.

L'accroissement de l'énergie cinétique dû à ce "chauffage" par diffusion s'écrit:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{chauffage}} = \frac{D_p}{m} \quad (I.77)$$

où

$D_p$  est le coefficient de diffusion en impulsion, son expression est donnée dans (30) par:

$$D_p \approx (\hbar k)^2 \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4} + (kV_e)^2} \quad (I.78)$$

$D_p$  est égal au carré du pas de la marche au hasard dans l'espace des impulsions multiplié par le taux de processus aléatoire. Les processus pris en compte sont l'émission spontanée et les fluctuations du nombre de photons absorbés dont la statistique est supposée poissonnienne.

En remplaçant  $v_e$  par sa valeur dans l'expression de  $D_p$  ce coefficient de diffusion se réduit à:

$$D_p \approx \hbar m \beta \quad (I.79)$$

A l'équilibre ces deux effets se compensent mutuellement, et l'on peut écrire:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{chauffage}} + \left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{refroidissement}} = 0 \quad (I.80)$$

L'énergie cinétique moyenne caractérisant l'état stationnaire s'écrit:

$$\bar{E}_c = \frac{D_p}{2\alpha} \quad (I.81)$$

En remplaçant  $\alpha$  et  $D_p$  par leurs expressions données plus haut on obtient:

$$\bar{E}_c = \frac{\hbar}{4} \left( \left( \Gamma^2 + 2\Omega^2 \right) \left( \frac{\beta_m^2}{4\beta(\beta_m - \beta)} \right) \right)^{1/2} \quad (I.82)$$

Nous définissons alors la température d'équilibre du jet ralenti par:

$$\frac{1}{2} k_B T = \bar{E}_c \quad (I.83)$$

on obtient finalement:

$$k_B T = \frac{\hbar}{2} \left( \left( 1 + 2\frac{\Omega^2}{\Gamma^2} \right) \left( \frac{\beta_m^2}{4\beta(\beta_m - \beta)} \right) \right)^{1/2} \quad (I.84)$$

La figure (I.8) présente la variation de la température d'équilibre en fonction de la vitesse de balayage de la fréquence laser. La température minimale est atteinte pour  $\beta = \beta_m/2$ , aux faibles intensités ( $2\Omega^2/\Gamma^2 \ll 1$ ), elle est égale à la limite Doppler.

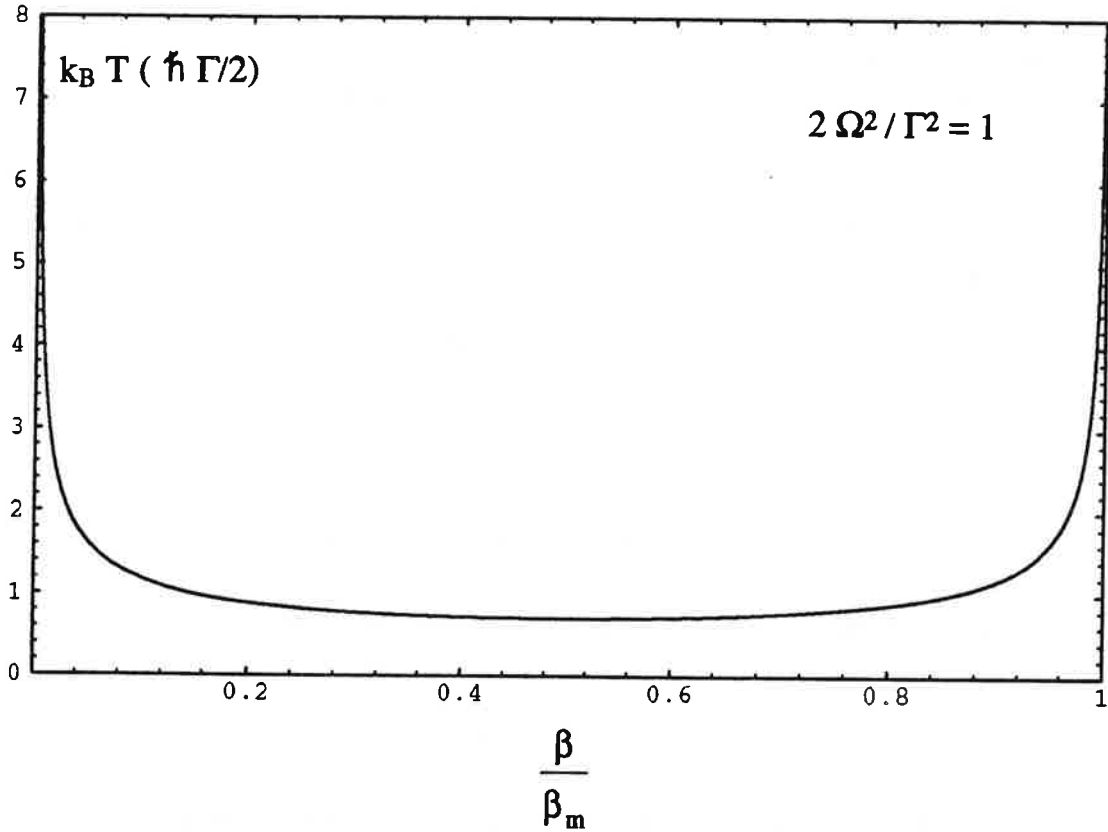


Figure (I.8). Variation de la température d'équilibre d'un jet atomique ralenti par la technique de balayage en fréquence, en fonction de la vitesse de balayage de la fréquence laser  $\beta$ .

**Remarques.**

- La vitesse d'équilibre stable dépend de la vitesse de balayage  $\beta$ , il existe une valeur de  $\beta$  pour laquelle les positions stable et instable deviennent égales. Dans ce cas les atomes ne pourront plus suivre la fréquence du laser, le processus de ralentissement devient inefficace.

- Dans le cas où le laser a une largeur  $\Gamma_L$ , et dans l'hypothèse où son profil spectral est Lorentzien, le même traitement demeure valable en remplaçant  $\Gamma$  par  $\Gamma_L$ .



- Un autre point a été mentionné dans (25), c'est l'effet de l'inhomogénéité de la fréquence de Rabi (profil transverse du faisceau laser de ralentissement). Cet effet se manifeste par une dispersion de la vitesse d'équilibre stable, plusieurs points de "verrouillage" sont possibles, d'où une autre source d'élargissement de la distribution de vitesse d'atomes ralentis.

## V.2. Mélasse optique.

### V.2.1. Introduction.

Dans la section précédente, nous avons décrit une technique linéaire de ralentissement et refroidissement d'atomes neutres par laser. Dans une telle technique le champ de gravitation présente une limite cruciale quand le jet est ralenti à des vitesses finales trop faibles. Dans la suite, nous décrirons une autre source d'atomes froids, ou à trois dimensions, ce problème est contourné. Cette méthode consiste à confiner les atomes dans l'espace de vitesse par effet de friction, autour de  $v = 0$ , d'où le terme de mélasse optique. Nous présenterons deux types de mélasse: mélasse Doppler et mélasse à gradient de polarisation.

### V.2.2. Principe de la mélasse Doppler.

On considère un atome à deux niveaux, animé d'une vitesse  $v$ . Cet atome interagit avec deux ondes électromagnétiques, de même fréquence fixe  $\omega$ , d'égales intensités et se propageant dans deux directions opposées, figure (I.9).

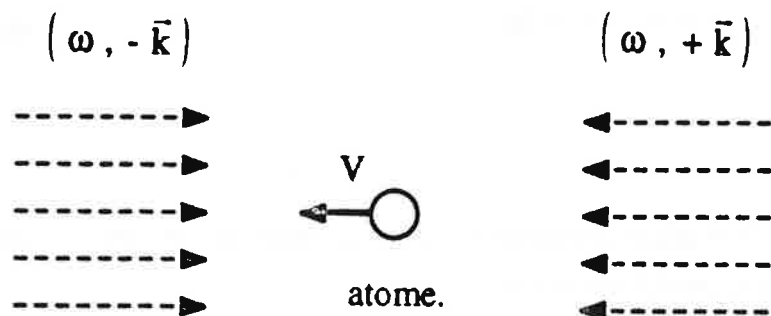


Figure (I.9). Principe d'une mélasse Doppler à une dimension.

Dans cette approche, on suppose que l'intensité laser est suffisamment faible pour admettre que chaque onde agit indépendamment de l'autre. Si le désaccord  $\delta$  est négatif, l'atome est plus résonnant avec l'onde se propageant dans le sens opposé à son mouvement. Si par exemple, la vitesse de l'atome est initialement opposée au sens de propagation de l'onde  $+k$ , cet atome est décéléré dans cette direction jusqu'à rebrousser chemin, il devient alors plus résonnant avec l'onde  $-k$  qui lui fait subir le même effet, figure (I.10): en moyenne sa vitesse s'amortit et il reste confiné en vitesse autour de  $v=0$ .

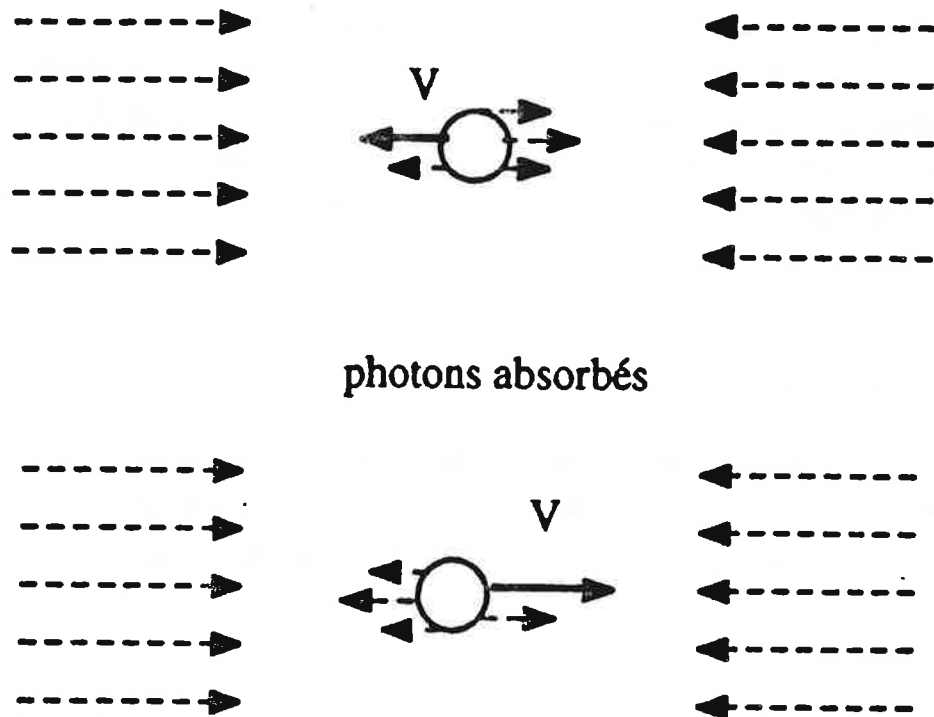


Figure (I.10). A désaccord négatif, l'atome est plus résonant avec l'onde se propageant dans le sens opposé à son mouvement.

### V.2.3. Etude du cas à une dimension.

#### V.2.3.a. Force.

Dans un régime de faible intensité, chaque onde agit indépendamment de l'autre. La force résultante exercée sur l'atome est égale à la somme des deux forces de pression de radiation  $F_+$  et  $F_-$ , exercées par chacune des ondes. En utilisant (I.42) nous avons:

$$F = 8 \hbar k \frac{\delta}{\Gamma^3} \Omega^2 \frac{kv}{1 + \frac{8}{\Gamma^2} (\delta^2 + (kv)^2) + \frac{16}{\Gamma^4} (\delta^2 - (kv)^2)^2} \quad (\text{I.85})$$

Nous avons tracé sur la figure (I.11), pour deux valeurs du désaccord à résonance  $\delta$  ( $\delta = \pm \Gamma/2$ ), la variation de la valeur algébrique de  $F$  en fonction de la vitesse de l'atome.

Si le désaccord  $\delta$  est positif, la force agit dans le sens de la vitesse, elle a tendance à accélérer constamment les atomes. Si au contraire  $\delta$  est négatif, la force s'oppose au mouvement. Soit  $\pm v_c$  les valeurs de la vitesse pour lesquelles la force atteint ses valeurs extrêmes. Dans la zone délimitée par ces deux valeurs, la force moyenne est quasi-linéaire en vitesse et vaut:

$$F = 8 \hbar k \left( \frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2 \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left( 1 + \left( \frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)^2} kv \quad (\text{I.86})$$

quand  $\delta$  est négatif,  $F$  est une force de friction. Le coefficient de friction Doppler  $\alpha_D$  est donné par

$$\alpha_D = -8 \hbar k^2 \left( \frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2 \frac{\frac{2|\delta|}{\Gamma}}{\left( 1 + \left( \frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)^2} \quad (\text{I.87})$$

$\alpha_D$  est maximum pour un désaccord  $\delta = -\frac{\Gamma}{2\sqrt{3}}$ .

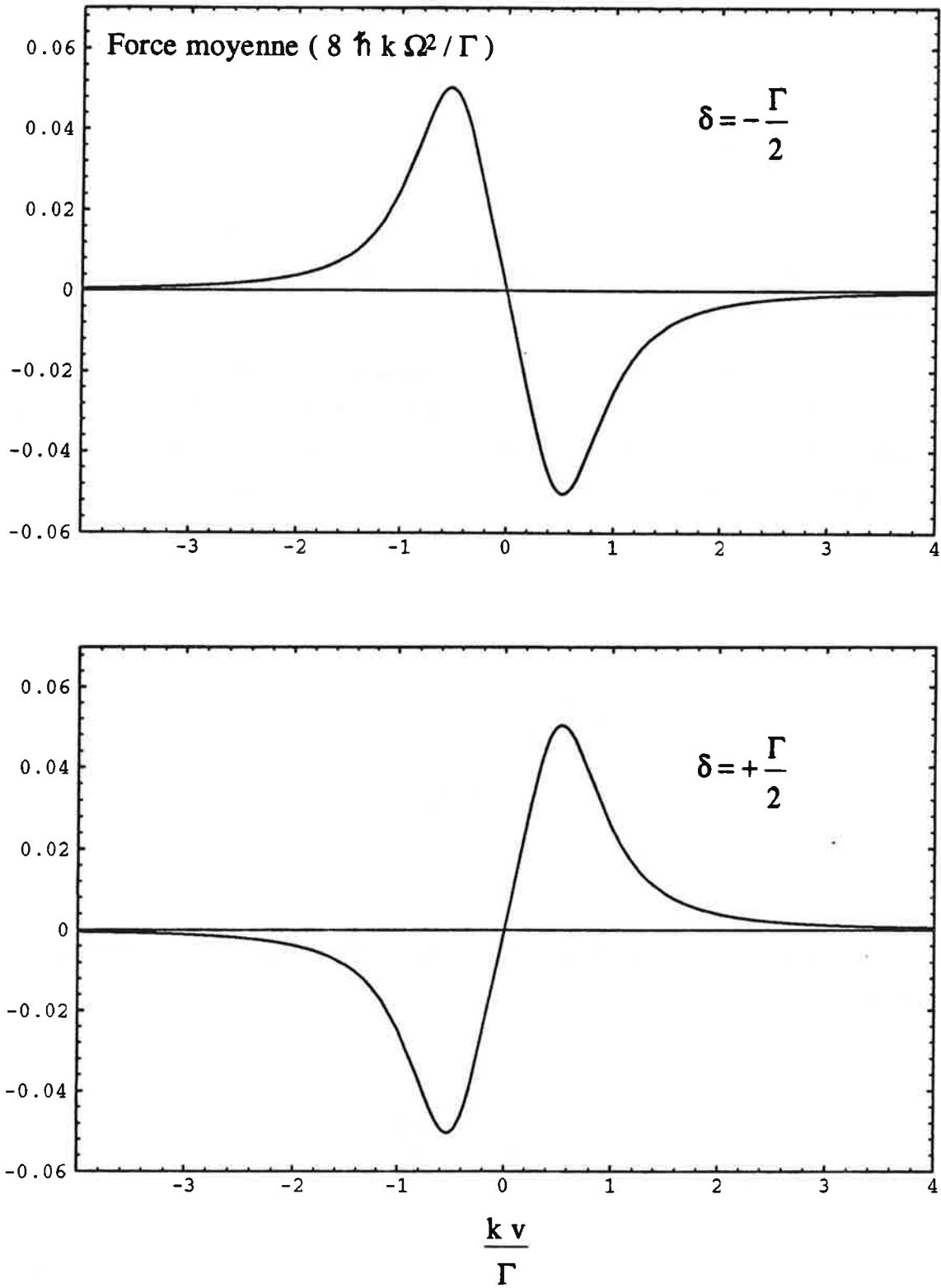


Figure (I.11). Variation de la force moyenne exercée sur un atome, dans une mélasse Doppler en fonction de sa vitesse, pour deux valeurs du désaccord à résonance.

Sous l'effet de cette force de friction, les atomes perdent de l'énergie cinétique: ils sont "gelés". Cette zone constitue un milieu optiquement visqueux pour les atomes d'où le terme de mélasse optique. La vitesse  $v_c$  est appelée vitesse critique de la mélasse Doppler et la zone de linéarité de la force définit la plage de capture de la mélasse. La variation de l'énergie cinétique moyenne est:

$$\frac{dE_C}{dt} = -\frac{2\alpha_D}{m} E_C \quad (I.88)$$

en intégrant on obtient:

$$E_C(t) = E_C(0) \exp\left(-\frac{2\alpha_D}{m} t\right) \quad (I.89)$$

L'énergie cinétique moyenne est amortie avec une constante de temps  $\tau_g = \frac{m}{2\alpha_D}$ .

$\tau_g$  s'écrit en fonction du désaccord comme:

$$\tau_g = \frac{m}{16\hbar k^2} \left(\frac{\Gamma}{\Omega}\right)^2 \frac{\left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}{\frac{2|\delta|}{\Gamma}} \quad (I.90)$$

Ce temps est minimal pour  $\delta = -\Gamma/2$ , il vaut alors

$$\tau_{gMax} = \frac{\hbar}{4 E_R} \frac{\Gamma^2}{2 \Omega^2} \quad (I.91)$$

pour  $\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = 0.1$ .

$$\tau_{gMax} = \frac{10 h}{4 E_R} \quad (I.92)$$

Pour cette valeur du désaccord, la vitesse de capture vaut  $v_c \approx \lambda \Gamma$ .

Elément	$t_{gMax}$ ( $\mu s$ )	$v_C$ (m/s)
Hydrogène (H)	0.18	12.1
Lithium (Li)	38	3.9
Sodium (Na)	95	5.8
Potassium (K)	280	4.38
Rubidium (Rb)	625	4.6
Césium	1250	4.45

Tableau (I.4). Ordre de grandeurs du temps d'amortissement de l'énergie cinétique et de la vitesse critique, dans une mélasse Doppler à une dimension. L'intensité laser est égale à l'intensité de saturation et le désaccord  $\delta$  vaut  $-\Gamma/2$ . Nous avons reporté dans ce tableau les valeurs pour l'hydrogène et le lithium juste à titre indicatif. Nous savons en revanche que ces deux derniers éléments ne vérifient pas les hypothèse du traitement semi-classique.

### V.2.3.b. Température d'équilibre d'une mélasse à une dimension.

Le coefficient de diffusion associé aux fluctuations de la force qui s'exerce sur les atomes dans une mélasse à une dimension, peut être déterminé, en utilisant l'image du mouvement Brownien. Dans ce cas, l'atome effectue une marche au hasard de pas  $\hbar k$  dans l'espace des impulsions. Le nombre moyen de pas de cette marche au hasard, est égal au nombre de photons  $n$  échangés pendant la durée d'interaction avec

$$n = 4 \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.93})$$

Le facteur 2 tient compte du fait qu'il y a deux ondes.

Le coefficient de diffusion d'impulsion  $D_p$  s'écrit alors:

$$D_p = \frac{1}{2} n (\hbar k)^2 \quad (\text{I.94})$$

En remplaçant (I.93) dans (I.94) on obtient:

$$D_p = (\hbar k)^2 \Gamma \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{I.95})$$

La température d'équilibre  $T_e$  définie par :

$$k_B T_e = \frac{D_p}{m \alpha_D} \quad (\text{I.96})$$

et vaut dans ce cas:

$$k_B T_e = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{\frac{2|\delta|}{\Gamma}} \quad (\text{I.97})$$

La variation de la température en fonction du désaccord est représenté sur la figure (I.12). La température minimale (limite Doppler) est obtenue pour  $\delta = -\Gamma/2$ , elle vaut:

$$k_B T_e = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (\text{I.98})$$

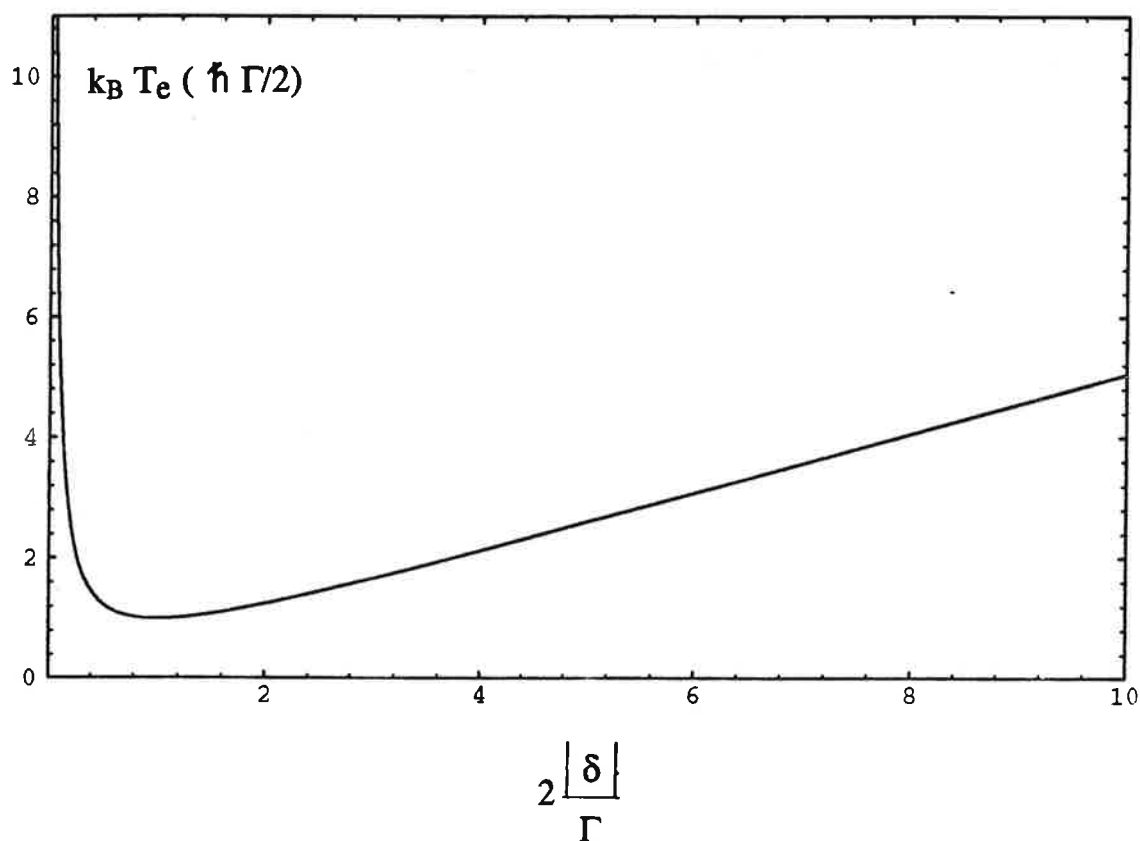


Figure (I.12). Variation de la température d'équilibre d'une mélasse Doppler en fonction du désaccord à résonance.



Elément	T ( $\mu\text{K}$ )
Hydrogène (H)	2387
Lithium (Li)	140
Sodium (Na)	237
Potassium (K)	137
Rubidium (Rb)	141
Césium	125

Tableau (I.5). Ordre de grandeur de la température limite dans une mélasse Doppler pour un atome d'hydrogène et les atomes alcalins.

#### V.2.4. Généralisation à trois dimensions.

##### V.2.4.a. Force de friction.

Nous supposons que l'atome est soumis dans chaque direction à une paire d'ondes électromagnétiques de même fréquence  $\omega$ , d'égales intensités  $I$  et de sens opposés figure (I.13).

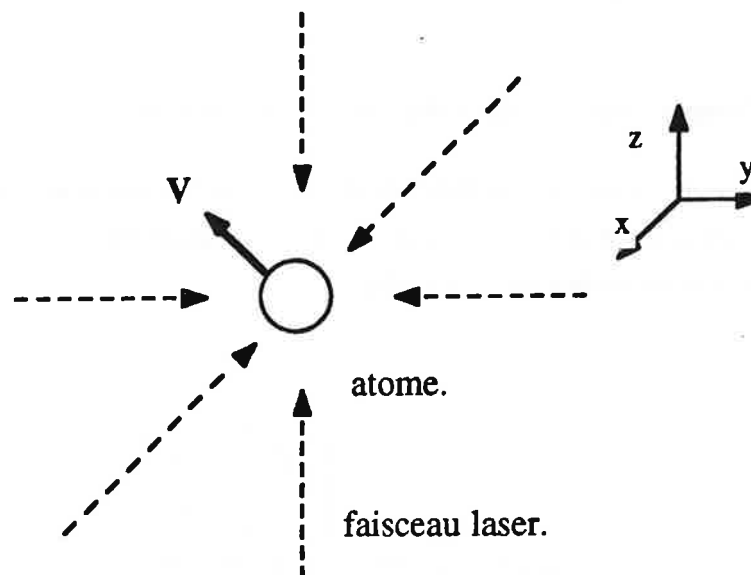


Figure (I.13). Principe d'une mélasse Doppler à trois dimensions.

Dans un régime de faible intensité, la force moyenne exercée sur un atome animé d'une vitesse  $v$  inférieure à la vitesse critique de la mélasse s'écrit:

$$\vec{F} = \vec{F}_x + \vec{F}_y + \vec{F}_z \quad (\text{I.99})$$

où la composante dans la direction  $i$  est donnée par

$$F_i = -\alpha_D v_i \quad (\text{I.100})$$

Le coefficient de friction Doppler  $\alpha_D$  donnée dans (I.87) est indépendant de la direction de propagation de l'onde électromagnétique.

d'où

$$\vec{F} = 8 \hbar k \left( \frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2 \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left( 1 + \left( \frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)^2} k\vec{v} \quad (\text{I.101})$$

Pour un désaccord négatif, cette force aura tendance à "geler" les trois degrés de liberté de l'atome.

#### V2.4.b. Température d'une mélasse à trois dimensions:

Dans un régime de faible intensité, la température est déterminée par un traitement identique à celui d'une dimension, en considérant une saturation égale à la somme des saturations des six ondes. Elle s'écrit

$$k_B T_e = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + 6 \left( 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2} \right) + \left( \frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2}{\frac{2|\delta|}{\Gamma}} \quad (\text{I.102})$$

La température minimale est égale à celle d'une mélasse à une dimension, soit  $\hbar \Gamma/2$

### V.2.5. Mouvement des atomes dans une mélasse Doppler.

L'ordre de grandeur de la constante de temps d'amortissement de l'énergie cinétique moyenne dans une mélasse est donnée dans le tableau (I.4), pour un désaccord  $\delta = -\Gamma/2$  et une intensité  $2 \Omega^2/\Gamma^2 = 0.1$ . Pour l'atome de césium cette constante de temps vaut 1.25 ms. D'autre part, la vitesse quadratique moyenne associée à la température minimale est égale à 15 cm/s. Ainsi le libre parcours moyen d'un atome de césium dans une mélasse Doppler est égale à 0.2 mm. Comparé aux dimensions usuelles des mélasses (rayon  $\approx 5$  mm), cet ordre de grandeur montre que le mouvement des atomes dans la mélasse est diffusif: les atomes frôlant les bords de la mélasse ont une probabilité non nulle d'être perdus. Il s'en déduit une variation de la densité atomique dans la mélasse au cours du temps. Cette variation peut être calculé selon le modèle d'un mouvement Brownien de particules dans un fluide visqueux (16). Dans l'hypothèse où la mélasse est assimilée à une sphère de rayon R et la probabilité qu'un atome au bord soit perdu est égal à un, la densité d'atomes  $n(t)$  est alors égale à une somme d'exponentielles dont le terme prépondérant est donné (31) par :

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \quad (\text{I.103})$$

où  $n_0$  est la densité initiale.  $\tau_m$  est la constante de temps de décroissance, elle définit la durée de vie de la mélasse. Cette constante est inversement proportionnelle au coefficient de diffusion spatial, elle vaut:

$$\tau_m = \frac{R^2}{\pi D_x} \quad (\text{I.104})$$

où R est le rayon de la zone de l'espace occupée par les atomes de la mélasse. Cette zone est supposée sphérique.  $D_x$  est déterminé dans le modèle du mouvement Brownien (31) par:

$$D_x = \frac{k_B T}{\gamma} \quad (\text{I.105})$$

Pour une mélasse de rayon  $R \approx 5$  mm et un désaccord de  $\Gamma/2$ ,  $\tau_m$  vaut 0.8 et 0.9 s respectivement pour le césium et le sodium

Cette décroissance exponentielle a été observée expérimentalement, en enregistrant le signal de fluorescence de la mélasse ( voir chapitre III ).

### V.3. Mélasse sub-Doppler.

#### V.3.1. Introduction.

En 1988, le groupe de N.I.S.T a mesur e dans une mélasse à trois dimensions, des températures bien inférieures à la limite Doppler(17). Ces résultats ont conduit à reconsidérer le modèle de la mélasse Doppler par une reconsidération des hypothèses utilisées. Ainsi un peu plus tard les équipes de l'école normale supérieure de Paris (19) et de Stanford (20) proposèrent indépendamment, un modèle qui prend en compte la structure multi-niveaux de l'atome, de la variation de la polarisation de la lumière dans la zone mélasse sur une longueur de l'ordre de la longueur d'onde optique. En tenant compte de ces trois points, il appar ait une nouvelle constante de temps d'évolution de l'état interne du système qui est le temps de pompage entre les sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental. A faible intensité cette constante de temps devient plus longue que le temps de relaxation du niveau excité. L'évolution de l'état interne, imposée par cette constante de temps, ne suit plus de façon adiabatique la variation du champ laser vue par l'atome en mouvement. Nous montrons alors que cette nonadiabaticit e se traduit par une force de friction indépendante de l'intensité laser.

La théorie de ces nouveaux mécanismes a été d evvelopp ee, dans un cas à une dimension: Deux configurations de polarisations des faisceaux laser ont été étudiées: ( $\text{Lin} \perp \text{Lin}$  et  $\sigma^+ \sigma^-$ ) pour les deux systèmes respectifs ( $(J_e=3/2, J_f=1/2)$  et  $(J_e=2, J_f=1)$ ) (33). Dans la suite nous analyserons la première configuration. Nous commençons d'abord par décrire l'état de polarisation dans la zone mélasse, puis nous discuterons les hypothèses utilisées. L'analyse du mécanisme comportera l'étude des différentes grandeurs physiques (force et température) en fonction de l'intensité laser et du désaccord.

**V.3.2. Etat de polarisation dans la zone d'interaction: Deux ondes Lin  $\perp$  Lin**

Soient deux ondes électromagnétiques se propageant en sens opposés, de fréquence et d'intensité égales. Leurs polarisations sont linéaires et orthogonales. figure (I.14):



Figure (I.14). Configuration de polarisation Lin  $\perp$  Lin.

Les champs électriques associés s'écrivent

$$\begin{aligned}\vec{E}_+ &= \vec{e}_x E_0 \left( e^{i(kz + \Phi_+)} e^{-i\omega t} + CC \right) \\ \vec{E}_- &= \vec{e}_y E_0 \left( e^{-i(kz + \Phi_-)} e^{-i\omega t} + CC \right)\end{aligned}\tag{I.106}$$

$\Phi_+$  et  $\Phi_-$  sont les phases initiales qu'on fixera plus loin.

On définit les vecteurs unitaires circulaires par:

$$\begin{aligned}\vec{e}_+ &= \frac{\vec{e}_x + i\vec{e}_y}{\sqrt{2}} \\ \vec{e}_- &= \frac{\vec{e}_x - i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}\end{aligned}\tag{I.107}$$

Le champ résultant:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (\text{I.108})$$

s'écrit en utilisant (I.106) et (I.107) comme:

$$\begin{aligned} \vec{E} = \sqrt{2} E_0 e^{i \left( \frac{\Phi_+ - \Phi_-}{2} - \frac{\pi}{4} \right)} & \left\{ \vec{e}_- \cos \left( kz + \frac{\Phi_+ + \Phi_-}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right. \\ & \left. + i \vec{e}_+ \sin \left( kz + \frac{\Phi_+ + \Phi_-}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} + C C \end{aligned} \quad (\text{I.109})$$

En prenant comme phase à l'origine (  $z = 0$  ):

$$\begin{aligned} \Phi_+ &= 0 \\ \Phi_- &= -\frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.110})$$

le champ résultant s'écrit:

$$\vec{E} = \sqrt{2} E_0 e^{-i\omega t} \left\{ \vec{e}_+ \cos(kz) + i \vec{e}_- \sin(kz) \right\} + C C \quad (\text{I.111})$$

Il se produit, dans la zone de recouvrement des ondes laser, un gradient de polarisation de période  $\lambda/2$ , figure (I.15), défini par:

$$\begin{aligned} z = 0 &\Rightarrow \text{Circulaire } \sigma \\ z = \frac{\lambda}{8} &\Rightarrow \text{Linéaire } \frac{\vec{e}_x - \vec{e}_y}{\sqrt{2}} \\ z = \frac{\lambda}{4} &\Rightarrow \text{Circulaire } \sigma^+ \\ z = \frac{3\lambda}{8} &\Rightarrow \text{Linéaire } \frac{\vec{e}_x + \vec{e}_y}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

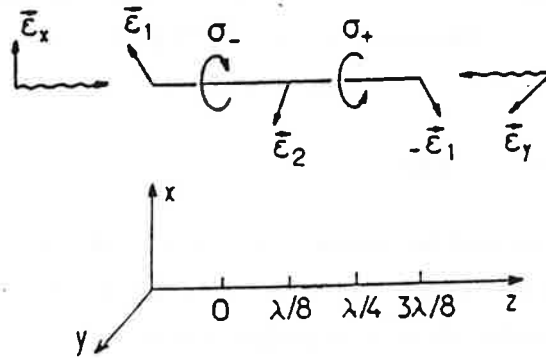


Figure (I.15). Gradient de polarisation dans la zone de recouvrement de deux ondes lin  $\perp$  lin. Figure extraite de la référence (33).

La polarisation est elliptique pour les  $z$  intermédiaires. A trois dimensions, sauf  $\sigma^+ \sigma^-$ , pour à cause des interférences entre différentes directions, la polarisation du champ change en tout point sur une distance inférieure à la longueur d'onde du champ électromagnétique.

### V.3.3. Hypothèses.

#### a. Régime de faible vitesse.

Historiquement les nouveaux mécanismes de refroidissement ont été établis pour interpréter les mesures de température sub-Doppler (17,19,20). Ces températures correspondent à des vitesses très faibles par rapport à  $\Gamma/k$ , qui représente un ordre de

grandeur typique de la vitesse critique d'une mélasse Doppler. On peut alors se limiter, dans nos calculs à un traitement à l'ordre 0 en  $kV/\Gamma$ , et négliger la force Doppler.

**b. Régime de faible intensité.**

Le gradient de polarisation dans la zone de la mélasse induit une modulation spatiale des déplacements lumineux et permet la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman du fondamental. Dans un régime de faible intensité, le temps de pompage  $\tau_p$  entre ces différents sous-niveaux est plus long que la durée de vie radiative du niveau excité  $\tau_{\text{Rad}}$ . L'évolution de l'état interne du système est imposée alors par  $\tau_p$ .

**c. Approximation semi-classique.**

La question qui se pose obligatoirement est la validité d'une approche semi-classique pour expliquer les nouveaux mécanismes. En effet de très basses températures signifient une grande localisation dans l'espace des impulsions. En vertu de la relation d'Heisenberg, il s'ensuit un étalement important du paquet d'onde. L'atome doit alors être considéré comme une entité quantique. Cependant dans le cas d'un atome de césium le rapport entre les deux températures extrêmes (limite Doppler et l'énergie de recul) est égal à mille. Grâce à cette marge de manoeuvre on peut toujours pour comprendre la physique des nouveaux mécanismes, développer un traitement semi-classique pour des températures intermédiaires entre ces deux valeurs extrêmes. Il est clair que pour des températures de l'ordre de l'énergie de recul un traitement purement quantique est indispensable (34).

**V.3.4. Force dipolaire moyenne en configuration  $L_{in} \perp L_{in}$   
 $J_e=3/2$  ,  $J_f=1/2$ .**

Dans ce paragraphe, nous discuterons la force moyenne exercée sur un atome de vitesse  $v$ , dans une mélasse à gradient de polarisation. Tous les calculs intermédiaires sont développés dans l'appendice I. La moyenne spatiale sur la longueur d'onde laser, de cette force s'écrit:

$$F(v) = - \frac{\bar{\alpha} v}{1 + \left(\frac{v}{v_C}\right)^2} \tag{I.112}$$

Nous rappelons que



$$\begin{aligned}\bar{\alpha} &= -3\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \\ v_c &= \frac{1}{2k\tau_p}\end{aligned}\tag{I.113}$$

Le temps de pompage entre les sous-niveaux  $1/2$  et  $-1/2$  s'écrit:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{2}{9} \Gamma s_0$$

$s_0$  est la saturation de l'onde laser définie dans (I.8).

Le coefficient de friction contrairement à celui de la force Doppler est indépendant de l'intensité et dépend uniquement du désaccord à résonance. La vitesse  $v_c$  définit la plage de grande friction de la force. Elle dépend de l'intensité. Pour un atome de césium, et une saturation de 0.1, elle vaut 1.5 cm/s soit 300 fois plus faible que la vitesse critique d'une mélasse Doppler: la mélasse Doppler permet le remplissage de la mélasse à gradient de polarisation.

### V.3.5. Image physique simple: Effet Sisyphe.

La variation spatiale du déplacement lumineux des sous-niveaux Zeeman,  $m_f = 1/2$  et  $m_f = -1/2$  du niveau fondamental est donnée par (34):

$$\begin{cases} \hbar \Delta_+ = \hbar \delta s_0 \left(1 - \frac{2}{3} \cos^2(kz)\right) \\ \hbar \Delta_- = \hbar \delta s_0 \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2(kz)\right) \end{cases}\tag{I.114}$$

le taux de pompage entre ces deux sous-niveaux s'écrit

$$\begin{cases} \gamma_+ = \frac{2\Gamma}{3} s_0 \cos^2(kz) \\ \gamma_- = \frac{2\Gamma}{3} s_0 \sin^2(kz) \end{cases}\tag{I.115}$$

La figure (I.16) présente la variation des déplacements lumineux  $\Delta_-$  et  $\Delta_+$  en fonction de l'abscisse  $z$ .

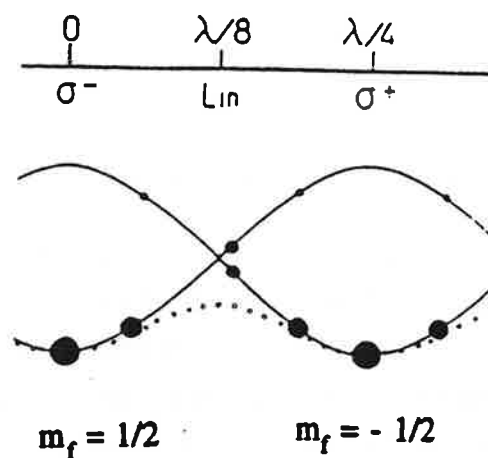


Figure (I.16). Variation des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental et de leurs populations stationnaires le long de l'axe (Oz). Figure extraite de la référence (34).

Le groupe de l'E.N.S. a associé une image physique simple à ce nouveau mécanisme, appelée "Effet Sisyphe" (mythologie grecque). Pour décrire cette image nous allons suivre l'évolution des états interne et externe de l'atome le long de l'axe Oz figure (I.17).

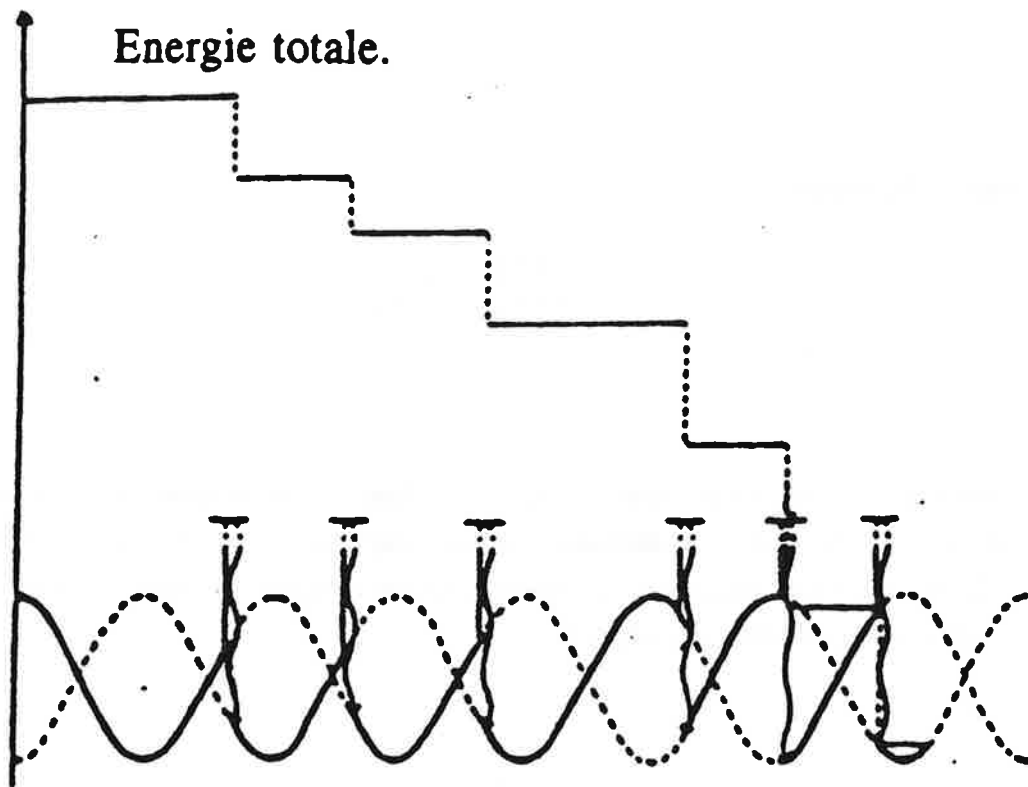


Figure (I.17). Evolution de l'énergie totale d'un atome en mouvement dans une mélasse à gradient de polarisation. Figure extraite de la référence (34).

Supposons que l'atome se trouve initialement dans  $m_f = 1/2$  avec l'énergie cinétique initiale  $E_0$ . Au cours de son mouvement, le long de l'axe Oz, l'atome gravit la "colline" de potentiel correspondante, figure (I.17). Ce mouvement étant un processus conservatif, l'accroissement de l'énergie potentielle doit être compensé par une diminution de l'énergie cinétique. Au sommet de la "colline" la probabilité de pompage optique vers  $m_f = -1/2$  est maximale: l'atome subit la "désillusion de Sisyphe" se retrouve au creux de la vallée de potentiel de  $m_f = -1/2$ . Il perd ainsi de l'énergie par un processus dissipatif (transition Raman Antistokes). Ce cycle se répète le long de l'axe Oz jusqu'au moment où l'atome n'aura plus suffisamment d'énergie cinétique pour remonter la "colline".

**V.3.6. Température d'équilibre d'une mélasse à gradient de polarisation.**

A grand désaccord, la moyenne spatiale sur une longueur égale à la longueur d'onde laser, du coefficient de diffusion associé aux fluctuations de la force dipolaire s'écrit (33):

en obtient finalement:

$$\bar{D}_{\text{dip}} = \frac{3(\hbar k)^2 \delta^2}{4\Gamma} s_0 \quad (\text{I.116})$$

En remplaçant dans la relation (I.95), qui définit la température d'équilibre, les coefficients de friction et de diffusion par leurs expressions établies dans (I.112) et (I.118), la température d'équilibre des atomes dans une mélasse à gradient de polarisation à une dimension, s'écrit à grand désaccord:

$$k_B T_e \approx \frac{\hbar \Omega^2}{8|\delta|} \quad (\text{I.117})$$

Cette température présente une dépendance complètement différente de la température d'équilibre dans une mélasse Doppler (I.97). Elle est proportionnelle à l'intensité laser et inversement proportionnelle au désaccord. Nous sommes tentés d'espérer atteindre des températures aussi basses que possible en diminuant l'intensité ou en augmentant le désaccord. Cependant, quand la température devient de l'ordre de l'énergie de recul les approximations utilisées pour établir ce résultat ne sont plus valables. Un traitement purement quantique (34, 35) donne pour la température, la même dépendance en fonction du  $\delta$  et  $\Omega$ . Il prévoit, pour ce nouveau mécanisme de refroidissement, une température limite de l'ordre de 20 fois l'énergie de recul.

**Remarques.**

*Nous nous sommes restreints ici au mécanisme Sisyphe, le refroidissement en configuration de polarisation  $\sigma^+ \sigma^-$  pour un système  $J_e=2$ ,  $J_f=1$  a été étudié dans (33).*

*Le coefficient de friction de la force moyenne dans cette mélasse s'écrit:*

$$\alpha_{\sigma^+ \sigma^-} = -\frac{120}{17} \frac{\delta \Gamma}{5 \Gamma^2 + 4 \delta^2} \hbar k^2$$

*Cette friction est maximale pour  $\delta = -\sqrt{5} \Gamma/4$  elle vaut:*

$$\alpha_{\sigma^+ \sigma^-} = 0.8 \hbar k^2$$

*Pour la même valeur du désaccord la friction Sisyphe vaut:*

$$\alpha_{\text{Lin} \perp \text{Lin}} = 3.35 \hbar k^2$$

*L'effet Sisyphe est quatre fois plus efficace que le refroidissement en configuration  $\sigma^+ \sigma^-$  pour un système  $J_e=2$ ,  $J_f=1$ .*

**Conclusion.**

Nous avons introduit dans ce chapitre, les notions essentielles caractérisants l'effet mécanique de l'interaction atome-rayonnement (forces moyennes, température d'équilibre) . Nous avons étudié deux techniques de manipulations d'atomes neutres par laser: ralentissement de jet atomique, mélasse optique Doppler et sub-Doppler. Dans le tableau (I.6) nous avons récapitulé tous les résultats obtenus. Nous y avons reporté les résultats relatifs à une configuration  $\sigma^+\sigma^-$  pour un système  $J_e=2$  ,  $J_f=1$  (33).

Dans les deux chapitres suivant, nous ferons une étude expérimentale de ces deux techniques, afin de tester ces modèles. Ces techniques seront ensuite, utilisées pour observer la transition de l'horloge sur des atomes froids.

Configuration.	Processus physique mis en jeu.	Force moyenne.	Coefficient de friction.	Température d'équilibre.	Température limite.	Approximations et traitement.
Ralentissement d'un jet atomique.	Effet Doppler. Diffusion de photon.	Pression de radiation résonante.		$T = \hbar \frac{\Gamma}{2}$	$T = \hbar \frac{\Gamma}{2}$	Semi-classique.
Mélasse Doppler.	Effet Doppler. Diffusion.	Deux forces de pression de radiation opposées. A faible intensité force de friction $F = -\alpha V$ .	$\alpha = -4 \hbar k^2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2}$ $\times \frac{2\delta}{\Gamma} \frac{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{\left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}$	$T = \hbar \frac{\Gamma}{4} \frac{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{2 \delta  \Gamma}$	$T = \hbar \frac{\Gamma}{2}$	- Semi-classique - Faible intensité.
Mélasse sub-Doppler $L_{in} \perp L_{in}$ $J_c = 3/2 J_f = 1/2$ .	- Gradient de polarisation. - Modulation spatiale du déplacement lumineux du niveau fondamental. - Modulation spatiale du taux de pompage. - Diffusion Raman antistokes. - Redistribution de photons.	Force de friction $F = -\frac{\alpha V}{1 + \left(\frac{V}{V_C}\right)^2}$	$\bar{\alpha} = -3\delta \frac{\hbar k^2}{\Gamma}$	$T \approx \hbar \frac{\Omega^2}{ \delta }$	Traitement quantique: évaluée dans (32) à $k_B T = 40 ER$ .	- Faible intensité. - $G r a n d$ désaccord. - Faible vitesse. - Une dimension. - Semi-classique et quantique.
Mélasse sub-Doppler $\sigma^+ \sigma^-$ $J_c = 2 J_f = 1$ .	- Polarisation tournante. - Déplacement lumineux différent pour chaque sous-niveaux. - Déséquilibre entre les deux forces de pression de radiation exercées.	Force de friction $F = -\alpha V$	$\bar{\alpha} = -\frac{120}{17} \hbar k^2 \times \frac{\delta \Gamma}{5\Gamma^2 + 4\delta^2}$	$T \approx \hbar \frac{\Omega^2}{ \delta }$		- Semi-classique. - Faible intensité. - faible vitesse.

Tableau (I.6).





**Références.**

- (1) J.C.Maxwell, a treatise on electricity and magnetism, art 792, 3 rd edition (1897). Reprint (Dover publication New York, 1954).
- (2) P.Lebedev, Ann. Phys. **6**, 433 (1901).
- (3) E.F.Nichols and G.F.Hull, Phys. Rev. **17**, 26 (1903).
- (4) A.Einstein, Phys Z. **18**, 121 (1917). Version anglaise, Sources of quantum mechanics, B.L.Vanderwaerden, ed north Holland, Amsterdam 1967.
- (5) O.R.Frisch, Zs. Phys. **86**, 42 (1933).
- (6) J.L.Picqué and J.L.Vialle, Opt.Com. **16**, 166 (1976).
- (7) A.Kastler, J.Phys et Radium **255** (1950).
- (8) V.S.Letokhov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **7**, 348 (1968) [ JETP. Lett. **7**, 272 (1968)].
- (9) A.Ashkin and J.M.Dziedzic, Appl. Phys. Lett. **19**, 283 (1971).
- (10) A.Ashkin, Sci. Amer. **23**, 226 (1972).
- (11) T.W.Hänsch et A.Schawlow, Opt.Com. **13**, 68 (1975).
- (12) D.Wineland et H.Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- (13) V.I.Balykin, V.S.Letokhov et V.I.Mushin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **29**, 614 (1979) [ JETP. Lett.**29**, 560 (1979)].
- (14) W.D.Phillips et H.Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- (15) W.Ertmer, R.Blatt, J.L.Hall et M.Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
- (16) S.Chu, L.Hollberg, J.Bjorkholm, A.Cable et A.Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- (17) P.Lett, R.Watts, C.Westbrook, W.D.Phillips, P.Gould et H.Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- (18) Y.Shevy, D.S.Weiss, P.J.Ungar et S.Chu, Phys. Rev. Lett. **62**, 1118 (1989).

- (19) J.Dalibard, C.Salomon, A.Aspect, E.Arimondo, R.Kaiser, N.Vansteenkiste and C.Cohen-Tannoudji, in proceedings of the 11th conference of Atomic physics, S.Haroche, J.C.Gay and G.Grynberg, eds (World scientific,Singapore,1989). et J.Dalibard et C.Cohen-Tannoudji,J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2023 (1989).
- (20) S.Chu, D.S.Weiss,Y.Shevy and P.J.Ungar, in proceedings of the 11th conference of Atomic physics, S.Haroche, J.C.Gay and G.Grynberg, eds (World scientific,Singapore,1989). et P.J.Ungar, D.S.Weiss,E.Riis and S.Chu, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2058 (1989).
- (21) J.L. Hall, C. Bordé et K. Uecharas. Phys. Rev. Let. **37**, 1339 (1976).
- (22) Voir par exemple: Processus d'interaction entre photons et atomes. C.Cohen-tannoudji, J.Dupont-Roc et G.Grynberg. Interditions/ Editions du C.N.R.S.(page 353).
- (23).Voir Mécanique quantique.A. Messiah page 182 Tome 1. Dunod. Paris.
- (24) V. I. Balykin, V. S. Letokhov, and A. I. Sidorov, JETP Let.
- (25) Thèse de troisième cycle de J.Dalibard.Université Paris VII.
- (26) D. Wineland and W. Itano. Phys. Rev **A20**, 1521 (1979).
- (27) C.Salomon et J.Dalibard, C.R.Académie des sciences de Paris, 306 II 1319 (1988).
- (28)J. L. Hall, école d'été Enrico Fermi ( Varenna) (1991)..
- (29) H.Wallis et W.Ertmer, J.Phys B, **21**, 2999 (1988).
- (30) J.P.Gordon et A.Ashkin, phys. Rev., **A21**, 1606 (1980).
- (31) E.Buchwald, Ann.Phys. **66**, 1 (1921).
- (32) R.Feynman, R.Leighton, et M.Sands, The Feynman lectures on physics (Addison-Wesley, Reading, Mass., 1963), Vol I.
- (33) J. Dalibard et C. Cohen-Tanoudji, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2023 (1989).
- (34) Y.Castin , J.Dalibard, C. Cohen-Tanoudji, Proc of the L.I.K.E. workshop, Isola d'Elba (1990).
- (35) Y.Castin et J.Dalibard, Europhys. Lett. **14**, 76 (1991).

Deux références générales sont conseillées: Journal of the Optical Society of America **B2** (1985) et **B6** (1989).



**Chapitre II**

**Etude d'un jet atomique de césium ralenti par la technique de balayage en fréquence.**

**Application à l'observation de la transition d'horloge.**

Journal of

Journal of

Journal of

Journal of

## Introduction.

Depuis la célèbre expérience de Stern et Gerlach en 1924, l'utilisation des jets atomiques ou moléculaires dans les expériences de physique a vu d'importants développements (1, 2). En spectroscopie laser à haute-résolution, cette technique présente un grand intérêt car elle permet de s'affranchir des élargissements par effet Doppler, et de réduire considérablement les effets de collisions qui sont très importants dans une cellule (2). De plus la spectroscopie en jet offre une large gamme de méthode de détection (optique, magnétique ou ionisation) (2,3,4,5)

Dans les horloges à césium actuelles, c'est la durée de l'interaction cohérente entre les atomes et la micro-onde qui détermine la largeur de la résonance. Ce temps d'interaction est inversement proportionnel à la vitesse moyenne des atomes. Typiquement pour un jet thermique et une distance d'interaction de 1 m, on obtient une largeur de raie égale à 100 Hz. Pour augmenter le temps d'interaction, on peut imaginer faire une sélection de vitesse soit magnétique soit mécanique. Cependant on se heurte rapidement à une importante décroissance du nombre d'atomes. Pour résoudre ce compromis résolution rapport signal sur bruit, les techniques de refroidissement et ralentissement de jet atomique par laser qui ont vu un important développement sur les dix dernières années (6) ouvrent de grandes perspectives. Ces techniques permettent de produire des jet monocinétiques à des vitesses pouvant atteindre le centimètre par seconde et des densités comparables sinon plus élevées que la densité d'atomes appartenant à la classe de vitesse la plus probable du jet atomique thermique correspondant.

Au laboratoire Aimé-Cotton, les expériences de déflexion d'un jet atomique par transfert de la quantité de mouvement des photons absorbés ont été réalisées en 1973 (7). Les premières expériences sur le ralentissement d'un jet atomique avec des diodes lasers balayées en fréquence ont débuté en 1987.

Le présent chapitre comporte deux parties principales. Dans la première partie nous étudierons en détail la technique de ralentissement de jet atomique par balayage de fréquence laser. Dans ce but, nous développerons un modèle simple qui permet d'estimer la densité d'atomes ralentis en fonction des paramètres expérimentaux. Dans la deuxième partie, nous présenterons tout d'abord, une série de résultats expérimentaux concernant cette méthode. Nous montrerons ensuite, que l'utilisation d'un jet atomique ralenti à 20-50 m/s et refroidi à une température de l'ordre de 100 mK, pour observer la transition de l'horloge permettrait à longueur d'interaction donnée, un gain en résolution d'un facteur 6-10.





## Première partie.

### Un modèle simple de jet atomique ralenti par la technique de balayage de fréquence

#### I.1. Motivations

De par son principe, déjà décrit dans le chapitre I, la méthode de ralentissement de jet atomique par la technique de balayage en fréquence produit un jet ralenti pulsé. Ceci est imposé pour maintenir une force de pression de radiation importante. Ce n'est qu'à la fin de chaque rampe de fréquence que les atomes ont la vitesse finale désirée. Ces atomes sont répartis le long de l'axe du jet avec des densités a priori différentes. Pour utiliser une telle technique avec des conditions de fonctionnement optimales, il est indispensable de comprendre l'évolution du nombre d'atomes ralentis en fonction des différents paramètres expérimentaux, tels que la vitesse finale, la longueur d'interaction, la durée de la rampe et la divergence du jet.

Peu de travaux théoriques ou expérimentaux ont été publiés sur ce sujet. Les travaux théoriques ont surtout porté sur l'étude de la distribution de vitesse finale (8-11). Ils utilisent souvent des traitements numériques telles que la résolution de l'équation de Fokker-Planck ou bien une simulation numérique de type Monte-Carlo.

Dans cette partie nous développerons un modèle analytique simple. L'originalité de ce modèle, est qu'il permet d'estimer la fraction d'atomes ralentis en fonction d'un grand jeu de paramètres ( vitesse finale, longueur d'interaction, nombre de rampe de balayage en fréquence etc...). De plus, ce modèle est général et très facilement utilisable dans n'importe quelle expérience en jet, sous réserve que ces expériences remplissent les hypothèses discutés plus tard.

## I.2. Définitions des notations.

L'axe du jet atomique sera appelé l'axe Oz. Le four représente l'origine O de cet axe.

Un atome du jet est repéré par ses coordonnées transverses x et y et sa position z sur l'axe.

Nous appelons  $v_i$  la classe de vitesse initiale et  $v_f$  la vitesse finale.

Le délai sonde  $\tau$  est défini comme l'intervalle de temps entre la fin du processus de ralentissement et l'instant où les atomes ralentis sont observés.

## I.3. Hypothèses

**H.1.** Le four est assimilé à une source ponctuelle. La conséquence immédiate de cette hypothèse est que les coordonnées de la vitesse et de la position vérifient, en absence du ralentissement la relation:

$$\frac{v_z}{z} = \frac{v_y}{y} = \frac{v_x}{x} = \frac{v_t}{r_t}$$

Ce qui revient à supposer que la densité d'atomes, en un point de l'axe du jet, est uniforme sur toute la section transverse du jet atomique. Cette hypothèse représente une bonne approximation, dans la mesure où, en général la taille de la zone de détection est plus grande que les dimensions de la fente de sortie (La distribution spatiale finale est plus grande que la distribution initiale).

**H.2.** Nous supposons que le faisceau laser est une onde plane. Ce qui revient à dire qu'à une position z donnée sur l'axe du jet, les atomes subissent tous la même force de décélération.

**H.3.** La force de pression de radiation est bivaluée: elle vaut un quand les atomes sont résonants avec le laser et supposée nulle ailleurs. Cette hypothèse est valable quand on peut négliger l'effet de cette force hors résonance. Ce qui est le cas, si le temps d'amortissement de la vitesse  $\tau_{\text{amor}}$  est supérieur au temps nécessaire pour une variation de vitesse, égale à la largeur à mi-hauteur du profil en vitesse de la force de pression de radiation. Cette largeur est de l'ordre de  $\lambda\Gamma$ ,  $\lambda$  représente la longueur d'onde laser et  $\Gamma$  la largeur naturelle du niveau excité de la transition atomique mise en jeu. Cette condition s'écrit:

$$\tau_{\text{amor}} \gg \frac{\Gamma}{\frac{dv}{dt}}$$

où  $dv/dt$  est la vitesse de balayage de la fréquence laser.

Pour ralentir un jet atomique de césium, la vitesse de balayage en fréquence est typiquement de l'ordre de 400 GHz/s.

ce qui donne

$$\tau_{\text{amor}} \gg 10 \mu\text{s}$$

cette condition est bien satisfaite pour le césium où le temps d'amortissement est typiquement de l'ordre de 100  $\mu\text{s}$ .

Une conséquence de cette hypothèse est qu'il n'y a plus de fluctuation de la force de pression de radiation et donc on perd la notion de refroidissement ou de chauffage suivant l'axe du jet.

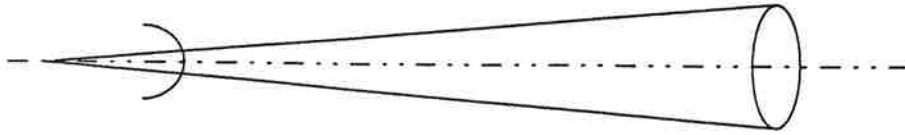
**H.4.** La diffusion transverse sera considérée comme correction à l'accroissement de la divergence du jet induit par la décélération.

#### **I.4. Situation du problème.**

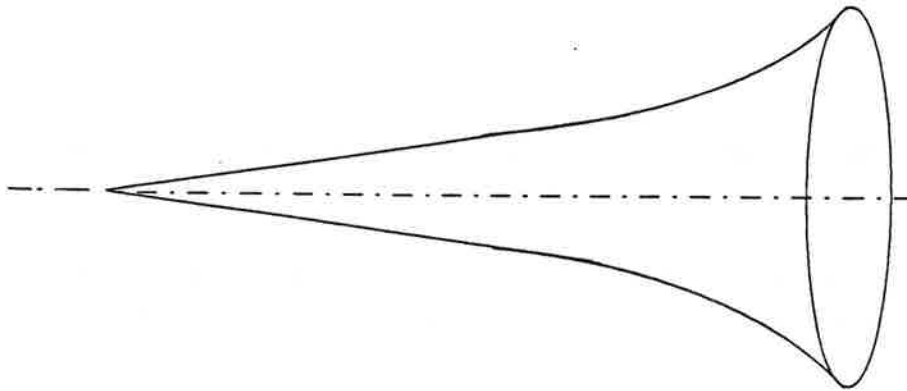
Pour faciliter la compréhension de ce modèle, nous commençons par donner quelques images physiques simples qui ont trait au processus de ralentissement et à la méthode de compensation du désaccord Doppler (voir § I). Ces images mettent en évidence trois phénomènes: le premier, c'est l'accroissement de la divergence du jet atomique induite par le caractère unidimensionnel de la décélération. Le second, c'est le même effet induit par le chauffage transverse. Le dernier, est lié à la transformation de la distribution de vitesse du jet atomique le long de son axe.

##### **I.4.1. Transformation de la divergence du jet atomique au cours du processus de ralentissement.**

Considérons tout d'abord, un jet atomique émergeant d'une source ponctuelle. Ce jet, caractérisé par sa divergence naturelle  $\theta_D$ , est supposé monocinétique et uniforme. En absence de toute perturbation les atomes se trouvent dans un cône d'angle  $\theta_D$ , figure (II.1.a). Si les atomes sont uniformément décélérés suivant l'axe du jet, leurs trajectoires deviennent paraboliques. On constate alors un accroissement continu de la

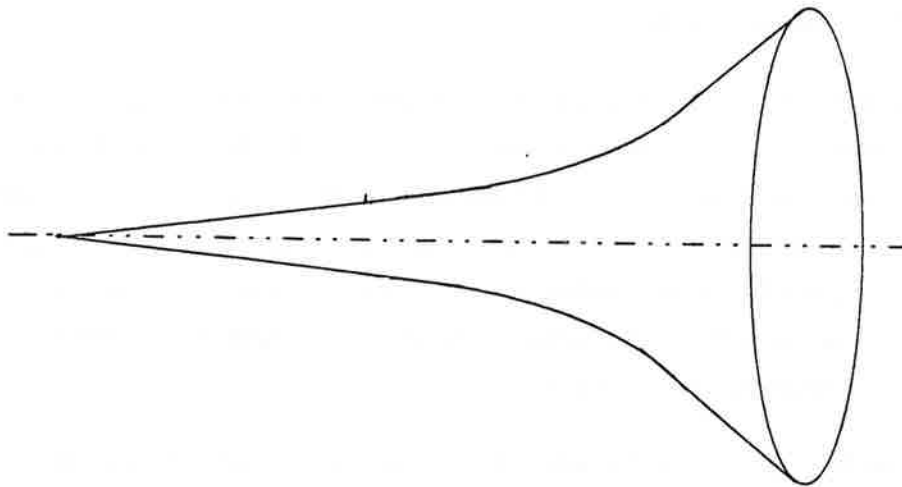


a) Evolution libre.



b) Evolution libre

Trajectoire parabolique.



c) Evolution libre

Trajectoire parabolique.

Evolution libre

Figure (II.1). Transformation de la divergence du jet atomique au cours du processus de ralentissement.

divergence du jet au cours de ce processus figure (II.1.b). Quand la décélération est interrompue, le jet évolue alors librement avec une divergence constante, figure (II.1.c).

#### I.4.2. Accroissement de la divergence induit par le chauffage transverse.

Nous avons vu dans le chapitre I, que le mouvement des atomes dans une onde lumineuse résulte de la conjonction entre un mouvement moyen et un effet de diffusion dans l'espace des vitesses. Dans l'espace réel cet effet de diffusion peut être représentée par un accroissement de la divergence du jet autour de la trajectoire moyenne figure (II.2). Cet accroissement ne devient significatif, que s'il est du même ordre de grandeur que l'accroissement de la divergence dû au ralentissement proprement dit.

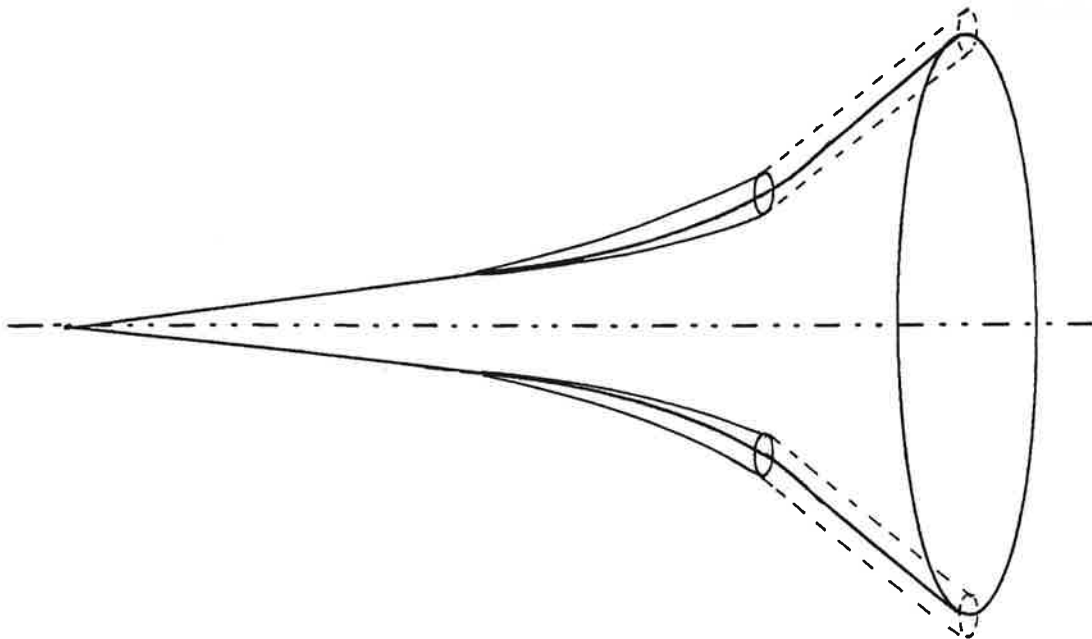


Figure (II.2). Accroissement de la divergence induit par le chauffage transverse.

### I.4.3. Transformation de la distribution de vitesse le long de l'axe du jet.

A une vitesse finale  $v_f$  donnée et à une distance  $z_f$  du four, tout atome de vitesse  $v_i$  qui contribue au signal d'atomes lents, provient d'une position  $z_i$  bien précise donnée par l'équation du mouvement uniformément décéléré:

$$v_f^2 - v_i^2 = 2 a (z_i - z_f)$$

où  $a$  est la décélération subie par les atomes.

Le signal d'atomes lents correspond à l'intégrale sur toutes les positions qui vérifient la relation précédente. A la fin de la rampe, si  $z_f$  est trop près du four, cette intégrale ne porte que sur une faible largeur en vitesse. Si au contraire,  $z_f$  est loin du four, la plage de vitesse impliquée dans le processus de ralentissement est plus importante, figure (II.3). La distribution de vitesse des atomes se trouvant en aval du jet est plus affectée, car elle a vu la totalité de la rampe en fréquence.

Dans une situation réelle tous les phénomènes décrits précédemment sont simultanément présents.

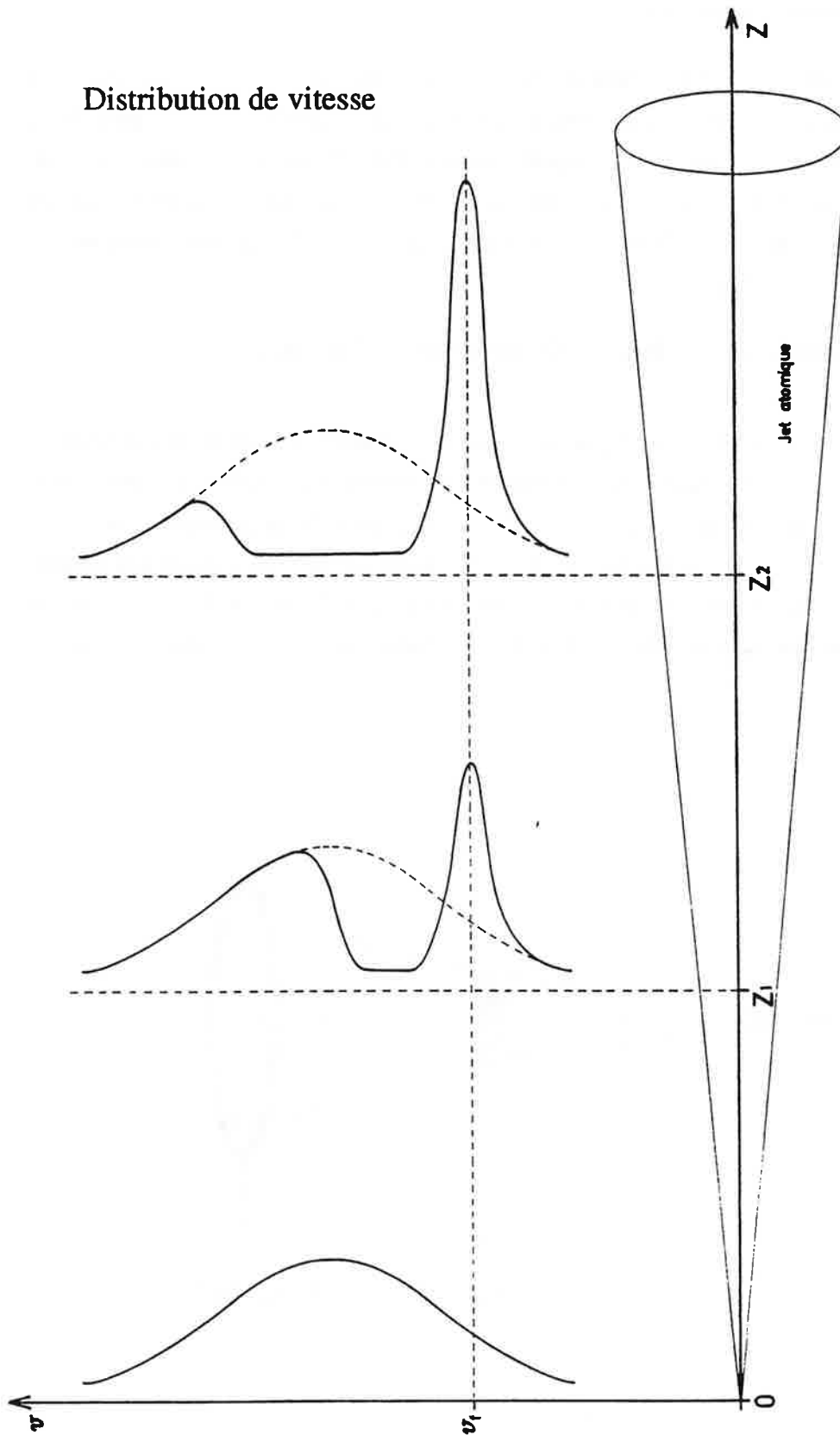


Figure (II.3). Transformation de la distribution de vitesse du jet au cours du processus de ralentissement.

### I.5. Description du modèle.

Exprimons la conservation du nombre d'atomes au cours du processus de ralentissement, pour établir une expression analytique de la densité d'atomes lents. Nous procéderons en deux étapes: nous considérons tout d'abord, la contribution d'une seule classe de vitesse à la densité totale, nous intégrons ensuite, sur toutes les classes de vitesses en pondérant par la distribution de vitesse au point où les atomes correspondant ont commencé à être décélérés.

#### I.5.1. Expression de la densité élémentaire $\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_f$ .

Soit une classe de vitesse  $v_i$  qui accroche la fréquence du laser en une position  $z_i$ . En  $z_f$  la vitesse finale est égale à  $v_f$ . Considérons un élément de volume  $d\eta_i$ , centré sur  $z_i$ . Au cours du processus de ralentissement, l'accroissement de la divergence induit un accroissement de ce volume figure (II.1.a). En vertu de la conservation du nombre d'atomes, tous les atomes de vitesse  $v_i$  initialement dans l'élément de volume  $d\eta_i$  se trouveront avec une vitesse  $v_f$  dans l'élément de volume  $d\eta_f$  centré en  $z_f$  figure (II.4).

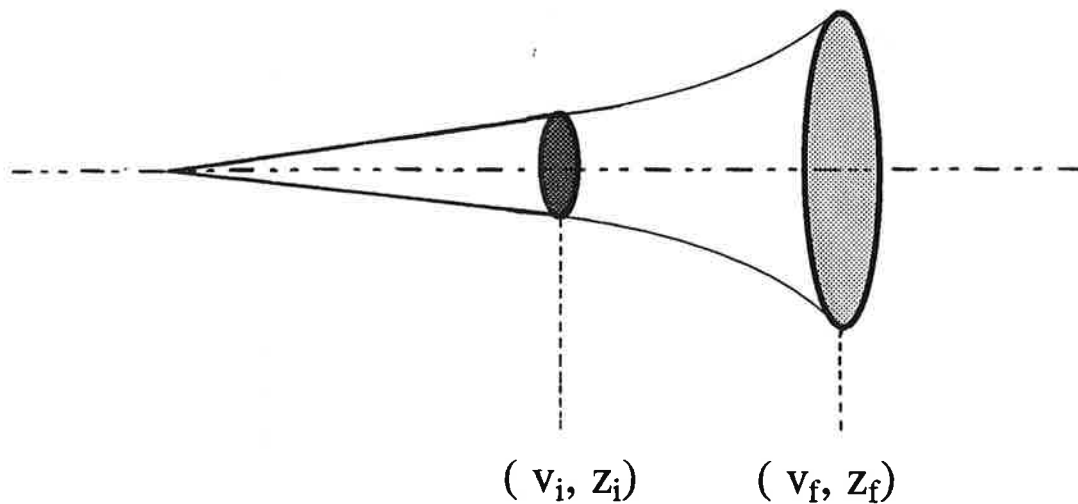


Figure (II.4). Conservation du nombre d'atomes au cours du processus de ralentissement.



Cette loi de conservation s'écrit.

$$\rho_{v_i}(v_f, z_f) d\eta_f dv_f = \rho(v_i, z_i) d\eta_i dv_i \quad (\text{II.1})$$

$\rho(v_i, z_i) dv_i$ , représente la densité d'atomes non ralentis de vitesse  $v_i$ , à une distance  $z_i$  du four.

$\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_f$  est la densité d'atomes de vitesse  $v_f$  produits par le ralentissement de la classe de vitesse  $v_i$

Exprimons maintenant la relation (II.1) en fonction de la distribution de vitesse en  $z_f$  du jet non ralenti. Pour cela, utilisant la conservation du nombre d'atomes dans ce jet:

$$\rho(v_i, z_i) d\eta_i dv_i = \rho(v_i, z_f) d\eta_f^0 dv_i \quad (\text{II.2})$$

la relation (II.1) se réécrit à l'aide de l'égalité (II.2) comme:

$$\rho_{v_i}(v_f, z_f) d\eta_f dv_f = \rho(v_i, z_f) d\eta_f^0 dv_i \quad (\text{II.3})$$

où  $d\eta_f^0$  représente le volume élémentaire occupé par les atomes non ralentis, à une distance  $z_f$  du four et  $d\eta_f$  le volume élémentaire occupé par les atomes ralentis, à la même distance du four. Ces deux éléments de volume s'expriment comme:

$$\left\{ \begin{array}{l} d\eta_f^0 = S dz_i \\ d\eta_f = S_f dz_f \end{array} \right. \quad (\text{II.4})$$

où  $S$  est la section transverse du jet thermique en  $z_f = L$ , elle s'écrit en fonction de la divergence  $\theta_D$  du jet non ralenti comme.

$$S = \pi \frac{L^2 \theta_D^2}{4} \quad (\text{II.5})$$

$S_f$  est la section transverse du jet ralenti en  $z_f$ .

Dans la suite nous supposons que les atomes sont soumis à une décélération  $a$  pendant une durée d'interaction  $t$  et qu'ils effectuent ensuite un vol libre pendant une durée  $\tau$ , avant d'atteindre la position  $z_f = L$  où ils sont détectés. Les coordonnées  $(v_f, z_f)$  et  $(v_i, z_i)$  sont reliées par les équations du mouvement suivantes:

$$\begin{cases} z_f = -a \frac{t^2}{2} + v_i t + z_i + v_f \tau \\ v_f = -a t + v_i \\ v_f^2 - v_i^2 = 2 a (z_f - z_i) \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Pour simplifier la relation (II.3) nous devons établir une relation entre  $(dv_f, dz_f)$  et  $(dv_i, dz_i)$ . Dans ce modèle, on se fixe un temps d'interaction  $t$  et des conditions finales  $(v_f, z_f)$  et l'on cherche les différents couples  $(v_i, z_i)$  qui vérifient les équations de mouvement données par (II.6). La relation entre  $(dv_f, dz_f)$  et  $(dv_i, dz_i)$  peut être déduite en différentiant (II.6) :

$$\begin{pmatrix} dz_f \\ dv_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & t + \tau \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dz_i \\ dv_i \end{pmatrix} \quad (\text{II.7})$$

d'où

$$dz_f dv_f = dz_i dv_i \quad (\text{II.8})$$

En remplaçant les égalités (II.8) et (II.4) dans la relation (II.3), la conservation du nombre d'atomes s'exprime simplement par:

$$\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_i = \frac{S_0}{S_f} \rho(v_f, z_f) dv_i \quad (\text{II.9})$$

$\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_i$  représente la contribution de la classe de vitesse  $v_i$  à la densité totale d'atomes ralentis. La question maintenant, est de calculer le rapport  $S/S_f$ . Pour cela, étudions l'évolution de la section transverse du jet atomique au cours du processus de ralentissement. Cette évolution est définie par la trajectoire des atomes décrivant l'enveloppe du jet. Nous aborderons cette question dans deux cas, d'abord sans tenir compte de l'émission spontanée, ensuite en le prenant en considération.

### I.5.1.1. Sans chauffage transverse.

Exprimons en  $z_f = L$ , les coordonnées transverses  $(x_f, y_f)$  du "jet ralenti" en fonction de celle du jet thermique  $(x, y)$ . D'après le système(II.6) nous avons:

$$\begin{cases} z_f = -a \frac{t^2}{2} + v_i t + z_i + v_f \tau \\ y_f = y_i + v_{y_i}(t + \tau) \\ x_f = x_i + v_{x_i}(t + \tau) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

à l'aide de l'hypothèse H.1 nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} v_{x_i} = \frac{x_i}{z_i} v_i = \frac{x}{L} v_i \\ v_{y_i} = \frac{y_i}{z_i} v_i = \frac{y}{L} v_i \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

La combinaison des égalités (II.11) et (II.12) permet d'écrire la relation simple suivante

$$\begin{cases} y_f = K y \\ x_f = K x \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

où le coefficient  $K$  est défini par

$$K = 1 + \frac{(v_i - v_f)^2}{2a} + \frac{(v_i - v_f)}{L} \tau \quad (\text{II.14})$$

la section finale du jet ralenti s'exprime simplement, comme:

$$S_f = K^2 S \quad (\text{II.15})$$

où  $S = x^2 + y^2$ , est la section transverse du jet thermique, à une distance  $L$  du four. En remplaçant  $S$  par son expression donnée dans (II.5) on obtient

$$S_f = \pi (L K \theta_D)^2 = \pi (L \theta'_D)^2 \quad (\text{II.16})$$

Cette expression confirme très bien l'image donnée dans (I.4.1). En effet, au cours du processus de ralentissement, la divergence du jet passe de  $\theta_D$  à  $\theta'_D = K\theta_D$ . La figure (II.5) représente la variation du rapport  $\theta'_D / \theta_D$  en fonction de la vitesse initiale  $v_i$ , pour différentes valeurs de la vitesse finale. Pour une vitesse finale donnée, l'accroissement de la divergence est d'autant plus important que la vitesse initiale est faible. Cet accroissement peut être important, à titre d'exemple, pour ralentir une classe de vitesse de 200 m/s à 10 m/s, la divergence du jet passe de  $\theta_D$  à  $1.7 \theta_D$ . Pour bien mettre en évidence cet effet, la figure (II.6) montre la transformation du rayon transverse du jet au cours du processus de ralentissement.

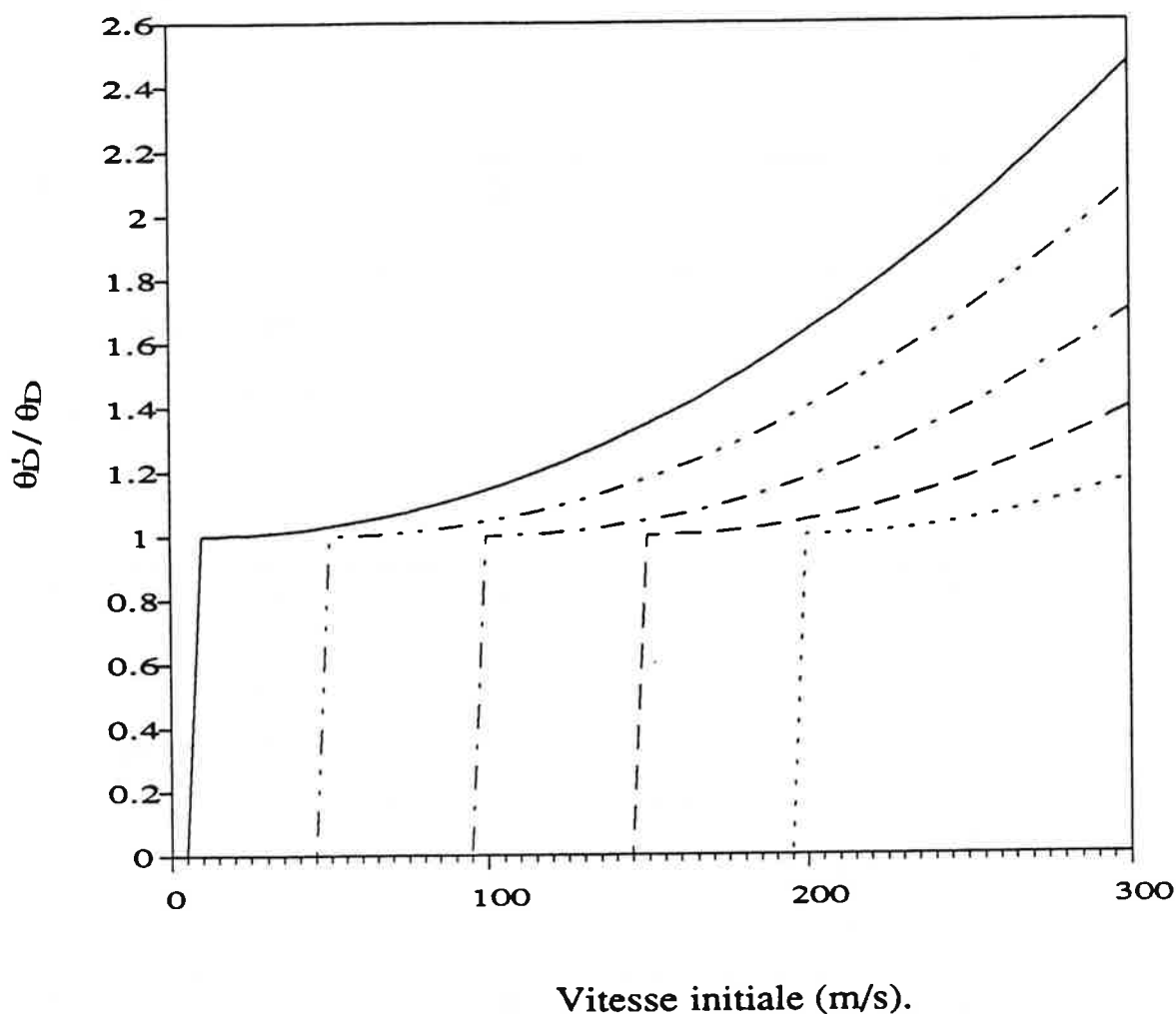


Figure (II.5). Accroissement de la divergence de la classe de vitesse  $v_i$  à la fin du ralentissement (sans diffusion).  $L = 1m$ ,  $a = 29000 m/s^2$ .

courbes:  $v_f = 10 m/s$  —————,  $v_f = 50 m/s$  .....  $v_f = 100 m/s$  - - - - -  
 $v_f = 150 m/s$  - . . . . .,  $v_f = 200 m/s$  - - - - -

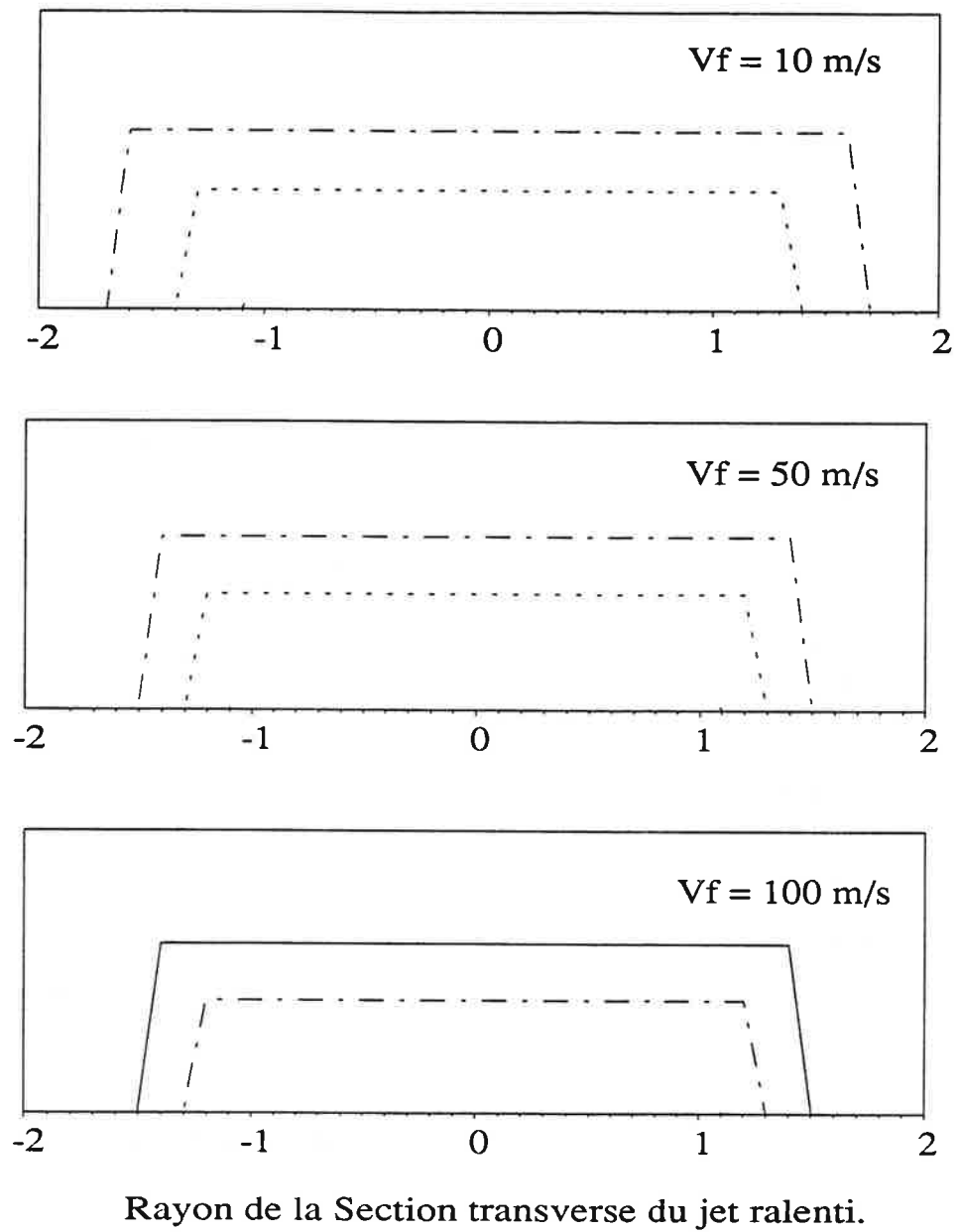


Figure (II.6). Section du jet ralenti au niveau du détecteur.  $L = 1\text{ m}$  et  $a = 29000\text{ m/s}^2$ .  
 Courbes:  $v_i = 250\text{ m/s}$  ———— ,  $v_i = 150\text{ m/s}$  - - - - - ,  $v_i = 100\text{ m/s}$  - - - - -

**I.5.1.2. Avec diffusion.**

Pour tenir compte de la diffusion transverse, nous faisons les deux hypothèses suivantes: la première consiste à dire, qu'en absence du chauffage, la distribution spatiale transverse des atomes est une distribution gaussienne, de variance égale à  $K^2 S$ . La seconde hypothèse suppose que le chauffage transverse se traduit par une distribution spatiale transverse gaussienne autour des trajectoires moyennes des atomes. Cette dernière distribution est caractérisée par sa variance  $\sigma$ . Ainsi, les atomes du jet ralentis sont distribués transversalement selon une gaussienne de variance  $S_f$  donnée:

$$S_f = \sqrt{\left( K^4 S^2 + \sigma^2 \right)} \quad (\text{II.17})$$

Il est difficile de calculer rigoureusement la variance spatiale  $\sigma$ . En première approximation, nous supposons qu'elle est égale à l'étalement spatiale transverse moyen des atomes induit par la vitesse quadratique moyenne transverse due au chauffage. Après un temps d'interaction  $t$ , les atomes s'étaient transversalement autour de leur trajectoire moyenne d'une quantité  $\delta r_{\text{trans}}$  égale à

$$\delta r_{\text{trans}} = \delta v_{\text{trans}}(t) dt \quad (\text{II.18})$$

$\delta v_{\text{trans}}$  est la vitesse quadratique moyenne transverse induit par le caractère aléatoire de l'émission spontanée, après un temps d'interaction  $t$ . Elle s'écrit:

$$\left( \delta v_{\text{trans}} \right)^2 = \frac{2}{5} \left( \frac{\hbar k}{m} \right) N(t) \quad (\text{II.19})$$

Le facteur  $2/5$  tient compte de la direction transverse quand la polarisation du laser est  $\sigma^+$ .

$\hbar k / m$  représente le module du pas de la marche au hasard dans l'espace des vitesses.

$N(t)$  représente le nombre moyen de photons échangés pendant la durée d'interaction  $t$ , il s'écrit

$$N(t) = \frac{v_i - v(t)}{\frac{\hbar k}{m}} \quad (\text{II.20})$$

où  $v(t)$  est la vitesse des atomes à l'instant  $t$ , elle vaut:

$$v(t) = -at + v_i$$

En remplaçant les expressions (II.19) et (II.20) dans l'équation (II.18) on obtient:

$$\delta r_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{2 \hbar k}{5 m} a t} dt \quad (\text{II.21})$$

le temps d'interaction total nécessaire pour ralentir les atomes de la classe vitesse  $v_i$  vers la classe de vitesse  $v_f$  est égale à:

$$T_{\text{Max}} = \frac{v_i - v_f}{a} \quad (\text{II.22})$$

$\sigma$  s'écrit alors comme :

$$\sigma = \int_0^{\frac{v_i - v_f}{a}} \sqrt{\frac{2 \hbar k}{5 m} a t} dt \quad (\text{II.23})$$

En intégrant on obtient:

$$\sigma = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2 \hbar k}{5 m} a} \left( \frac{v_i - v_f}{a} \right)^{3/2} \quad (\text{II.24})$$

En remplaçant  $\sigma$  dans l'expression (II.17) de  $S_f$  et en utilisant la relation (II.16), la divergence  $\theta'_D$  du jet ralenti s'écrit maintenant:

$$\frac{\theta'_D}{\theta_D} = K \left( 1 + \left( \frac{\sigma}{K^2 \pi \frac{L^2}{4} \theta_D^2} \right)^2 \right)^{1/4} \quad (\text{II.25})$$

L'effet du chauffage transverse apparait comme correction à l'accroissement de la divergence  $\theta'_D$  induit par le ralentissement.

La figure (II.7) présente pour un jet atomique de césium, la variation du rapport  $\theta'_D / \theta_D$  en fonction de la vitesse initiale  $v_i$ , pour différentes valeurs de la vitesse finale. Comparé au résultat de la figure (II.5), nous pouvons conclure que dans le cas du césium l'effet de l'émission spontanée n'est pas important.



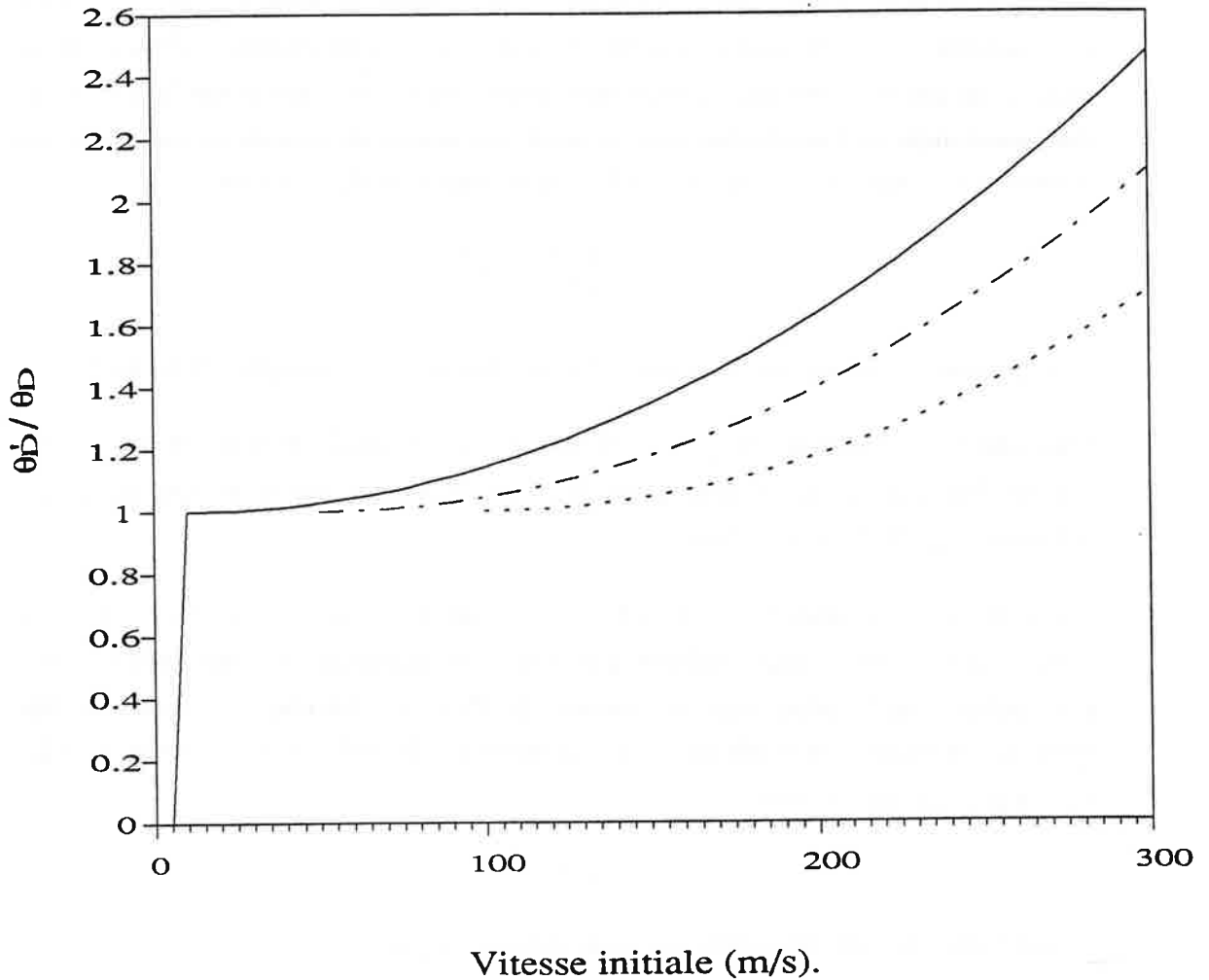


Figure (II.7). Accroissement de la divergence de la classe de vitesse  $v_i$  à la fin du ralentissement (avec diffusion).  $L = 1m, \theta_D = 4 \text{ mrd}$  et  $a = 29000 \text{ m/s}^2$ .

$v_f = 10 \text{ m/s}$  ——— ,  $v_f = 50 \text{ m/s}$  - - - - - ,  $v_f = 100 \text{ m/s}$  . . . . .

Finalement, l'expression analytique générale de la densité élémentaire  $\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_i$  correspondant à la contribution de la classe de vitesse  $v_i$  à la densité totale d'atomes ralentis s'écrit:

$$\rho_{v_i}(v_f, z_f) dv_i = \frac{\pi \frac{L^2}{4} \theta_D^2}{\sqrt{\left( \left( K^2 \pi \frac{L^2}{4} \theta_D^2 \right)^2 + \sigma^2 \right)}} \rho(v_i, z_f) dv_i \quad (\text{II.26})$$

### I.5.1.3. Effet de la gravitation.

Nous avons jusqu'ici omis l'effet de la gravitation. Cependant, quand la vitesse longitudinale des atomes est décélérée cet effet peut devenir important. Pour avoir un ordre de grandeur de cet effet, considérons les atomes qui se trouvent sur l'axe du jet au commencement de l'interaction avec le laser. Au niveau de la zone de détection, ces atomes auront subi, selon l'axe vertical Oy, un déplacement  $d_g$  donné par:

$$d_g = \frac{1}{2} g (t + \tau)^2 \quad (\text{II.27})$$

nous rappelons que  $t$  représente la durée d'interaction et  $\tau$  est le temps du délai sonde.

Pour une durée d'interaction typique de 10 ms et un temps de délai sonde nul  $d_g$  vaut 0.5mm. Par contre pour un délai sonde de 20 ms, le déplacement transverse est égale à 4.5 mm ce qui devient important.

Nous allons tenir compte de l'effet du champ de pesanteur en le traitant comme source de fuite. Pour cela nous allons pondérer la densité élémentaire donnée dans (II.26) par une distribution simple qu'on construit comme suit: On considère une fenêtre de détection circulaire de rayon R et située en  $z_f = L$ . Un atome est détecté si son abscisse suivant Oy vérifie la condition suivante:

$$- R < y < R$$

la distribution spatiale transverse  $D_g(y)$  est alors défini par

$$\begin{cases} D_g(y) = 1 & \text{si } -R < y < R \\ D_g(y) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

En fait le but dans ce paragraphe est de voir comment l'effet du champ de la pesanteur est accentué par la décélération induite par le laser. On va donc supposer que tous les atomes ralentis seraient détectés en absence de ralentissement. Soit  $y_f$  l'abscisse selon Oy d'un atome décéléré et  $y$  son abscisse à la même position s'il n'était pas ralenti,  $y$  et  $y_f$  sont reliés par:

$$y_f = \frac{1}{2} g \left( \frac{v_i - v_f}{a} + \tau \right)^2 + K y \quad (\text{II.29})$$

où K est défini par (II.14).

La distribution spatiale transverse des atomes ralentis au niveau du détecteur peut être écrite comme

$$\begin{cases} D_g(y) = 1 & \text{si } -R < Ky + \frac{1}{2} g \left( \frac{v_i - v_f}{a} + \tau \right)^2 < R \\ D_g(y) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.30})$$

Si la section transverse du jet est supérieure à la taille de la zone de détection, ce qui est souvent le cas dans nos conditions expérimentales, cette distribution est trop restreinte. Nous devons rajouter la condition suivante:

$$D_g(y) = 1 \quad \text{si } K\theta_D - \left( \frac{v_i - v_f}{a} + \tau \right) > R$$

Pour tenir compte des pertes induites par la gravitation, la contribution de la classe de vitesse  $v_i$  au signal d'atomes ralentis s'obtient en faisant la moyenne de la densité élémentaire (II.26), sur la zone de détection, en utilisant la distribution spatiale transverse définie plus haut.

$$\overline{\rho_{v_i}(v_f, z_f)} dv_i = \frac{1}{\pi R^2} \int_{-R}^{+R} dx \int_{-R}^{+R} dy \frac{\pi \frac{L^2 \theta_D^2}{4}}{\sqrt{\left( \left( \pi \frac{K^2 L^2 \theta_D^2}{4} \right)^2 + \sigma^2 \right)}} \rho(z_f, v_i) D_g(y) dv_i \quad (\text{II.31})$$

Remarquons que cette expression n'a d'intérêt que dans le cas où le délai sonde est important. Ainsi dans tous les autres cas l'expression donnée par (II.26) est suffisante.

### I.5.2. Expression de la densité longitudinale d'atomes ralentis $n_f$ .

Tous les atomes ralentis à une vitesse finale  $v_f$  se trouvant en  $z_f$ , ont été accrochés par le laser au cours du balayage en fréquence, à différentes positions  $z_i$  sur l'axe, selon leurs vitesses initiales  $v_i$  figure (II.8)

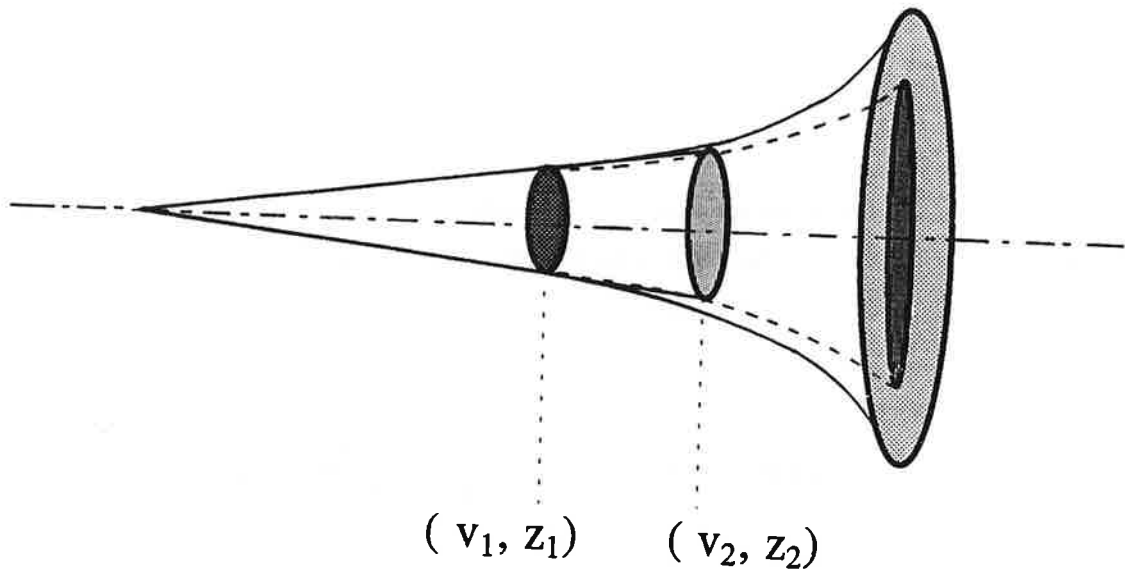


Figure (II.8). Contribution de deux classes de vitesse thermique différentes à la densité totale

La densité totale du jet ralenti est obtenue en intégrant la densité élémentaire définie plus haut:

$$n_f = \int_{D_{v_i}} \rho_{v_i}(v_f) dv_i \quad (\text{II.32})$$

Le domaine d'intégration doit comporter toutes les classes de vitesses qui sont accumulées par le laser autour de la vitesse finale. Dans les expériences de ralentissement utilisant la technique de balayage en fréquence, les valeurs extrêmes de la vitesse qui contribuent au signal total sont fixées par les bornes du balayage en fréquence. On fixe la valeur finale de la fréquence selon la vitesse finale requise. La durée de la rampe de balayage en fréquence  $T_{\text{Ramp}}$  et son amplitude définissent la décélération subie par les atomes et la vitesse maximale impliquée par le processus de ralentissement, cette vitesse vaut

$$v_{\text{Max}} = a T + v_f. \quad (\text{II.33})$$

A paramètres du laser de ralentissement fixes, cette vitesse maximale dépend aussi de la longueur maximale d'interaction  $L$ , définie par la distance four-détecteur. Elle correspond à la vitesse initiale des atomes qui ont été décélérés sur toute cette distance, et s'écrit :

$$v_{\text{Limite}} = \sqrt{v_f^2 + 2 a (L - v_f \tau)} \quad (\text{II.34})$$

Finalement, les valeurs extrêmes de la vitesse qui définissent le domaine d'intégration sont données par:

$$\begin{cases} v_{\text{inf}} = v_f \\ v_{\text{sup}} = \min \left( v_{\text{Max}}, \sqrt{v_f^2 + 2 a (L - v_f \tau)} \right) \end{cases} \quad (\text{II.35})$$

Sur la figure (II.9), l'aire sous chaque courbe représente la contribution de la classe de vitesse  $v_i$  à la densité totale d'atomes ralentis à  $v_f$  donnée. Il se dégage de cette présentation deux facteurs essentiels pour la densité totale en un point, d'abord la plage de vitesse impliquée, qui dépend de la longueur d'interaction, la vitesse finale et la vitesse de balayage en fréquence (II.35) et la distribution de vitesse du jet non ralenti qui pondère la contribution de chaque vitesse initiale.

Finalement la densité totale du jet ralenti  $n_f$  est donnée par l'expression générale :

$$n_f = \int_{v_{\text{inf}}}^{v_{\text{sup}}} \frac{\frac{\pi L^2 \theta_D^2}{4}}{\sqrt{\left( \left( \frac{\pi L^2 (K \theta_D)^2}{4} \right)^2 + \sigma^2 \right)}} \rho(v_i, L) dv_i \quad (\text{II.36})$$

Cette expression va servir de base pour l'exploitation du modèle.

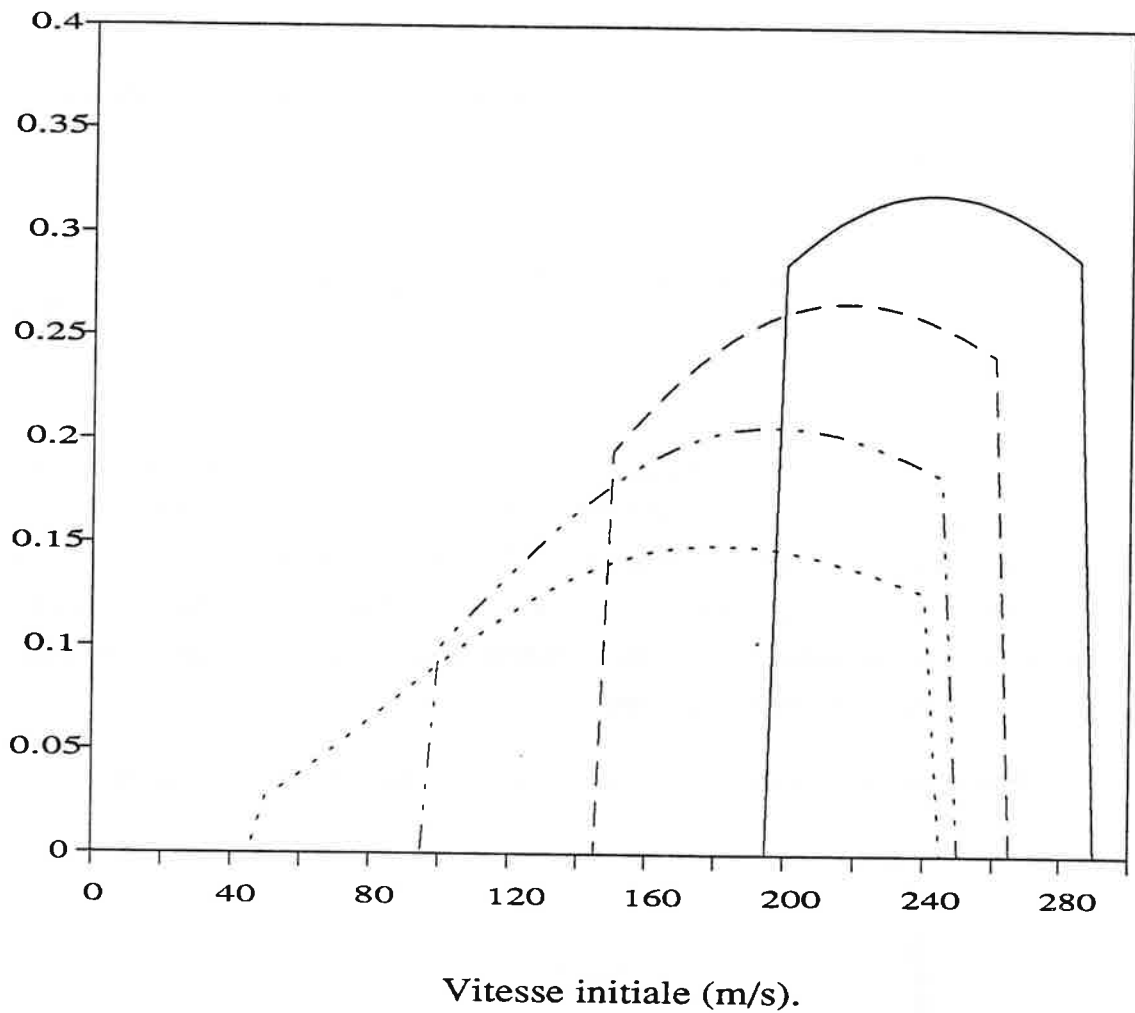


Figure (II.9). Contribution de la densité élémentaire de la classe de vitesse  $v_i$ .  
 $L = 1\text{ m}$ ,  $\theta_D = 4\text{ mrd}$  et  $a = 29000\text{ m/s}^2$ . Distribution de Maxwell-Boltzman ( $V_p = 300\text{ m/s}$ )

$v_f = 150\text{ m/s}$  —————

,  $v_f = 50\text{ m/s}$  - - - - -

$v_f = 10\text{ m/s}$  .....  
 - - - - -

,  $v_f = 100\text{ m/s}$  - - - - -

## I.6. Exploitation du modèle.

Dans la suite nous allons utiliser le modèle développé précédemment pour étudier le comportement de la densité en fonction de la vitesse finale et son évolution après le processus de ralentissement. Cette étude comportera deux aspects différents. Le premier consiste en une comparaison avec les résultats expérimentaux qui sert en quelque sorte comme test du modèle. Le second plutôt prédictif permettra de définir des paramètres optimaux pour cette technique de ralentissement.

### I.6.1. Variation de la densité d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale.

Pour dégager un résultat quantitatif, nous avons normalisé la densité d'atomes ralentis à la densité d'atomes appartenant à la classe de vitesse la plus probable  $v_p$  dans le jet non ralenti. Ce facteur de normalisation est obtenu en intégrant la distribution du jet thermique sur une plage en vitesse centrée autour de  $v_p$  et dont l'amplitude est de l'ordre de  $\lambda\Gamma$ , où  $\Gamma$  est la largeur naturelle du niveau excité de la transition utilisée pour détecter le signal et  $\lambda$  sa longueur d'onde.

La figure (II.10) représente la variation de la densité totale d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale. Les points expérimentaux sont obtenus en mesurant l'aire sous la courbe du profil de fluorescence du jet ralenti, sur une plage de vitesse centrée sur la vitesse finale et d'amplitude égale à celle utilisée pour calculer le facteur de normalisation. Pour les faibles vitesses finales ( inférieure à 100 m/s), la densité d'atomes lents obtenue à l'aide du modèle, varie linéairement avec la vitesse. Elle passe par un maximum et décroît ensuite plus rapidement. La position de ce maximum dépend de la distribution de vitesse initiale, de l'amplitude de balayage et de la longueur d'interaction. L'existence de ce maximum résulte essentiellement du fait que le nombre d'atomes thermiques qui contribuent au signal final varie avec la vitesse finale. Ce nombre est maximale quand la plage de vitesses impliquées dans le processus de ralentissement est centrée sur la vitesse la plus probable du jet non ralenti. En comparant les figures (II.10.a et b), on s'aperçoit que l'allure de la courbe dépend de la distribution de vitesse initiale du jet. D'un point de vue quantitatif l'accord n'est pas excellent pour la série d'expériences correspondant à la figure (II.10.a), nous pensons que ceci est dû à l'élargissement par saturation du profil de fluorescence qui induit une importante incertitude sur la détermination de la distribution de vitesse initiale du jet atomique ( nous rappelons que celle-ci est déduite du profil de fluorescence du jet ) . Pour lever ce doute nous avons repris les données de l'E.N.S. figure(II.10.b ), où la distribution de vitesse initiale est mieux définie, là l'accord est plus satisfaisant

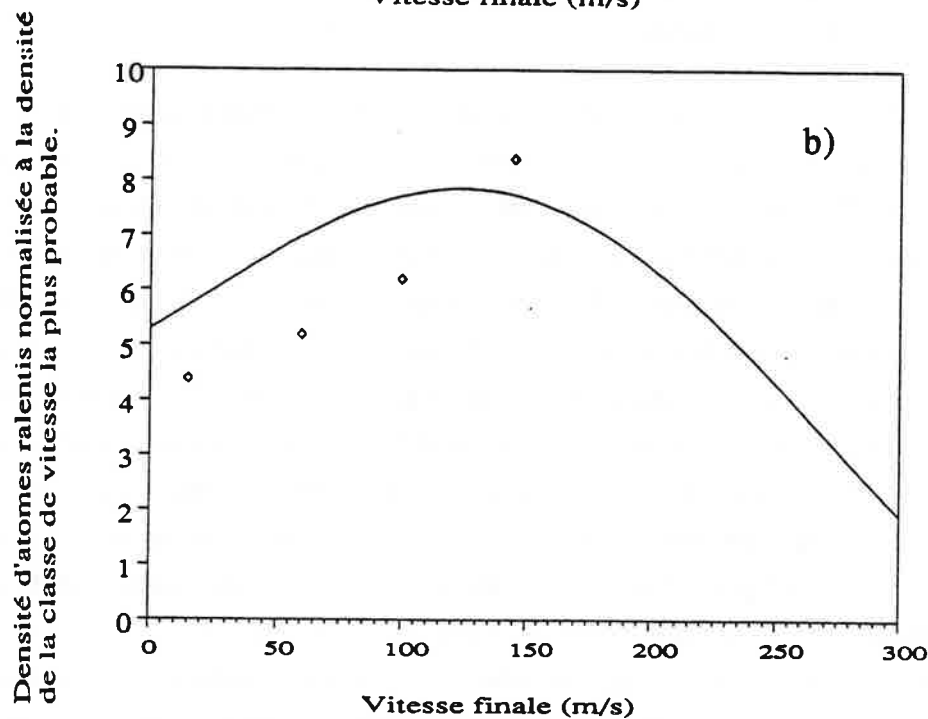
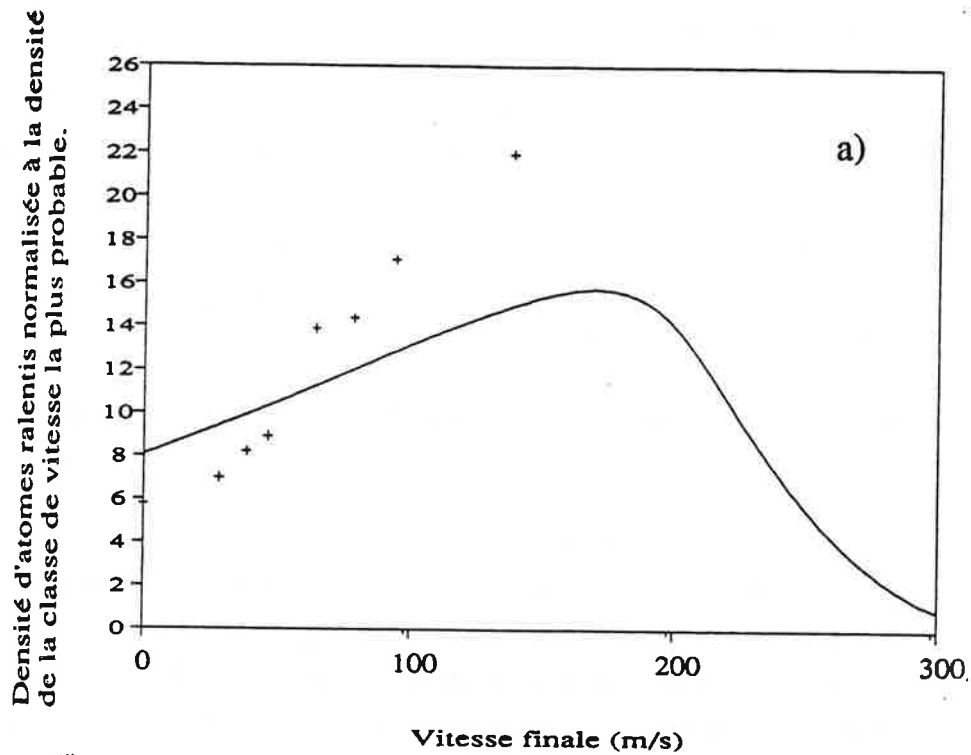


Figure (II.10). Variation de la densité d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale.  
 a) Distribution de vitesse expérimentale (L.A.C),  $L = 1\text{ m}$  et  $a = 48600\text{ m/s}^2$   
 b) Distribution de Maxwell-Boltzman  $150^\circ$  (E.N.S),  $L = 1.6\text{ m}$  et  $a = 33400\text{ m/s}^2$   
 Modèle en continu.



### I.6.2. Evolution de la densité d'atomes ralentis après le processus de ralentissement.

L'utilisation des jets ralentis dans diverses applications telles que les collisions ou la métrologie, doit se faire en absence des lasers de ralentissement. Dans cette mesure, la connaissance de la fraction d'atomes ralentis à un instant  $\tau$  après le processus de ralentissement est une information nécessaire. Nous avons représenté sur la figure (II.11) pour trois vitesses finales différentes ( 10 m/s, 50 m/s, 100 m/s ), la variation de la densité d'atomes ralentis en fonction du délai sonde  $\tau$ . On y a également reporté le signal de fluorescence du jet ralenti, obtenu par excitation à fréquence fixe sélective en vitesse (voir plus loin). On s'aperçoit que la densité décroît avec la même constante de temps pour les différentes vitesses finales considérées. On note aussi une coupure du signal d'atomes lents pour un délai sonde de l'ordre de  $\tau_{\max} = L / v_f$  ( nous rappelons que L est la distance four-détecteur ). Ce délai, représente l'intervalle de temps maximale, après la fin du processus de ralentissement, durant lequel on espère détecter encore des atomes ralentis  $v_f$ . Il correspond aussi que mettent les atomes qui sont résonant avec la fréquence laser à la fin du balayage, pour parcourir la distance four-détecteur.

L'allure de ces courbes s'explique d'une part par l'accroissement de la divergence du jet pendant le vol libre ( voir figure (II.1) ) et d'autre part par la variation de la densité d'atomes ralentis le long de l'axe du jet (II.3). Sur la figure (II.12) nous avons représenté le profil de fluorescence du jet ralenti à quatre valeurs différentes du délai sonde, outre la décroissance du pic d'atomes ralentis, cette figure montre la reconstitution de la distribution de vitesse du jet non ralenti par les atomes thermiques qui sont sortis du four ultérieurement. Ce point est important pour l'analyse de l'effet de plusieurs rampes successives.

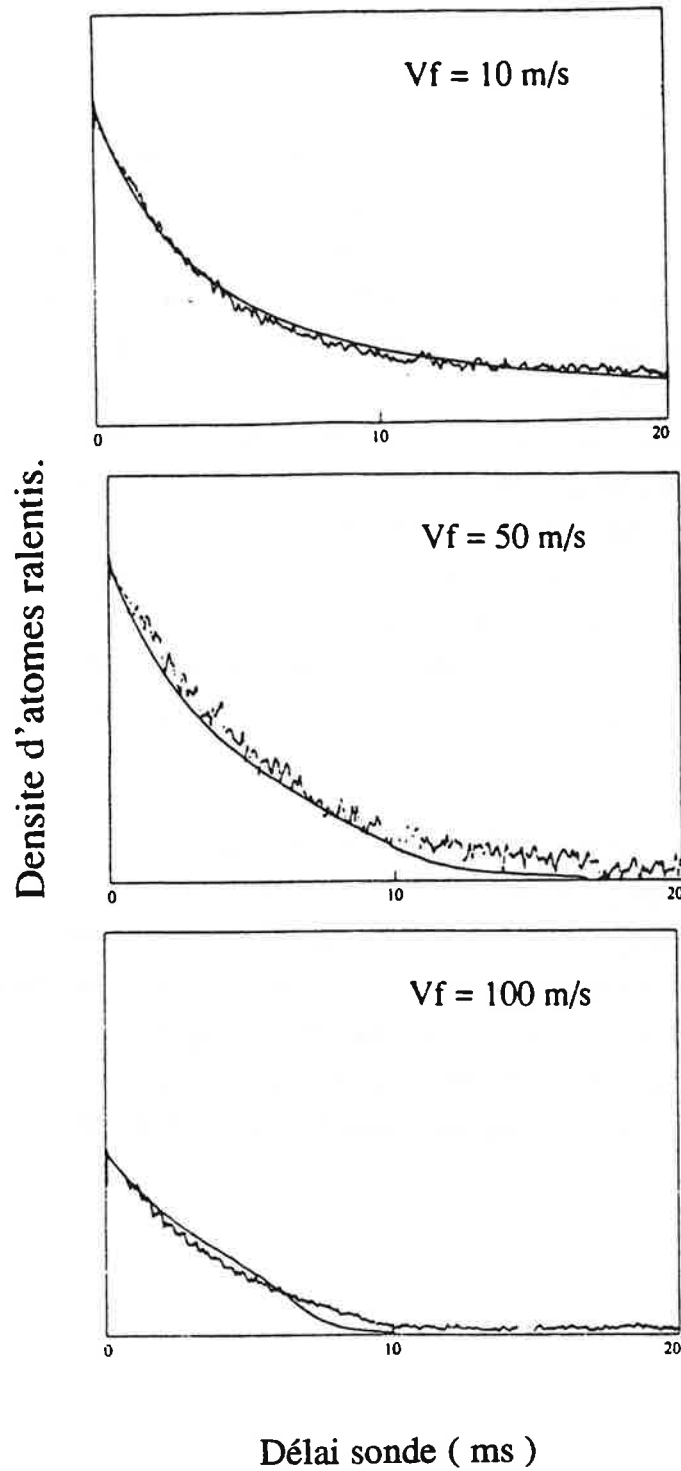


Figure (II.11). Variation de la densité d'atomes ralentis en fonction du délai sonde. Distribution de vitesse expérimentale,  $L = 1 \text{ m}$  et  $a = 48600 \text{ m/s}^2$ , modèle en continu.

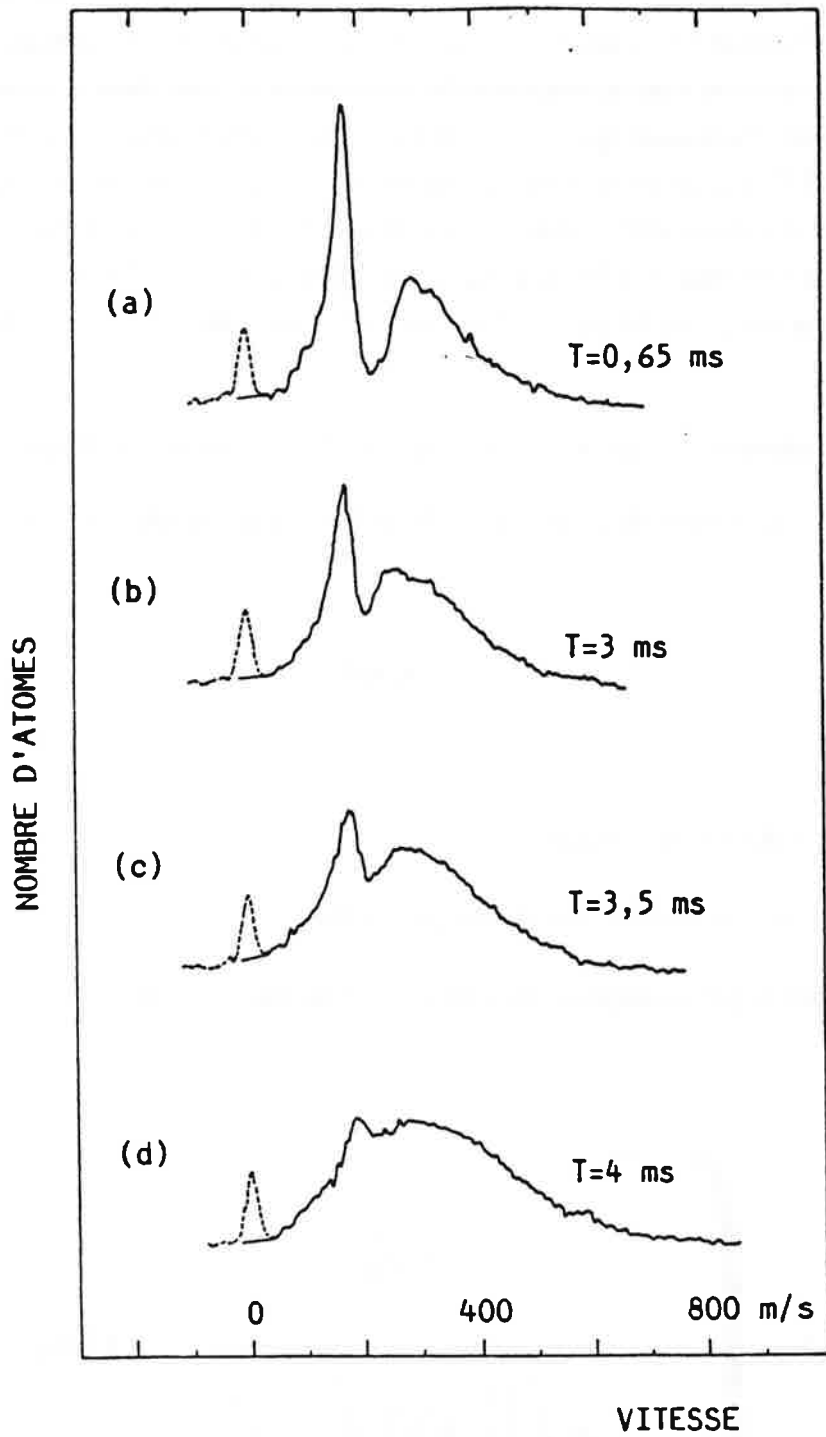


Figure (II.12). Variation de la distribution du jet ralenti en fonction du délai sonde.

**II.6.3. Variation de l'intensité d'atomes ralenti en fonction de la longueur d'interaction.**

On pourrait penser que pour augmenter l'intensité ou le nombre d'atomes ralentis il suffirait d'augmenter la longueur d'interaction maximale  $L$ , car la plage de vitesse thermique impliquée dans le processus de ralentissement varie dans le même sens que cette grandeur. Cependant quand cette distance augmente l'intensité du jet thermique décroît en  $1/L^2$ . Il serait alors intéressant de savoir s'il n'existe pas une distance optimale résultant de ces deux effets antagonistes. Pour cela nous allons établir l'expression analytique de l'intensité à la fin du processus de ralentissement et l'intensité moyenne sur la durée de la rampe de fréquence. Expérimentalement cette dernière quantité est plus intéressante.

**I.6.3.1. L'intensité du jet ralenti à la fin de la rampe de fréquence.**

L'intensité du jet ralenti  $I_f$  à la fin de la rampe en fréquence s'écrit :

$$I_f = n_f v_f S_D \tag{II.37}$$

où  $S_D$  est la surface d'observation.

$n_f$  est la densité d'atomes ralentis, définie par (II.36).

En remplaçant  $n_f$  par son expression, l'intensité du jet ralenti s'écrit

$$I_f(L) = v_f S_D \int_{v_{inf}}^{v_{sup}} \frac{\frac{\pi L^2 \theta_D^2}{4}}{\sqrt{\left(\left(\frac{\pi K^2 L^2 \theta_D^2}{4}\right)^2 + \sigma^2\right)}} \rho(v_i, L) dv_i \tag{II.38}$$

Si la distribution du jet est une distribution de Maxwell-Boltzman:

$$\rho(v_i, L) dv_i = N(L) \frac{v_i^2}{v_P^3} \exp\left(-\frac{v_i^2}{v_P^2}\right) dv_i \quad (\text{II.39})$$

où  $v_P$  est la vitesse la plus probable.

et si l'on normalise  $I_f$  par rapport à l'intensité totale du jet  $I_0(L)$  qui s'écrit (1) comme:

$$I_0(L) = \frac{1}{2} S_D V_P N(L) \quad (\text{II.40})$$

on obtient alors

$$I_f(L) = \frac{2 v_f}{v_P^4} \int_{v_{\text{inf}}}^{v_{\text{sup}}} \frac{\frac{\pi L^2 \theta_D^2}{4}}{\sqrt{\left(\left(\frac{\pi L^2 (K\theta_D)^2}{4}\right)^2 + \sigma^2\right)}} v_i^2 \exp\left(-\frac{v_i^2}{v_P^2}\right) dv_i \quad (\text{II.41})$$

Sur la figure (II.13) nous avons étudié la fonction  $I_f(L)$  pour trois valeurs de la vitesse finale (10 m/s, 50 m/s et 100 m/s). Pour les faibles longueurs d'interaction l'intensité croît rapidement. La pente s'adoucit ensuite d'autant plus vite que la vitesse finale est élevée. Ce comportement s'explique très simplement: d'abord pour une vitesse finale donnée, la borne supérieure en vitesse croît avec la longueur jusqu'à atteindre sa valeur limite imposée par les paramètres de la rampe en fréquence (II.35). En plus la figure (II.14) montre que pour une vitesse finale donnée, la variation de la divergence induite en fonction de la longueur d'interaction n'est pas spectaculaire.

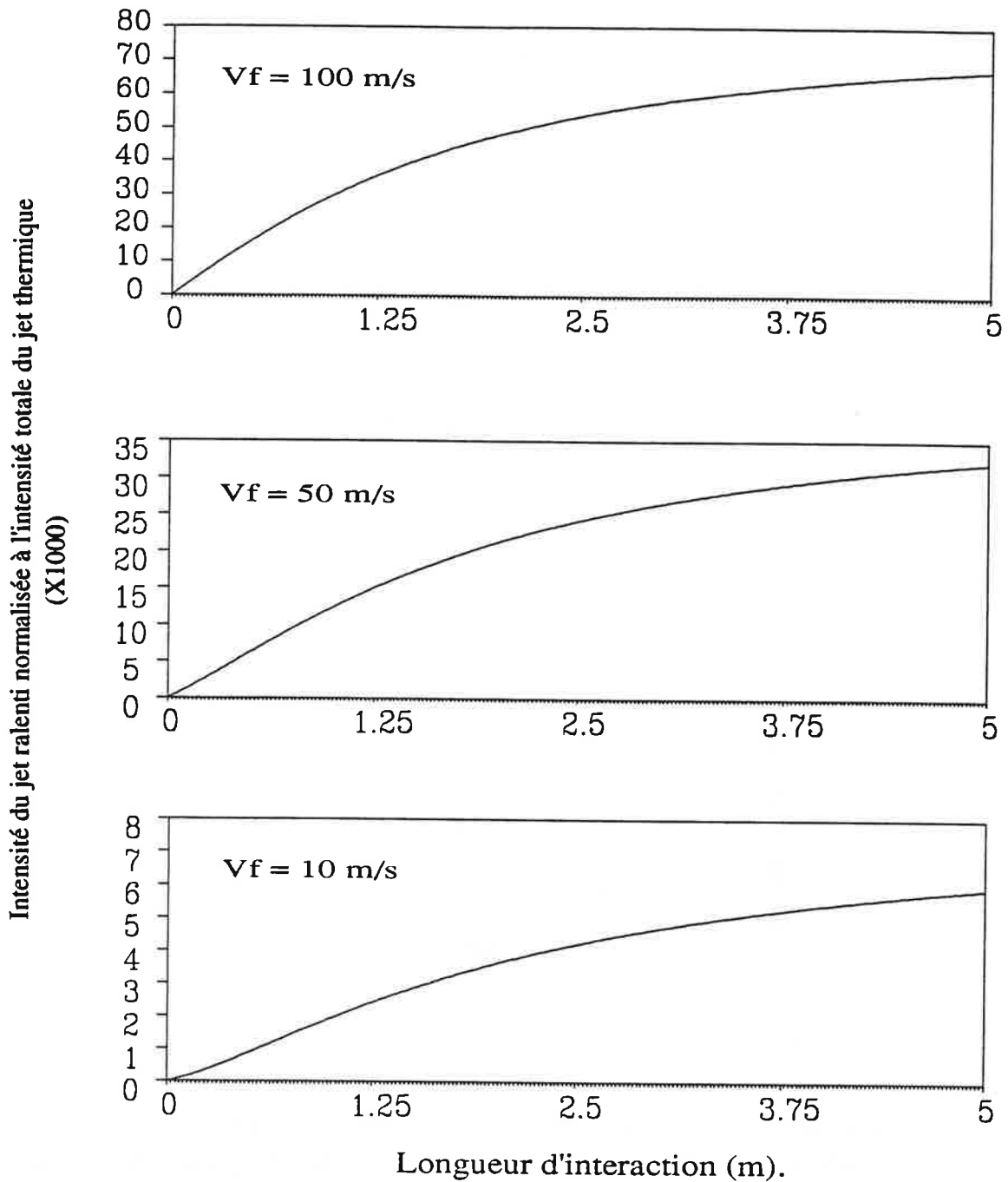


Figure (II.13). Variation de l'intensité du jet à la fin du processus de ralentissement en fonction de la distance four-détecteur.

Distribution initiale Maxwell-Boltzman ( $150^\circ$ ),  $a = 29000 \text{ m/s}^2$ . Normalisation par rapport à l'intensité totale du jet thermique à la même position.

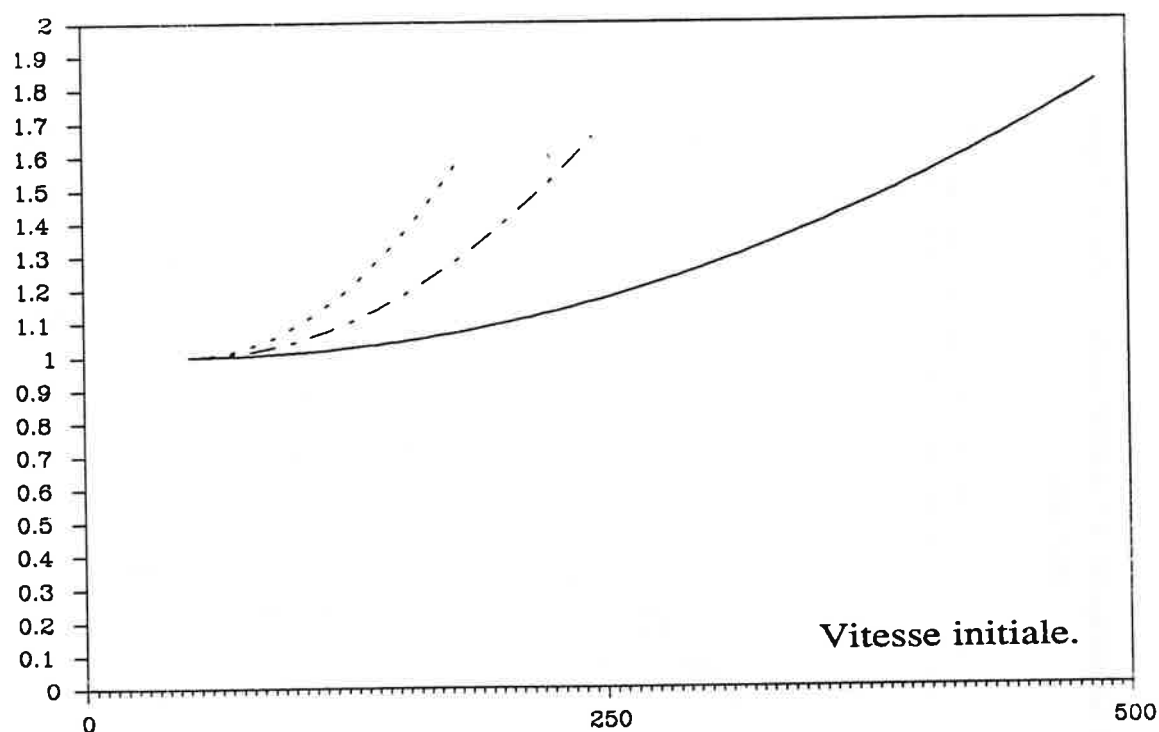


Figure (II.14). Variation de la divergence induite en fonction de vitesse initiale pour différentes valeurs la distance four-détecteur. Continu ( $L = 4$  m), mixte ( $L = 1$  m) et pointillé ( $L = 0.5$  m).

Nous avons ensuite étudié la variation de l'intensité du jet ralenti en fonction de la longueur d'interaction pour différents éléments (Cs, Rb et Na) figure (II.15). Dans ce tracé, on a considéré pour chaque élément l'accélération optimale théorique ( $a_{\text{Max}}/2$ , où  $a_{\text{Max}}$  est définie dans (I.11)). Cette accélération dépend des propriétés atomiques de chaque élément. On constate que le changement de pente apparaît d'autant plus vite que l'élément est léger. En fait dans ce dernier cas, la décélération optimale des atomes est plus importante, pour une même longueur d'interaction, la vitesse thermique maximale impliquée dans le processus de ralentissement est par conséquent plus élevée.

En conclusion cette étude nous a permis d'établir une "carte" du jet ralenti sur toute sa longueur juste à la fin du balayage en fréquence.

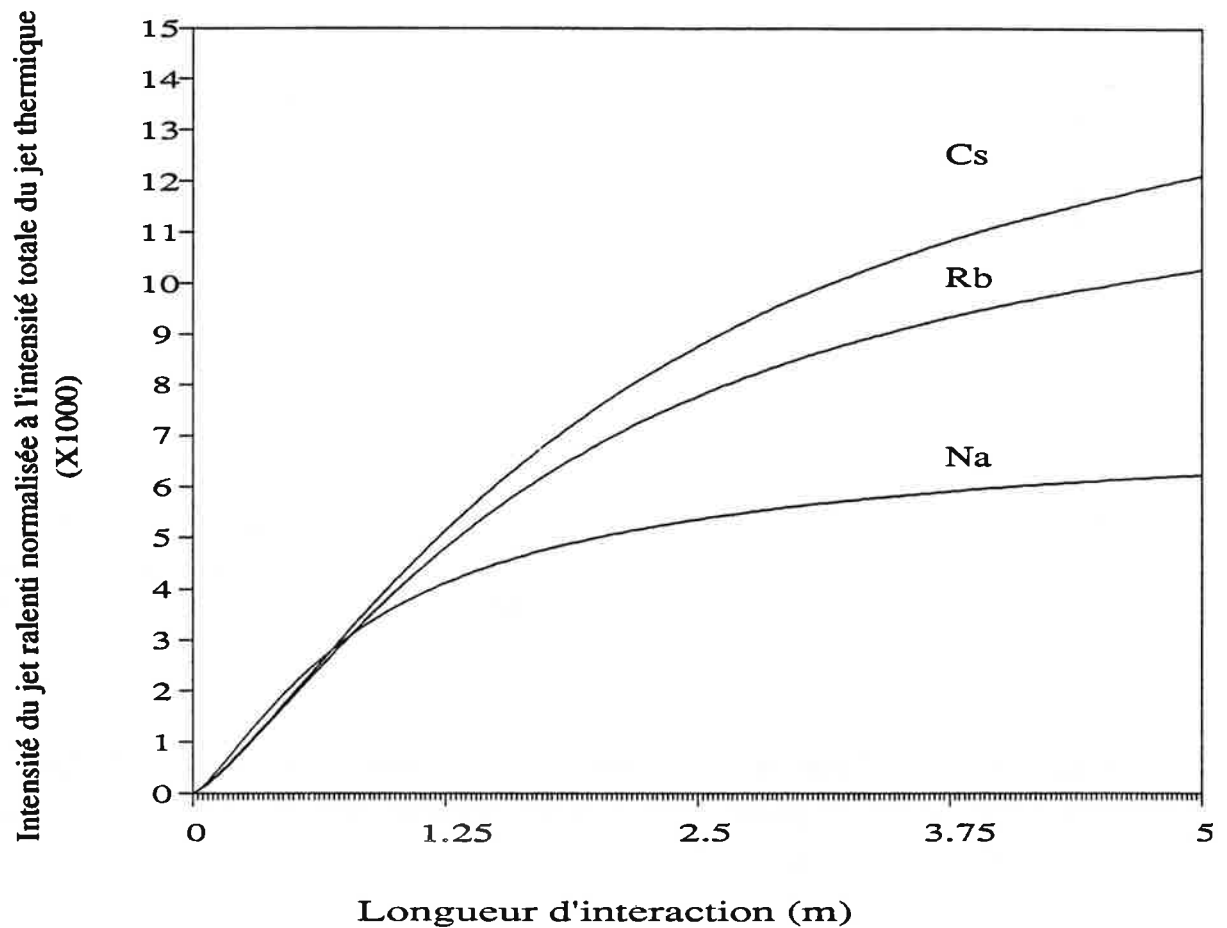


Figure (II.15). Variation de l'intensité du jet à la fin du processus de ralentissement en fonction de la distance four-détecteur, pour différents éléments.

Distribution initiale Maxwell-Boltzmann ( $150^\circ$ ). Normalisation par rapport à l'intensité totale du jet thermique à la même position. L'accélération est fixée à  $a_{Max}/2$  où  $a_{Max}$  est défini (I.11).



### I.6.3.2. Intensité moyenne sur la durée de la rampe de fréquence.

L'intensité du jet ralenti à l'instant  $t$  de la rampe de balayage en fréquence s'écrit

$$I(t) = S_D v(t) n(t) \quad (\text{II.42})$$

où

$$n(t) = \int_{v_{\text{inf}}(t)}^{v_{\text{sup}}(t)} \left( \frac{L}{L + 0.5 a t^2} \right)^2 \rho(v_i) dv_i \quad (\text{II.43})$$

Dans cette expression nous avons omis la diffusion, les bornes d'intégration s'obtiennent en remplaçant  $v_f$  par  $v(t)$  dans (II.35) avec

$$v(t) = v_f + a(T_{\text{Ramp}} - t) \quad (\text{II.44})$$

L'intensité moyenne sur la durée de la rampe s'écrit:

$$\bar{I} = \frac{1}{T_{\text{Ramp}}} S_D \int_0^{T_{\text{Ramp}}} (v_f + a(T_{\text{Ramp}} - t)) n(t) dt \quad (\text{II.45})$$

Nous avons représenté sur la figure (II.16) la variation de l'intensité moyenne en fonction de la durée de la rampe de fréquence pour différentes valeurs de la vitesse finale (10, 50, 100 m/s). L'intensité moyenne croît rapidement avec la durée de la rampe, elle passe par une valeur maximale et décroît ensuite plus lentement. La durée de la rampe optimale est d'autant plus faible que la vitesse finale est grande. Les valeurs optimales de la durée de la rampe prédites par le modèle sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

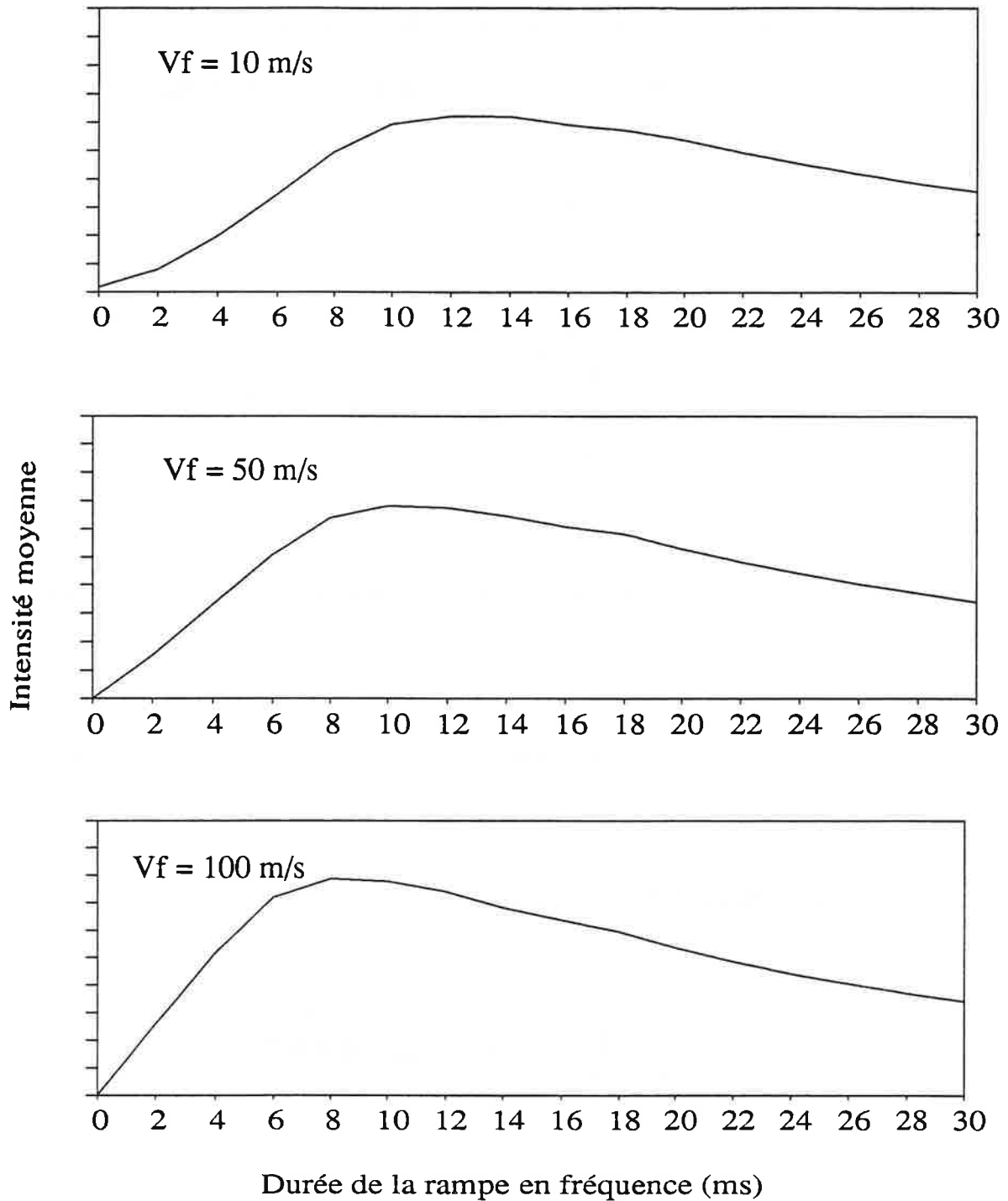


Figure (II.16). La variation de l'intensité moyenne des atomes ralentis en fonction de la durée de la rampe, pour différentes valeurs de la vitesse finale. Distribution initiale Maxwell-Boltzman ( $150^\circ\text{C}$ ),  $L = 1\text{m}$ ,  $\theta_D = 4 \text{ mrd}$  et  $a = 29000 \text{ m/s}^2$ . Sans chauffage et sans gravité.

La figure (II.17) représente la variation de l'intensité moyenne sur l'axe du jet, en fonction de la distance four-détecteur (longueur d'interaction). Pour une valeur donnée de la longueur  $L$ , la durée de la rampe est choisie telle que la vitesse maximale imposée par le balayage en fréquence (II.33) coïncide avec celle imposée par la longueur d'interaction (II.34). L'intensité moyenne du jet ralenti est normalisée par rapport à l'intensité totale du jet thermique à une distance de 1 m du four ( le choix de cette dernière distance est arbitraire ). On constate que l'intensité décroît en fonction de la longueur. Cette décroissance est d'autant plus rapide que la vitesse est grande. Quand on s'éloigne du four, l'accumulation des atomes autour d'une vitesse finale donnée, par le processus de ralentissement, n'arrive pas à compenser la diminution du flux d'atomes thermique, à travers une ouverture donnée, due à la divergence ( $1/L^2$ ). Contrairement à ce qu'on l'on pourrait croire, pour ralentir efficacement un jet atomique, on n'a pas besoin de considérer de grande longueur d'interaction. On peut se contenter des dimensions standards des jets thermiques. Il ne faut pas cependant sous estimer l'effet du ralentissement. En effet d'un point de vue quantitatif, pour une vitesse donnée, le rapport des intensités entre deux distances du four de 1 cm et 1m est de l'ordre de 10. Pour un jet thermique se rapport est égale à 10 000.

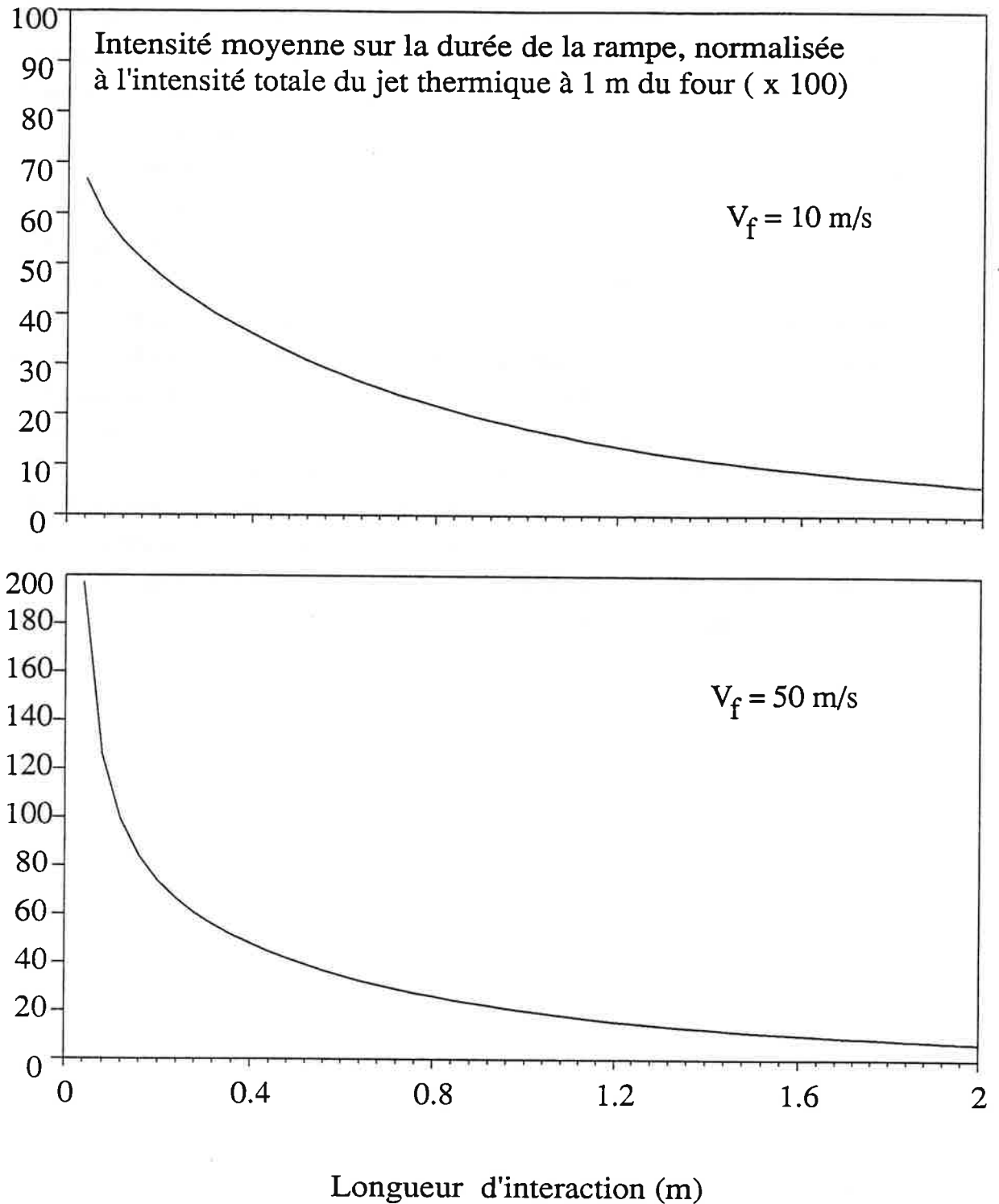


Figure (II.17). La variation de l'intensité moyenne des atomes ralentis en fonction de la distance four-détecteur, pour différentes valeurs de la vitesse finale. Distribution initiale Maxwell-Boltzman ( $150^\circ$ ),  $\theta_D = 4 \text{ mrd}$  et  $a = 29000 \text{ m/s}^2$ . Sans chauffage et sans gravité.

#### I.6.4. Effet de plusieurs rampes de fréquence.

Jusqu'à présent nous nous sommes limités à l'étude d'un jet ralenti produit par une seule rampe de balayage en fréquence laser. On pourrait penser a priori, que pour améliorer l'efficacité du processus de ralentissement, il suffirait d'appliquer plusieurs rampes successives. Pour répondre à cette question, nous estimons dans ce paragraphe le gain en signal, fourni par plusieurs rampes successives. Avant d'aborder les calculs nous allons faire quelques commentaires pour comprendre la démarche utilisée. Dans l'étude d'un jet ralenti à l'aide d'une seule rampe, nous avons vu qu'au cours du processus de ralentissement tous les atomes appartenants à une plage de vitesse bien définie (II.35), sont accumulés autour de la vitesse finale. Si l'on applique une seconde rampe identique à la précédente, le même phénomène d'accumulation va avoir lieu. Cependant la plage de vitesse impliquée dans ce cas est différentes. Cette différence est due au fait que la distribution de vitesse des atomes dans le jet a sensiblement été perturbée par la rampe précédente. Cette distribution change d'allure en tout point de l'axe. Cette situation résulte de deux effets: le premier est liée à la méthode de compensation de l'effet Doppler (voir III.4.3) et la seconde est due au fait que la distribution thermique se reconstitue par les atomes qui sortent du four, en retard par rapport à l'instant où le laser était résonant avec leur vitesse, figure (II.12). La vitesse thermique minimale qui peut contribuer à la seconde rampes est celle qui a pu être reconstituée dans le jet pendant la première rampe. Au début de la seconde rampe, les atomes correspondant à cette vitesse  $v_i$ , se trouve à une distance  $z_i$  du four, égale à  $v_i T$ , (  $T$  est la durée de la rampe ) ils contribuent à la seconde rampe si cette vitesse vérifie:

$$v_i T + \frac{v_i^2 - v_f^2}{2a} \leq L \quad (\text{II.46})$$

Cette condition est équivalente à :

$$v_i \geq v_{\min}$$

où

$$v_{\min} = -aT + \sqrt{a^2 T^2 + 2aL + v_f^2} \quad (\text{II.47})$$

La densité d'atomes ralentis produite par la seconde rampe est donnée par:

$$\rho_2(v_f, L) = \int_{\text{Max}(v_f, v_{\min})}^{\sqrt{v_f^2 + 2 a L}} \rho_{v_i}(v_f) dv_i \quad (\text{II.48})$$

La densité totale du jet ralenti au bout de la n<sup>ième</sup> rampe est déterminée en comptabilisant les atomes produits par les (n-1) rampes précédentes avec les délais sonde correspondant soit :

$$\rho_{n \text{ total}}(v_f L) = \sum_{k=1}^n \rho(v_f L, (n - k) T) \quad (\text{II.49})$$

où

$$\rho(v_f L, \tau) = \int_{\text{Max}(v_f, v_{\min})}^{\sqrt{v_f^2 + 2 a(L - v_f \tau)}} \rho_{v_i}(v_f \tau) dv_i \quad (\text{II.50})$$

La figure (II.18) montre le comportement de la densité totale en fonction du nombre de rampes n, pour trois valeurs de la vitesse finale (10 m/s, 50 m/s, 100 m/s). Nous avons reporté sur le tableau (II.1) l'accroissement relatif de la densité entre deux rampes successives.

n v <sub>f</sub> (m/s)	2	3	4	5	6	7
10	12 %	3 %	< 1 %	- 1 %	< - 1 %	0
50	19 %	6 %	-4 %	0	0	0
100	33 %	0	0	0	0	0

Tableau (II.1).

Nous constatons que l'accroissement de la densité est plus notable entre les deux premières rampes. Il devient ensuite rapidement insignifiant. Cet accroissement est d'autant plus important que la vitesse finale est élevée. Ceci est dû au fait que pour les faibles vitesses, les pertes par gravitations sont plus importantes: pour un délai de sonde égal à la durée de la rampe, on perd beaucoup d'atomes produits par celle-ci. Quand le nombre de rampes est supérieur à deux le gain est très faible, on constate même une légère diminution de la densité. En effet, la plage de vitesse impliquée dans les autres rampes est plus faibles (II.47), tant que la diminution de densité résultante est inférieure à l'apport des rampes précédentes, le signal augmente. Quand le délai de sonde par rapport à la première rampe, qui représente la plus importante contribution, est grand il se peut qu'il y ait une diminution. La densité devient finalement constante en fonction du nombre de rampe. Ce régime est atteint d'autant plus vite que la vitesse finale est élevée. Ceci s'explique très bien par le temps "mémoire" du jet atomique  $\tau_m$ . Ce temps représente tout simplement le temps que mettent les derniers atomes ralentis pour arriver au niveau du détecteur et "mesure" la contribution des atomes ralentis par les rampes précédentes au signal final. Pour une vitesse finale donnée, il vaut:

$$\tau_m = \frac{L}{v_f} \quad (\text{II.51})$$

Pour  $v_f = 100$  m/s,  $\tau_m = 10$  ms, le temps de mémoire est de l'ordre de la durée de la rampe en fréquence  $T_{\text{Ramp}} \approx 10$  ms. La contribution des rampes précédentes est nulle, la densité d'atomes ralentis devient indépendante du nombre de rampes au bout de la seconde rampe. Dans le cas des faibles vitesses, par exemple  $v_f = 10$  m/s le temps de mémoire est de 100 ms, pratiquement égale à douze fois la durée de la rampe. Moyennant les pertes dues à la gravitation, la densité totale devient constante au bout de quelques rampes.

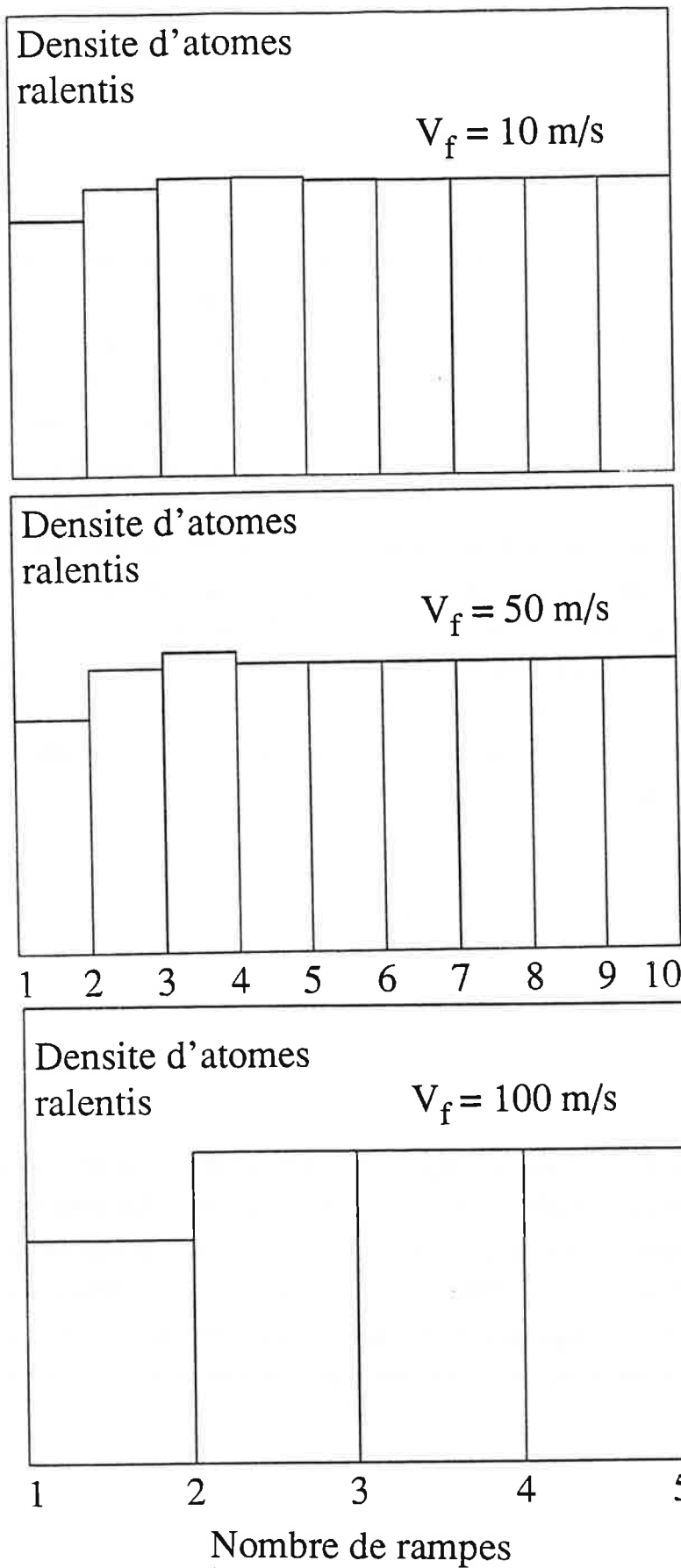


Figure (II.18). La variation de la densité d'atomes ralentis en fonction du nombre de rampe de balayage de la fréquence laser.

Distribution initiale Maxwell-Boltzman ( $150^\circ$ ),  $L = 1\text{m}$ ,  $\theta_D = 5 \text{ mrd}$  et  $a = 29000 \text{ m/s}^2$ .



## Conclusion

Ce modèle nous a permis d'établir une expression analytique de la densité d'atomes ralentis en fonction de plusieurs variables : la vitesse finale, l'intervalle de temps  $\tau$  entre le fin du processus de ralentissement et le début de la détection, la distance four-détecteur et le nombre de rampes de balayage de la fréquence du laser de ralentissement. Bien que l'essentiel de l'analyse du modèle a été fait sur un jet de césium, correspondant à nos conditions expérimentales, le modèle demeure très général et il peut être utilisé dans d'autres expériences pourvu qu'elles vérifient les hypothèses posées a priori.

Nous avons tout d'abord étudié la variation de la densité d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale. Cette étude nous a permis de voir que cette densité passe par une valeur optimale dont la position dépend de la distribution de vitesse initiale et des paramètres de la rampe de balayage en fréquence. Nous avons également estimé cette densité. Comparés aux résultats expérimentaux, les ordres de grandeurs obtenus semblent satisfaisants. Nous avons ensuite analysé l'évolution du nombre d'atomes ralentis après le processus de ralentissement et les résultats obtenus semblent en bon accord avec l'expérience.

Nous avons également étudié la variation de l'intensité du jet ralenti à la fin du balayage en fréquence, en fonction de la distance four-détecteur. Quand cette distance augmente l'intensité relative augmente rapidement puis tend pratiquement vers une constante. Ce régime est atteint d'autant plus vite que l'élément considéré est léger.

Nous avons étudié la variation de l'intensité moyenne en fonction de la durée de la rampe en fréquence, pour une accélération et une vitesse finale données. Cette étude a permis de montrer l'existence d'une durée de rampe optimale, en bonne accord avec l'expérience. L'étude de cette grandeur en fonction de la distance four-détecteur a montré que l'accumulation des atomes autour d'une vitesse finale donnée, au cours du processus de ralentissement reste inférieure à la perte d'intensité, sur une ouverture donnée, due à la divergence.

Quand on applique plusieurs rampes de ralentissement, la densité stationnaire du jet ralenti devient constante au bout de quelques rampes. L'accroissement entre deux rampes successives décroît très vite quand le nombre de rampe augmente. Nous avons estimé sa variation relative pour trois vitesses finales ( $v_f = 10$  m/s, 50 m/s, 100 m/s).

Dans la partie suivante nous allons compléter le modèle en montrant quelques résultats expérimentaux sur le ralentissement de jet atomique par la technique de balayage

de fréquence. Ensuite nous utilisons cette technique pour observer la transition de l'horloge atomique.

**Deuxième partie.**

**Observation de la transition de l'horloge atomique sur un jet de Césium ralenti par laser.**

**Etude expérimentale.**

**II.1. Introduction**

Le choix de l'atome de césium pour les expériences qui seront décrites dans cette partie et dans le chapitre suivant a été adopté pour deux raisons: La première est plutôt pratique, puisque depuis 1967 la XIII Conférence Générale des Poids et Mesures a pris la décision de considérer la transition entre les sous-niveaux hyperfins du niveau fondamental comme base à la définition de la seconde. La seconde raison est due au fait que l'atome de césium présente une structure atomique figure (II.19) tout à fait favorable aux expériences de ralentissement et refroidissement par laser. En effet l'état excité  $6^2P_{3/2}$  comporte quatre niveaux hyperfins  $F' = 5, 4, 3$  et  $2$ . L'écart entre les niveaux hyperfins est de l'ordre de quelques centaines de Megahertz. Ainsi la transition  $6^2S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F' = 5$  est une bonne approximation d'un système à deux niveaux, ce qui représente le critère de base pour le choix d'une transition pour le ralentissement.

La seconde partie de chapitre sera consacrée à l'étude expérimentale d'un jet atomique ralenti par laser et l'utilisation de ce jet pour l'observation de la transition de l'horloge atomique.

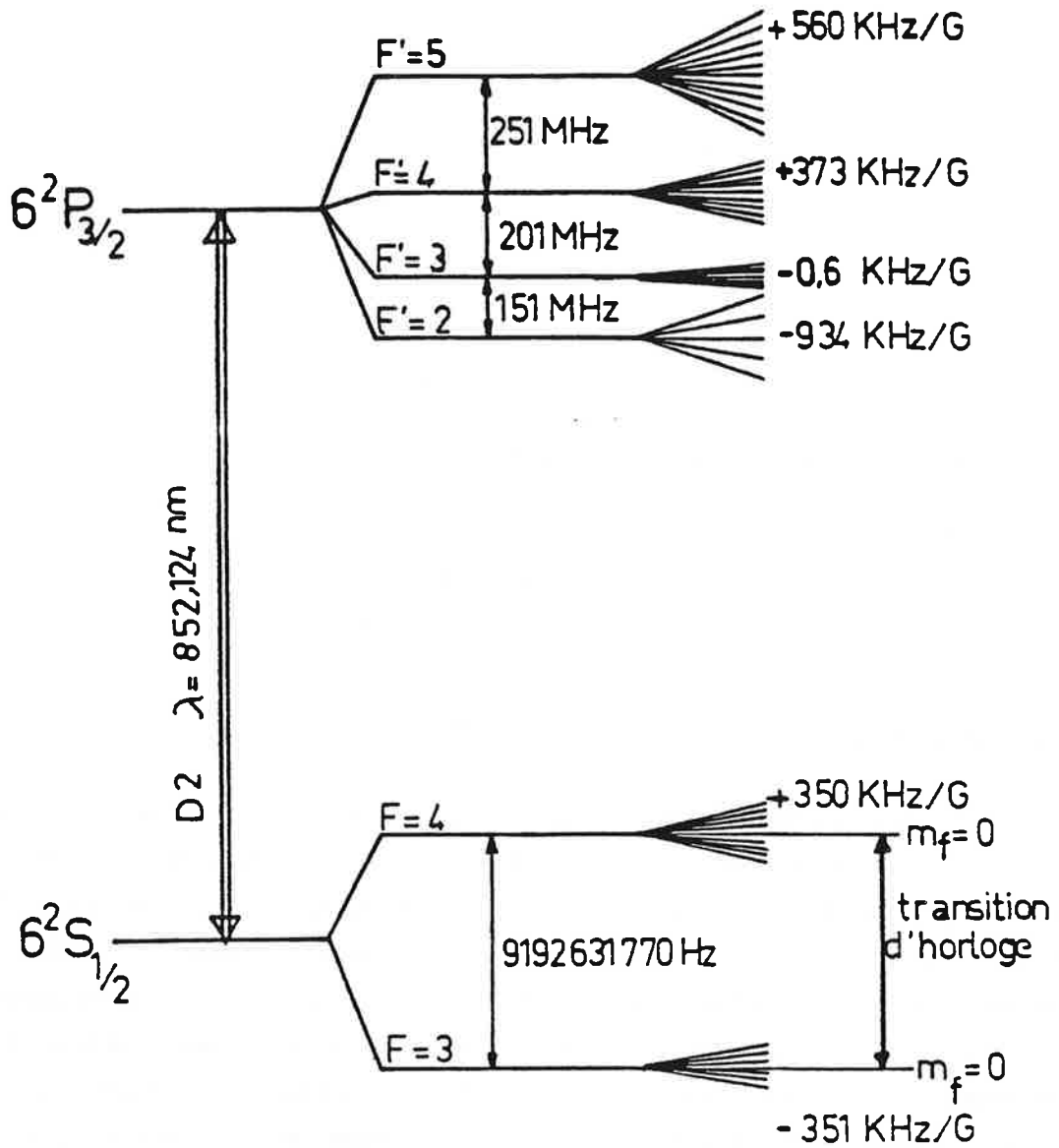


Figure (II.19). Schéma de niveau de l'atome de césium.

## II.2. Principe de l'expérience.

L'expérience comporte quatre étapes principales : La production d'un jet atomique ralenti à une vitesse finale  $v_f$  ajustable et de largeur en vitesse  $\Delta v_f$ , la préparation de ce jet dans le sous niveau hyperfin  $F = 3$ , ensuite l'excitation de la transition d'horloge et finalement la détection de cette transition. On conviendra dans la suite d'appeler l'ensemble de ces quatre étapes un cycle d'horloge.

Le schéma de principe de l'expérience est donné dans la figure (II.20). Le jet atomique est éclairé à contre courant par deux faisceaux laser L1 et L2. Le faisceau L1, polarisé en  $\sigma^+$  sert à ralentir le jet atomique en utilisant la transition  $6S_{1/2} F = 4 m_f = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5 m_f = 5$ . Pour compenser le désaccord Doppler, la fréquence de L1 est balayée sur une plage de fréquence de l'ordre de grandeur de la largeur de la distribution de vitesse du jet atomique non ralenti, soit typiquement 400 MHz. Le laser L2 appelé repompeur, permet de compenser les fuites par pompage optique du niveau hyperfin  $6S_{1/2} F = 4$  vers le niveau hyperfin  $6S_{1/2} F = 3$ , induites par le laser de ralentissement. Ainsi en excitant la transition  $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 4$ , les atomes sont constamment repompés entre  $6S_{1/2} F=4 \rightarrow 6P_{3/2} F'=5$ . Le balayage en fréquence du laser L2 est réalisé de façon synchrone avec celui du laser L1. En pratique si le repompeur est puissant cette condition n'est pas critique pour le césium. Ce qui n'est pas le cas pour le sodium où les pertes sont cent fois plus importantes. Les deux faisceaux L1 et L2 sont superposés grâce à un cube mélangeur. Ils traversent ensuite un modulateur acousto-optique ( A.O.1 ) qui permet de les interrompre à la fin de la rampe de balayage de la fréquence laser.

La seconde étape commence au niveau de la zone de préparation où les atomes ralentis à  $v_f$  sont éclairés perpendiculairement par le faisceau L3A appelé faisceau de préparation. Ce dernier est accordé en fréquence sur la transition  $6S_{1/2} F=4 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$ . Sa polarisation est elliptique. Il permet de pomper tous les atomes dans le niveau  $F=3$  avec une efficacité de 100%.

Les atomes traversent ensuite une cavité micro-onde résonante à la fréquence d'horloge.

Le laser sonde L3B est accordé sur la transition cyclante  $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$ . Ce faisceau éclaire le jet atomique sous incidence  $\theta$ . Cette détection sélective en vitesse permettra de s'affranchir des atomes thermiques qui constituent un signal parasite. D'autre part comme les atomes sont préparés dans le niveau hyperfin  $F = 3$ , le signal d'horloge paraîtra sur fond noir

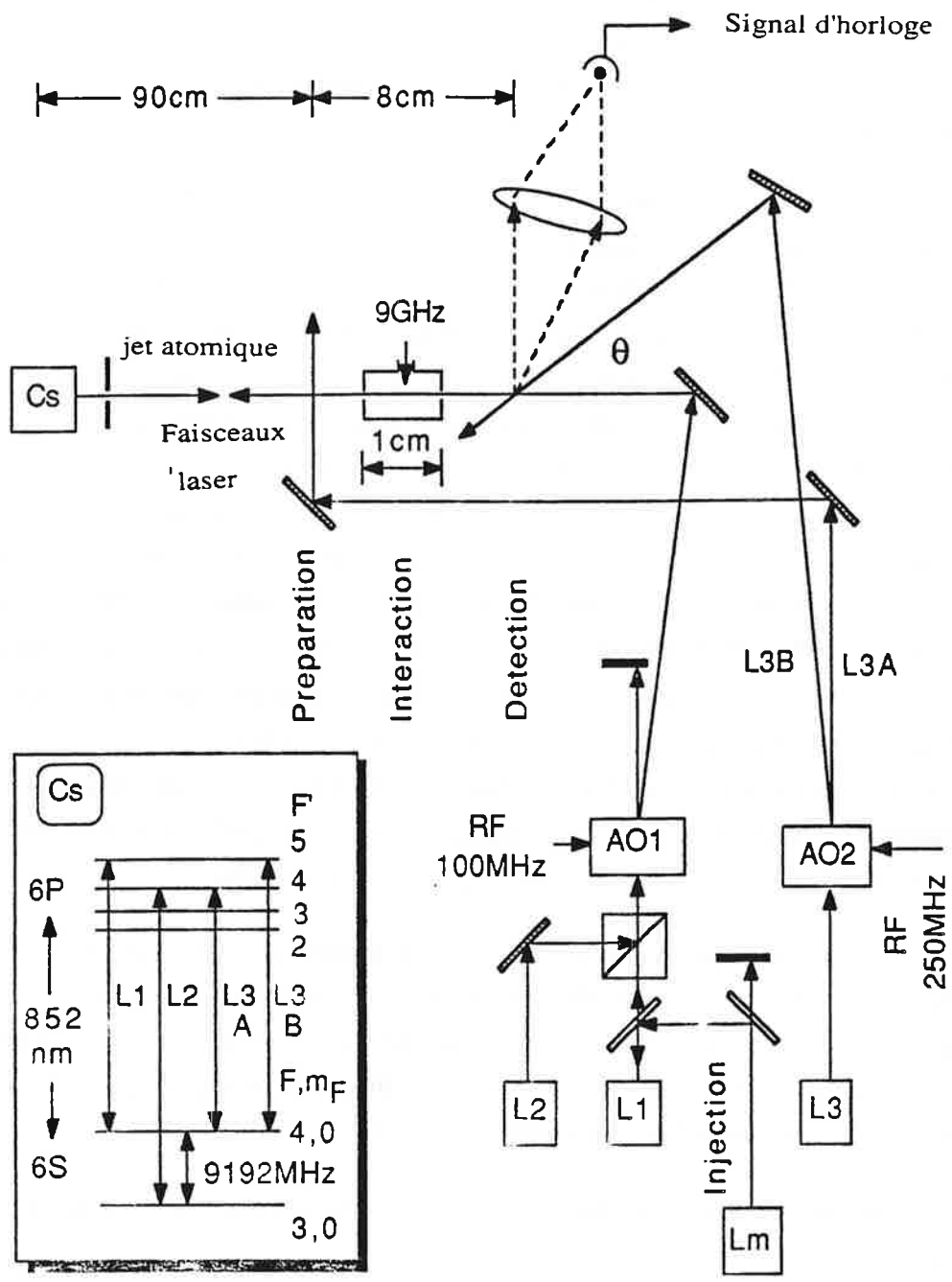


Figure (II.20). Montage expérimental.

Pour contrôler les différentes étapes de l'expérience, les faisceaux laser de ralentissement et le faisceau de préparation traversent deux modulateurs acousto-optiques. La figure (II.21) montre la séquence temporelle des signaux de contrôle des différents appareils. A la fin de la rampe de balayage en fréquence des lasers de ralentissement, la puissance radiofréquence qui excite le modulateur acousto-optique A.O.1 est interrompu à l'aide du signal de l'horloge du micro-ordinateur qui sert pour l'acquisition des données. Ce signal constitue une origine temporelle à toutes les étapes ultérieures. Il déclenche d'abord un premier signal qui contrôle le niveau de puissance du modulateur acousto-optique du faisceau repompeur, ensuite une fenêtre (TTL) qui définit le niveau de la puissance micro-onde dans la cavité. Cette puissance est modulée avec une période ajustable selon le mode d'excitation choisi. Son déclenchement est retardé de  $\tau$  par rapport à l'impulsion de synchronisation (p). La fenêtre de détection d'ouverture ajustable est quand à elle déclenchée avec un retard  $\tau'$  par rapport à (p). Les retards  $\tau$  et  $\tau'$  représentent respectivement les durées que mettent les atomes pour arriver à l'entrée de la cavité micro-onde et à la zone de détection. La séquence précédente qui définit un cycle d'horloge est spécifique à une vitesse finale bien définie du jet ralenti. En effet à l'exception de la phase de préparation où tous les atomes sont indifféremment pompés dans le niveau  $F = 3$ , toutes les autres phases sont sélectives en vitesse.

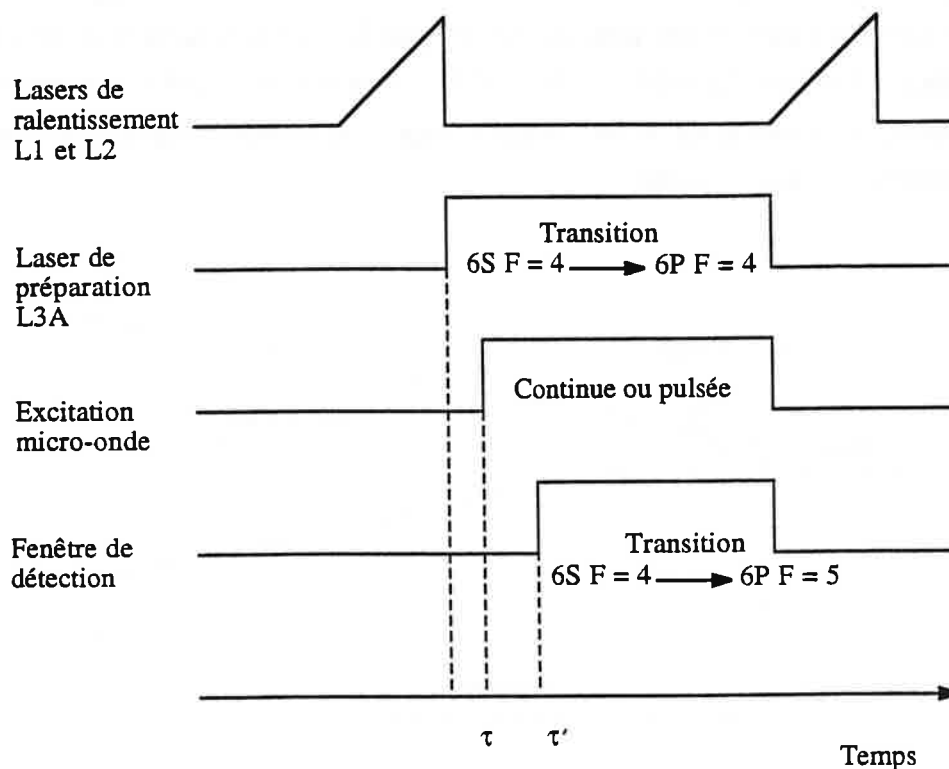


Figure (II.21). Schéma de la séquence temporelle des signaux de contrôle de l'expérience.

## II.3. Caractéristiques des principaux éléments expérimentaux.

### II.3.1. Motivations.

Nous allons présenter les caractéristiques des principaux éléments expérimentaux. Nous commençons par décrire le jet atomique et surtout justifier la forme de sa distribution de vitesse. Dans la première partie de ce chapitre nous avons montré que cette distribution de vitesse joue un rôle très important dans les expériences de refroidissement utilisant la technique de balayage de fréquence. Nous présentons ensuite les performances des diodes laser utilisées et montrons l'intérêt de la stabilisation de la fréquence du laser de ralentissement. Nous décrivons finalement le système de génération du signal micro-onde à 9.2 GHz.

### II.3.2. Jet atomique.

#### II.3.2.1. Description :

Le four que nous avons employé est de conception classique. Il est constitué d'une enceinte en cuivre munie d'une fente de sortie de dimension 1 mm x 3 mm. Afin d'éviter d'obturation de la fente, le four est chauffé de façon que la partie supérieure soit portée à une température plus élevée que la partie inférieure. Deux diaphragmes situés respectivement à 92 mm et 216 mm du four (figure II.22) définissent la divergence naturelle du jet atomique  $\theta_D$  estimée à 36 mrd. Le premier diaphragme est en graphite, son diamètre est de 3 mm, il sert aussi à piéger la vapeur de césium. Dans le même but le second est refroidi à l'azote liquide.

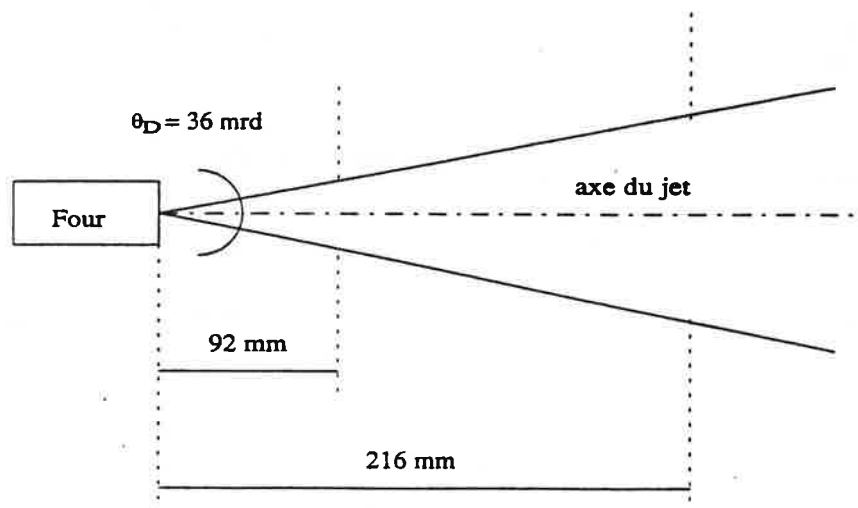


Figure (II.22). Divergence du jet atomique.



Le jet atomique est détecté par ionisation de surface d'un fil chaud situé à 1m du four. En régime de fonctionnement normal, le four est porté à une température d'environ 200°C. Cette température est régulée avec une précision de 0,1°. Le flux d'atomes mesuré sur le fil chaud est estimé à  $1,25 \cdot 10^9$  atomes / s soit une densité atomique de  $6 \cdot 10^6$  atomes / cm<sup>3</sup>.

### II.3.2.2. Distribution de vitesse du jet atomique.

Nous avons enregistré le profil Doppler du jet ralenti figure (II.23). Clairement, la distribution de vitesse est différente d'une distribution de Maxwell-Boltzman.

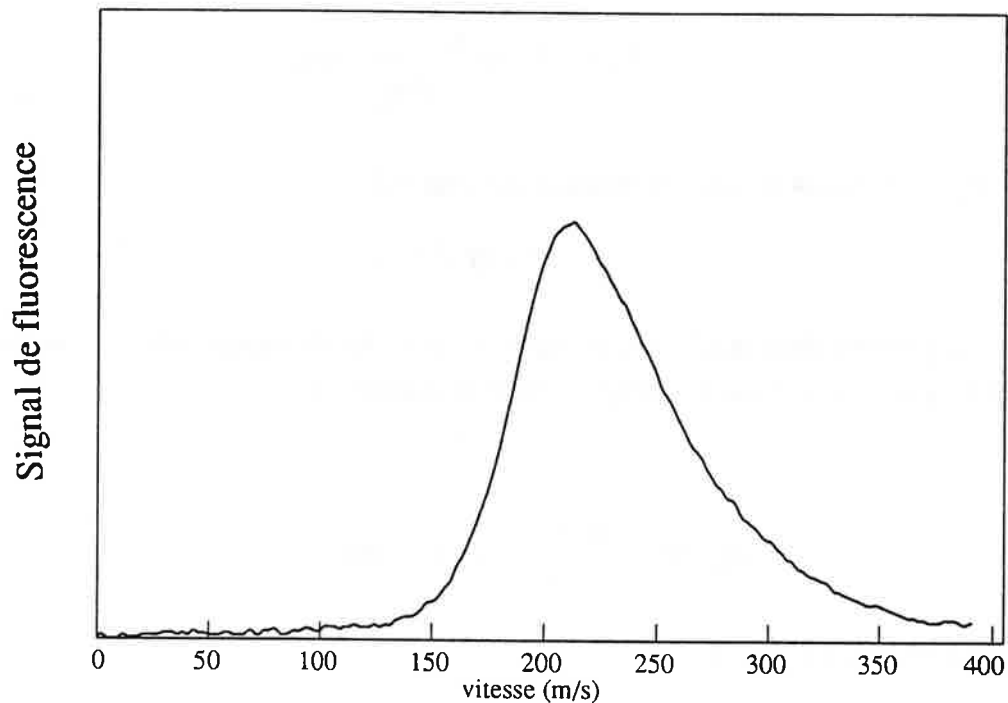


Figure (II.23). Profil Doppler du jet atomique non ralenti.

Pour justifier sa forme étudions le régime de fonctionnement du four. Nous rappelons que ce régime est fixé par le rapport entre le libre parcours moyen  $\lambda_c$  des atomes à l'intérieur du four et la taille de la fente de sortie  $L_s$  de ce dernier. Deux cas extrêmes de fonctionnement sont envisagés: le fonctionnement en jet effusif, défini par un rapport  $\lambda_c / L_s$  est très grand devant un. Dans ce cas la vitesse des atomes sortant du four n'est

pas modifié et la distribution de vitesse dans le jet est identique à la distribution de vitesse dans le four, qui à l'équilibre thermodynamique est une maxwellienne. Le second cas correspond à un rapport  $\lambda_c / L_s$  très petit devant un. Ainsi comme l'ouverture du four est très grande devant le libre parcours moyen, de nombreuses collisions entre les particules ont lieu au niveau de la fente de sortie. Elles se traduisent par un effet bouchon qui a tendance à thermaliser les atomes entre eux. Les atomes sont regroupés spatialement dans un mouvement quasi-monocinétique. Il apparait un refroidissement mutuel responsable du rétrécissement de la distribution de vitesse. Pour situer le fonctionnement de notre four par rapport à ces deux régimes limites, nous allons dans la suite calculer le libre parcours moyen des atomes dans le four correspondant à nos conditions expérimentales.

Le libre parcours moyen des atomes de césium dans un four porté à une température T est donné par (1) :

$$\lambda_c = 7.32 \cdot 10^{-20} \frac{T}{P \sigma_c} \quad (\text{cm}) \quad (\text{II.52})$$

où  $\sigma_c$  est la section efficace de collision, qui vaut (12) :

$$\sigma_c = 93 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

p est la pression dans le four, qui est égale à la pression de vapeur saturante du césium à une température T. Pour T = 473,1 K (200°C) p' s'écrit (13):

$$\text{Log}_{10}(P) = -\frac{0.05223}{T} a + b \quad (\text{mm Hg}) \quad (\text{II.53})$$

où a = 73400 et b = 6.94

d'où

$$p = 6.85 \cdot 10^{-2} \text{ torr (mm Hg)}.$$

Ainsi on obtient pour le libre parcours moyen dans le four une valeur de

$$\lambda_c = 0,54 \text{ mm}$$

à comparer aux dimensions de la fente de sortie du four qui sont de 1mm x 3 mm. Les conditions de fonctionnement ne sont pas remplies ni pour un jet effusif ni pour un jet supersonique, donc le four fonctionne dans un régime intermédiaire.

### II.3.3. Les diodes-lasers.

#### II.3.3.1. Généralités :

Le principe de fonctionnement d'une diode-laser est rappelé brièvement dans l'annexe AI. Nous rappelons que la longueur d'onde d'émission est fixée par le courant de polarisation et la température de la jonction. Dans nos expériences le courant  $I_0$  injecté à la diode est variable sur une plage de 125 mA, ce courant est stabilisé à  $\pm 2 \mu\text{A}$ . Pour balayer la fréquence d'émission de la diode, une rampe de courant  $\Delta I$  est ajoutée à  $I_0$ . Afin d'éviter les dérives en fréquence dûes aux variations de températures, un asservissement utilisant l'effet Pelletier permet de stabiliser la température à mieux de  $\pm 10^{-3} \text{ }^\circ$ . Les principales caractéristiques des diode-lasers utilisées et leurs conditions de fonctionnement sont présentées dans le tableau (II.2).

Diode laser	Type	$\lambda$ (nm)	P (mW)	Largeur spectrale libre (MHz)	Largeur spectrale stabilisée (KHz)	Amplitude de balayage (MHz)	Asserv en balayage
L1: Ralentisseur	S.T.C	852	30	20	10-20	300-400	oui
L2: Repompeur ralentisseur.	Hitachi	852	10	20	non	300-400	non
L3: Sonde et préparation.	Hitachi	852	10	20	10-20	Fixe	oui

Tableau (II.2). Principales caractéristiques des diode-lasers utilisées.

#### II.3.3.2. Stabilisation en fréquence.

A l'exception du laser repompeur de ralentissement, toutes les diode-lasers utilisées sont soit directement soit indirectement (injection)stabilisées en fréquence par couplage optique avec une cavité Fabry-Perot confocale. Cette technique de stabilisation a été étudiée en détail dans (14), nous en ferons un bref rappel dans l'annexe AI. Cette

stabilisation permet de réduire la largeur spectrale libre de 20 MHz à quelques dizaines de kilohertz. Plus précisément la fréquence du laser de ralentissement est asservie par injection sur la fréquence d'une diode-laser maîtresse stabilisée. L'affinement spectral de ce laser permet dans les mêmes conditions de détection, de réduire d'un facteur deux la largeur à mi-hauteur du profil de fluorescence du jet ralenti figure (II.24). Dans les expériences de mélasse optique où l'on utilise un jet ralenti pour le chargement, nous avons constaté que cet affinement spectral permet une augmentation d'un facteur 2 à 2.5 du nombre d'atomes dans la mélasse. En effet comme les atomes sont plus froids (voir chapitre I (I.8.3)), l'efficacité de capture de la mélasse est meilleure. Finalement l'affinement spectral du laser repompeur n'est pas critique pour la qualité du ralentissement en soit. Cependant nous verrons que sa largeur spectrale relativement élevée induit à court terme d'importantes fluctuations de l'amplitude du signal d'atomes ralentis, entre les différents cycles d'horloge.

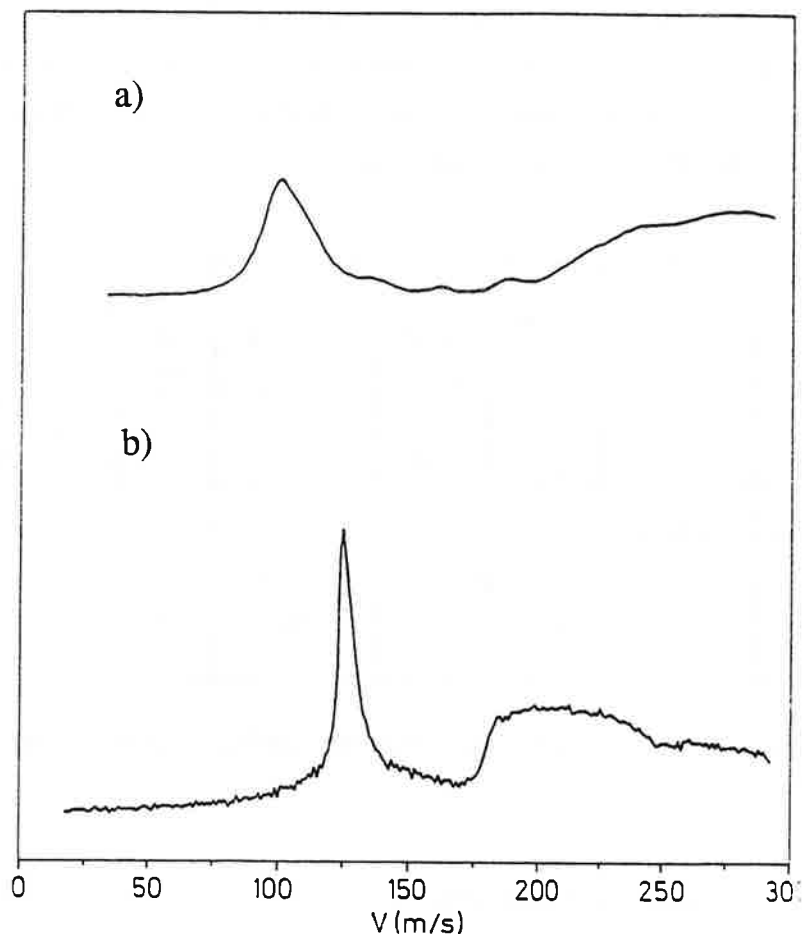


Figure (II.24). Effet de l'affinement de la fréquence du laser de ralentissement.

a) diode non affinée.

b) diode affinée.

### II.3.3.3. Stabilisation du balayage en fréquence.

#### II.3.3.3.1. Position du problème.

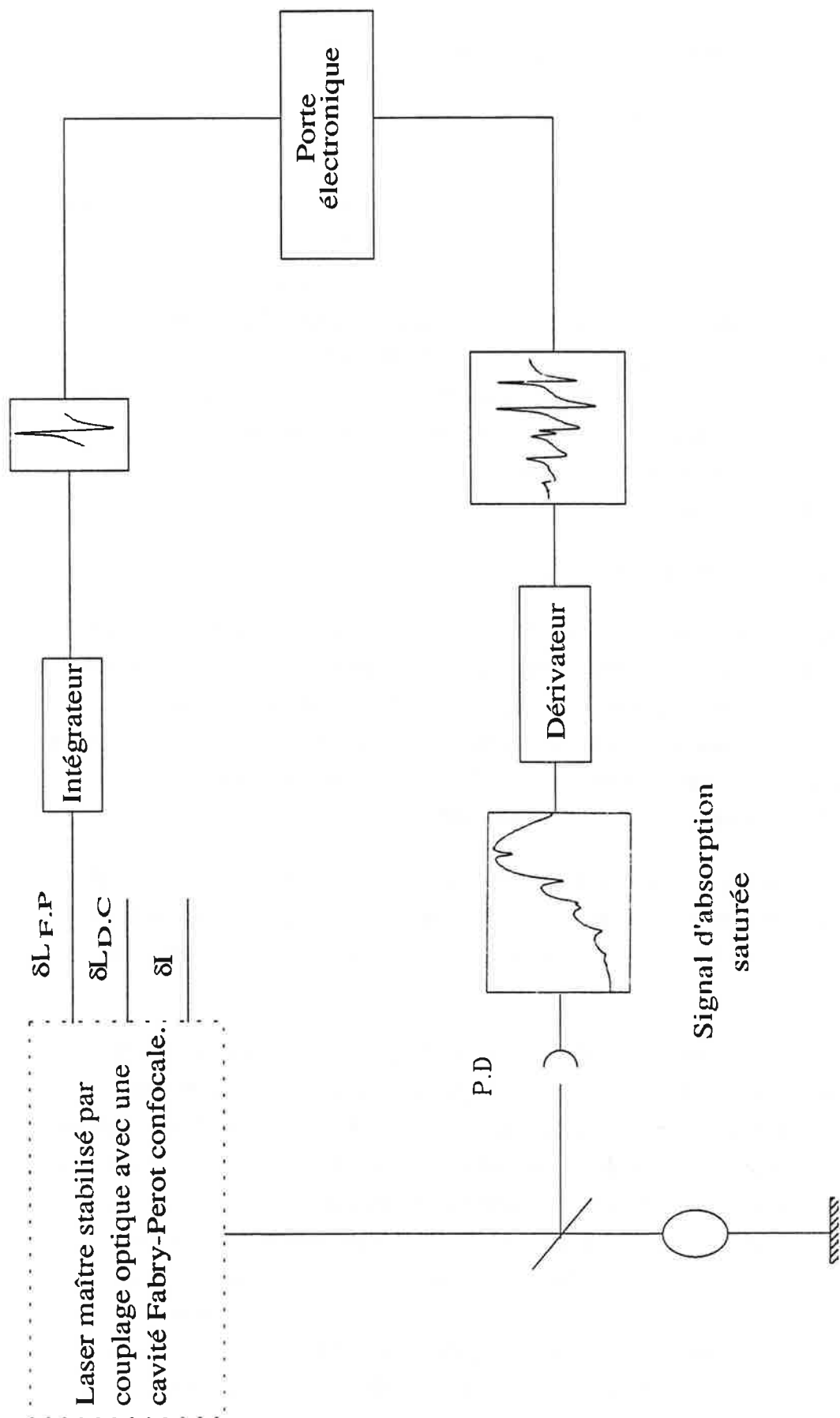
Pour enregistrer un spectre de la transition de l'horloge atomique, il faudrait répéter le cycle décrit dans la partie expérimentale pour chaque fréquence micro-onde. Ainsi il est impératif pour la qualité du rapport signal sur bruit de ce spectre de reproduire, entre les différents cycles les mêmes caractéristiques vitesse finale et amplitude du jet ralenti. Ces conditions sont satisfaites si l'on réussit à reproduire le balayage en fréquence des diode-lasers L1 et L2. En effet la fréquence finale du balayage fixe la vitesse du jet ralenti et la fréquence initiale définit le nombre d'atomes impliqués dans le processus. Pour contrôler cet effet nous avons utilisé deux techniques de stabilisation du balayage en fréquence pour les deux lasers L1 et L2, ces techniques vont être décrites dans la suite.

#### II.3.3.3.2. Laser de ralentissement.

Le laser de ralentissement est asservi par injection, sur la fréquence d'un laser maître qui lui transmet toutes ses caractéristiques spectrales ( largeur spectrale et balayage ). La fréquence de ce dernier laser est stabilisée par couplage optique avec une cavité Fabry-Perot confocale extérieure. Quatre paramètres définissent sa fréquence, la température  $T$ , le courant  $I$ , la distance  $L_{DC}$  diode laser - cavité F.P et la longueur  $L_c$  du F.P (voir annexeAI).

Pour balayer la fréquence tout en maintenant la condition optimum de couplage, les trois derniers paramètres sont modulés à l'aide de trois rampes de mêmes durées et d'amplitudes ajustables. La plage de balayage en fréquence peut atteindre jusqu'au gigahertz.

L'idée de la stabilisation du balayage en fréquence, consiste à asservir la borne inférieure de la rampe de balayage  $\Delta$  de la longueur de la cavité Fabry-Perot sur une raie d'absorption saturée. Cette raie est obtenue à l'aide d'un faisceau prélevé sur le faisceau de ralentissement. Le schéma de principe est représenté sur la figure (II.25). Un faisceau prélevé sur la diode-laser de ralentissement éclaire une cellule à vapeur de césium. Le signal d'absorption saturé obtenu est recueilli sur une photodiode. Celui-ci est ensuite envoyé sur un dérivateur afin de s'affranchir de la lumière parasite. Une porte électronique  $P$  déclenchée avec un retard ajustable par rapport au début de la rampe  $\Delta$  permet de sélectionner une seule raie d'absorption saturée. Ce signal est intégré, amplifié et envoyé pour corriger la position de la céramique piézo-électrique qui supporte un des miroirs du Fabry-Perot.

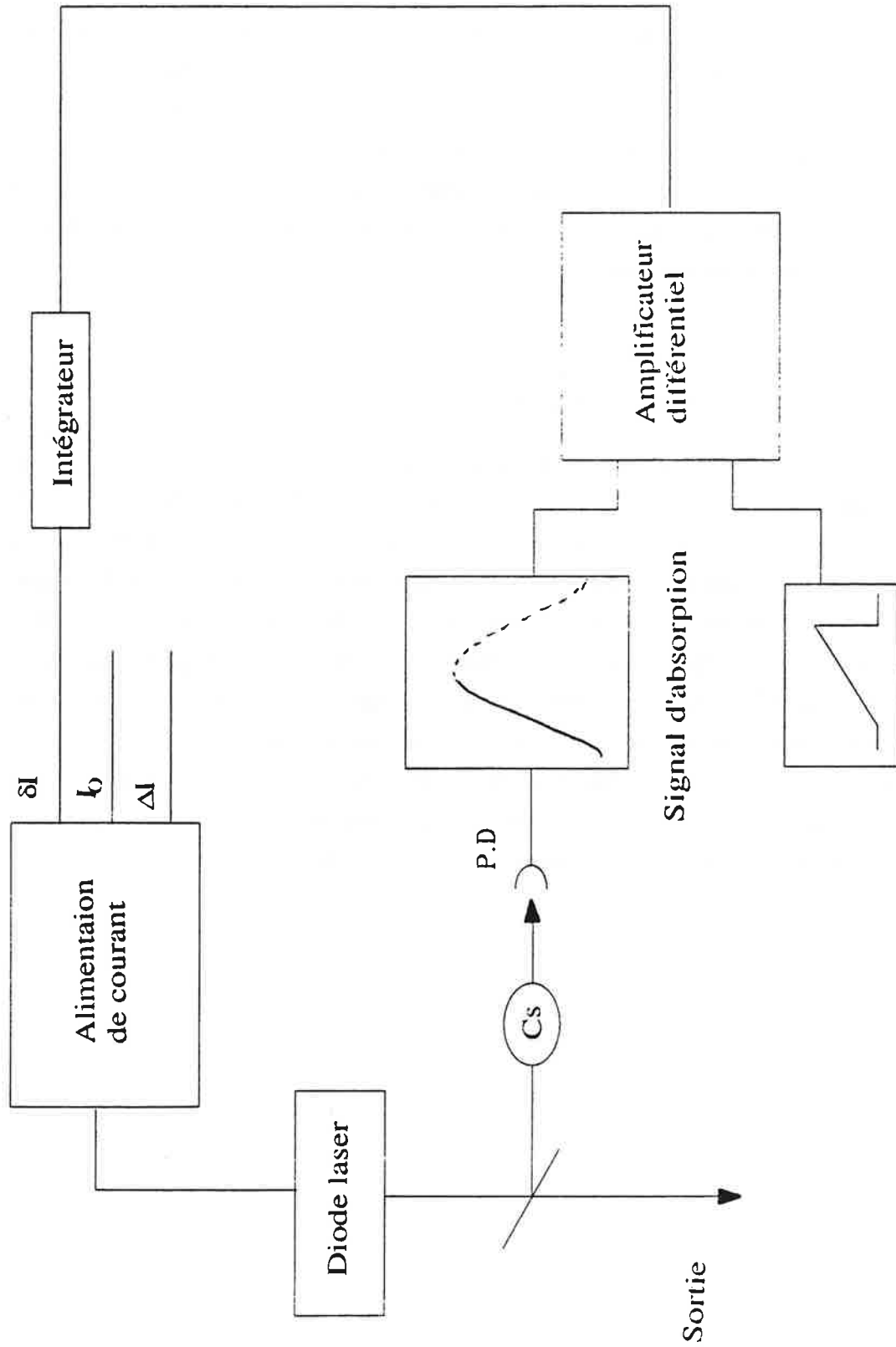


Figure(II. 25). Schéma de principe de la stabilisation du balayage en fréquence du laser de ralentissement.  $\delta L_{F.P.}$ ,  $\delta L_{D.C}$  et  $\delta I$  représentent respectivement la modulation de la longueur de la cavité Fabry-Perot, de la distance entre la diode laser et la cavité Fabry-Perot ainsi que la modulation du courant appliqué à la diode laser.

Comme la position de la porte P est fixe, toute fluctuation de cette borne de balayage se traduit par un déplacement du signal dérivé de la raie d'absorption saturée choisie par rapport à cette porte et donc une variation du signal d'erreur  $\delta L$ . Celui-ci permet ainsi de corriger en permanence les dérives du balayage en fréquence en réajustant la longueur du F.P. Par cette technique on est capable de stabiliser la vitesse finale du jet ralenti à 1m/s entre deux cycles consécutifs. Il faut bien voir que le temps de réponse de cet asservissement est supérieur à la durée de la rampe de balayage qui est de l'ordre de 10 ms, on asservit en fait la fréquence du laser pendant la nième rampe sur un signal d'erreur produit par la rampe n-1. A court terme la stabilité du balayage est conditionnée par la stabilité intrinsèque du F.P.

#### **II.3.3.3.3. Laser de repompage L2.**

Cet asservissement est plus classique que le précédent. Le principe est donné sur la figure(II.26). Le flanc montant du profil Doppler produit dans une cellule à vapeur de césium est recueilli sur une photodiode et sommé à travers un amplificateur différentiel à la rampe de courant  $\Delta I$ . Le signal de sortie est envoyé sur un intégrateur. Le signal d'erreur  $\delta I$  est ensuite injecté dans la diode-laser sous forme de correction du courant. Pour éviter la divergence de l'asservissement, le balayage en fréquence s'arrête à 100 MHz avant le sommet de la raie. Nous n'avons pas mesuré les performances exactes de cet asservissement mais dans nos expériences nous étions limités par les fluctuations à court terme de ce laser. En fait même si l'on stabilise le balayage, comme la largeur spectrale libre est de 20 MHz, les bornes ont une excursion inévitable sur cette plage, ce qui induit des fluctuations à court terme de l'ordre de 20 m/s.



Figure(II. 26). Schéma de principe de la stabilisation du balayage en fréquence du laser repompeur.  $I_0$ ,  $\Delta I$  et  $\delta I$  représentent respectivement le courant, la rampe et la modulation du courant appliqués à la diode laser.



### II.3.4. Système d'excitation micro-onde :

La cavité résonante est un guide d'onde rectangulaire standard en bande X dont les dimensions sont indiquées sur la figure (II.27). Le mode résonant est le mode TE 012. La source d'hyperfréquence qui excite cette cavité a été réalisée au Laboratoire Primaire de Temps et de Fréquence (L.P.T.F). Elle est principalement constituée d'un oscillateur résonateur diélectrique qui génère une fréquence de base de 9 GHz. Cet oscillateur est asservi en phase sur la somme de la 918<sup>ème</sup> harmonique d'un oscillateur à quartz de fréquence égale à 10 MHz et un signal de fréquence accordable et centrée sur 12 MHz, produit par un synthétiseur HP figure (II.28). La fréquence est ainsi stabilisée à mieux que 0.1Hz.

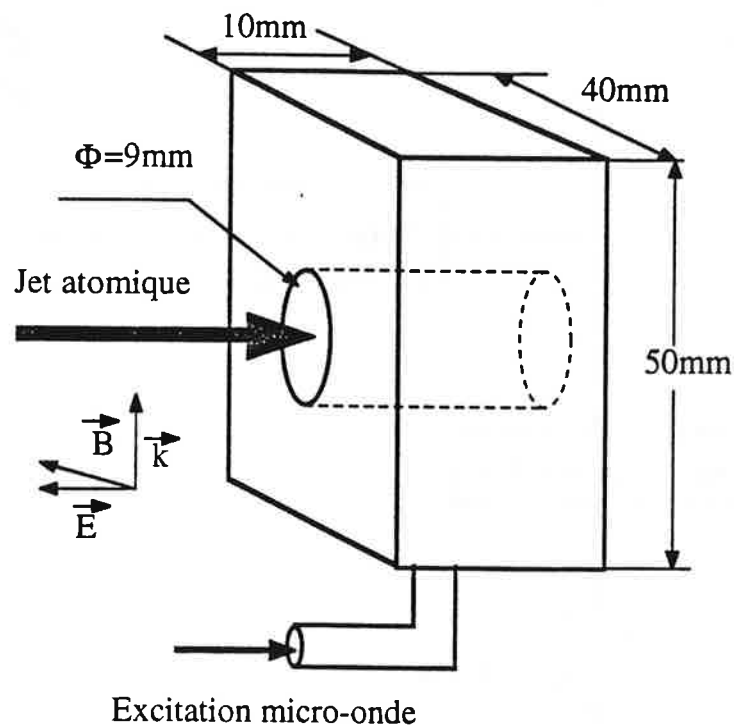


Figure (II.27). Cavité micro-onde.

Le champ magnétique hyperfréquence est dans le plan horizontal, il est perpendiculaire au jet atomique. Le champ statique qui sert à compenser le champ magnétique terrestre et résoudre les différentes composantes Zeeman est produit par trois paires de bobines d'Helmutz. Les axes de ces bobines définissent les trois directions de l'espace, ils se coupent au centre de la cavité micro-onde. Dans chaque direction, l'amplitude du champ peut être ajustée sur une plage de  $\pm 2$  Gauss.

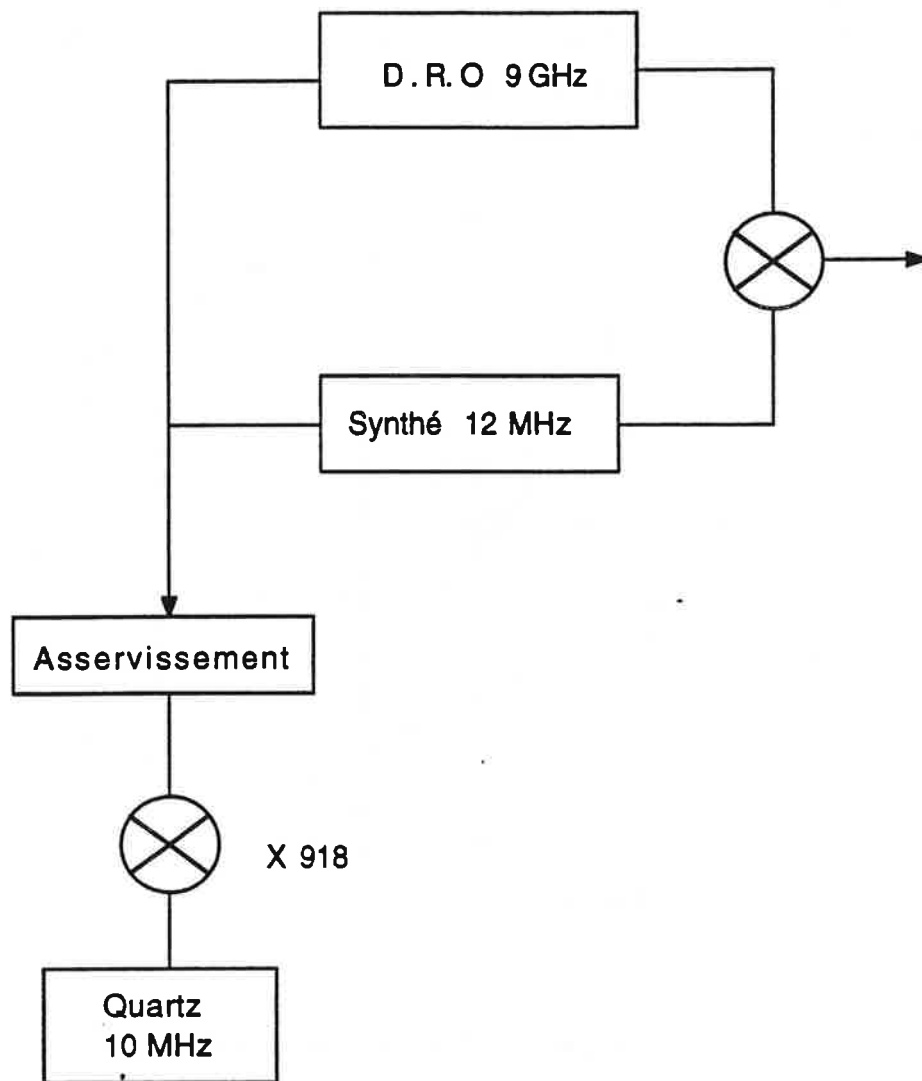


Figure (II.28). Principe de génération du signal à 9.2 GHz.

## II.4. Résultats expérimentaux.

### II.4.1. Obtention d'un jet ralenti.

La première étape de nos expériences est la réalisation d'un jet ralenti. Dans cette section nous allons d'abord définir les principales caractéristiques du signal de fluorescence obtenu sur un jet atomique ralenti par laser. Nous présentons ensuite une série de résultats expérimentaux qui permettront de définir les paramètres critiques propres à une telle expérience. Ces résultats viennent compléter le modèle développé dans la première partie de ce chapitre où l'essentiel sur la physique du ralentissement par balayage de fréquence a été abordé.

#### II.4.1.1. Caractérisation d'un signal d'atomes ralentis.

La figure(II.29) représente le signal de fluorescence d'un jet ralenti. Ce signal est obtenu en éclairant le jet ralenti, sous incidence  $\theta$  égale  $37^\circ$  et à une distance  $L = 1\text{m}$  du four, par un faisceau issu d'une diode-laser stabilisée et balayée et en enregistrant le signal de fluorescence au cours du balayage. Comme l'intensité du laser sonde est faible et que la transition utilisée pour la détection est une transition quasi-fermée, ce signal de fluorescence est proportionnel à la densité d'atomes dans le jet. Pour repérer les vitesses associée à chaque point du spectre nous avons enregistré en même temps le signal d'absorption saturée de la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ . Ce signal est obtenu en éclairant une cellule de vapeur de césium par un faisceau prélevé sur le faisceau sonde. Ainsi la raie d'absorption saturée de la transition  $F=4 \rightarrow F'=5$  permet de repérer la classe de vitesse nulle. Le premier croisement de niveau situé à 125 MHz de celle-ci correspond à une vitesse égale à 106.5 m/s.

Le profil de fluorescence est caractérisé par sa vitesse la plus probable  $v_f$  qui représente la vitesse finale du jet ralenti, et la largeur à mi-hauteur  $\Delta v_{1/2}$ . De cette largeur et de la forme de la distribution de vitesse on peut déduire la température du jet (10).

Sur la figure (II.30) nous montrons des jets ralentis à différentes vitesses finales. Ces vitesses pouvant atteindre une valeur de - 90 m/s. Sur tous ces profils, la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 10 m/s. Dans l'hypothèse où la distribution de vitesse des atomes ralentis est une distribution gaussienne, on peut associer à cette largeur une température de 290 mK. Cette valeur représente une limite supérieure de la température du jet, en effet le signal de fluorescence peut être élargi par la sonde. Dans la suite, nous allons essayer de déduire une valeur plus précise de cette température en déconvoluons le signal de la transition de l'horloge atomique. Nous voulons finalement mettre l'accent sur le caractère monocinétique des jets obtenus, lorsque la vitesse finale est supérieure à

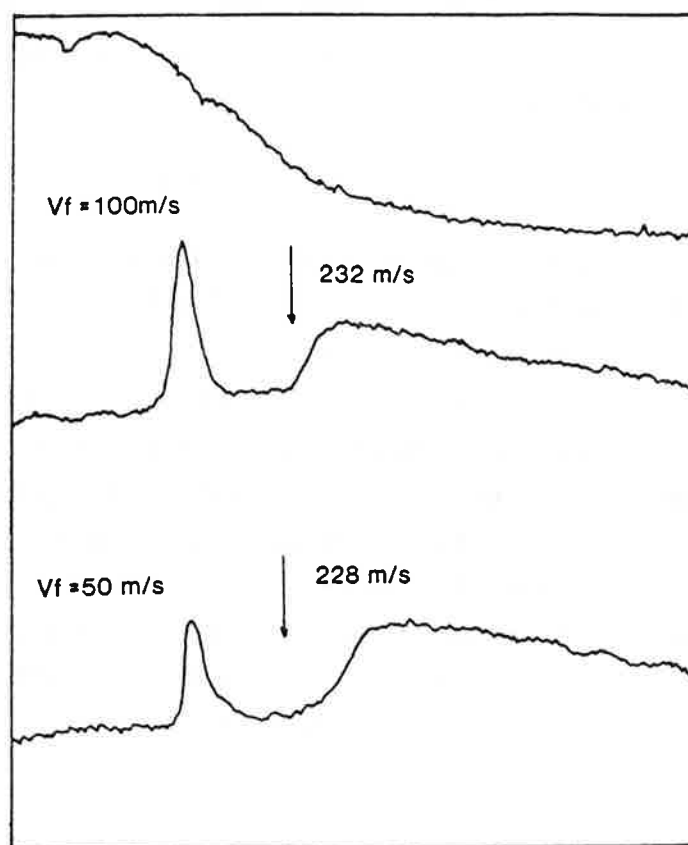


Figure (II.29). Profil de fluorescence d'un jet ralenti. La courbe du haut représente le signal d'absorption saturée qui permet de calibrer l'axe des vitesses ( voir texte).

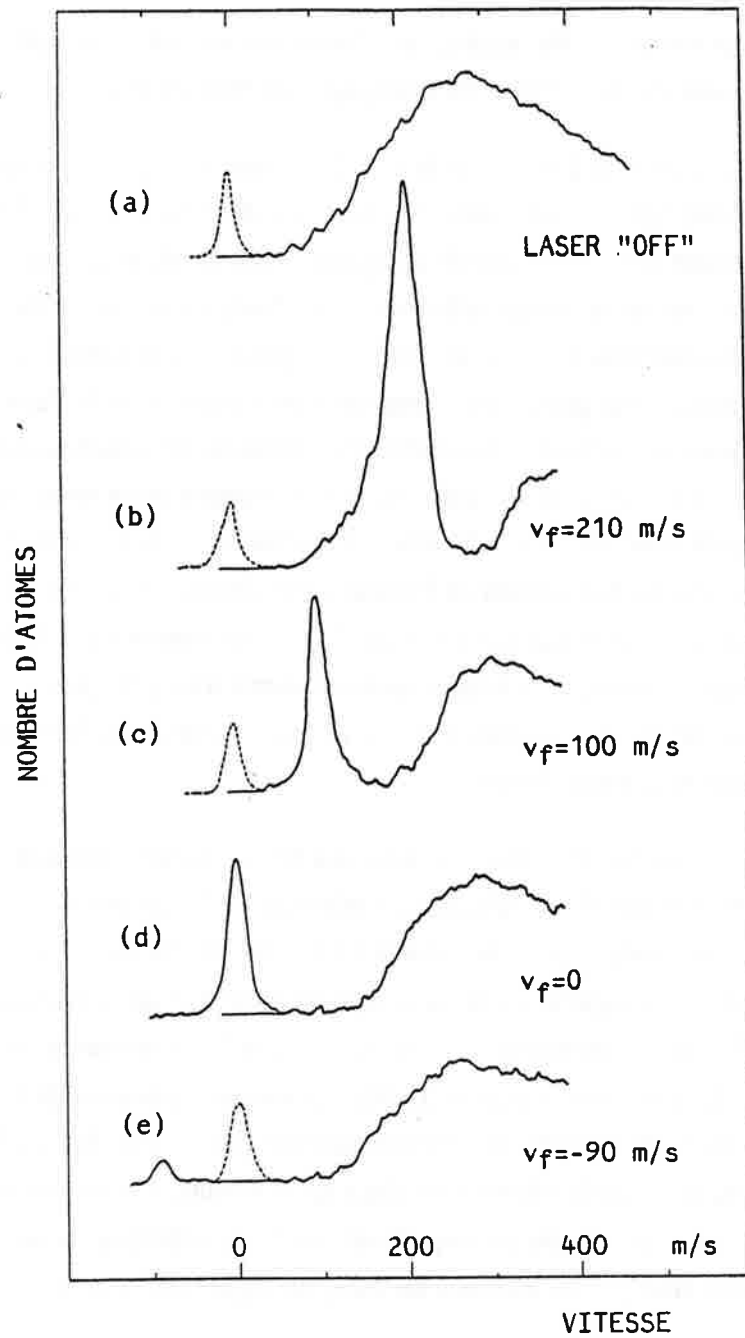


Figure (II.30). Profils de fluorescence du jet ralenti à différentes vitesses finales.  
 $L = 1\text{m}$ ,  $a = 29000\text{ m/s}^2$ .

50 m/s (voir figure (II.30)) la largeur de la distribution de vitesse est réduite d'un facteur 20 par rapport à la largeur du jet non ralenti.

#### II.4.1.2. Comportement du signal de fluorescence en fonction de la durée et de l'amplitude de la rampe de balayage en fréquence.

Nous avons cherché à optimiser le signal de fluorescence du jet ralenti sur la durée de rampe de balayage, à amplitude de balayage  $\Delta\nu$  fixe et égale à 400 MHz. La figure (II.31) montre que l'amplitude de ce signal est maximale pour une durée  $\Delta t$  égale à 7 ms. L'existence de cette valeur optimum de la durée de la rampe de balayage peut s'expliquer très facilement. En effet, comme la longueur d'interaction  $L$  est donnée, si la durée de la rampe est trop grande les atomes arrivent dans la zone de détection avant que le balayage du laser sonde ne soit déclenché. Une partie du jet ralenti sera par conséquent perdue. Si, par contre, la durée de balayage est trop courte les atomes ne pourront pas suivre le changement de fréquence du laser, il faudrait en effet une durée de  $2\tau_{\text{rad}}$  pour changer d'un quanta  $h\nu$  l'impulsion de l'atome (voir chapitre I). Cette condition est très bien illustrée sur les courbes de la figure (II.31) où l'on constate que la zone en vitesse entre la distribution thermique et le pic d'atomes ralentis n'est plus plate mais présente un résidu de signal correspondant aux atomes qui ont décroché de la résonance avec la fréquence du laser de ralentissement.

Sur la figure (II.32), nous avons étudié le comportement du signal de fluorescence en fonction de l'amplitude de balayage en fréquence  $\Delta\nu$ , à une vitesse de balayage fixe. Sur cette figure, la vitesse finale du jet est de 50 m/s, la vitesse  $v_i$  correspond à la borne supérieure de la rampe de balayage de la fréquence laser et la vitesse  $v_m$  définit la vitesse maximale impliquée dans le processus de ralentissement et imposée par la distance four-détecteur (II.34). Les valeurs optimales de l'amplitude de la rampe  $\Delta\nu$  et sa durée  $\Delta t$  correspondent à la situation où  $v_i$  est proche de  $v_m$  (figure (II.32.c)). Si  $\Delta\nu$  est faible, la plage de vitesse thermique qui contribue à la vitesse finale est faible. D'autre part si cette amplitude est trop élevée, la durée effective de ralentissement est courte, les atomes sont perdus au cours du balayage figure (II.32.d.e).

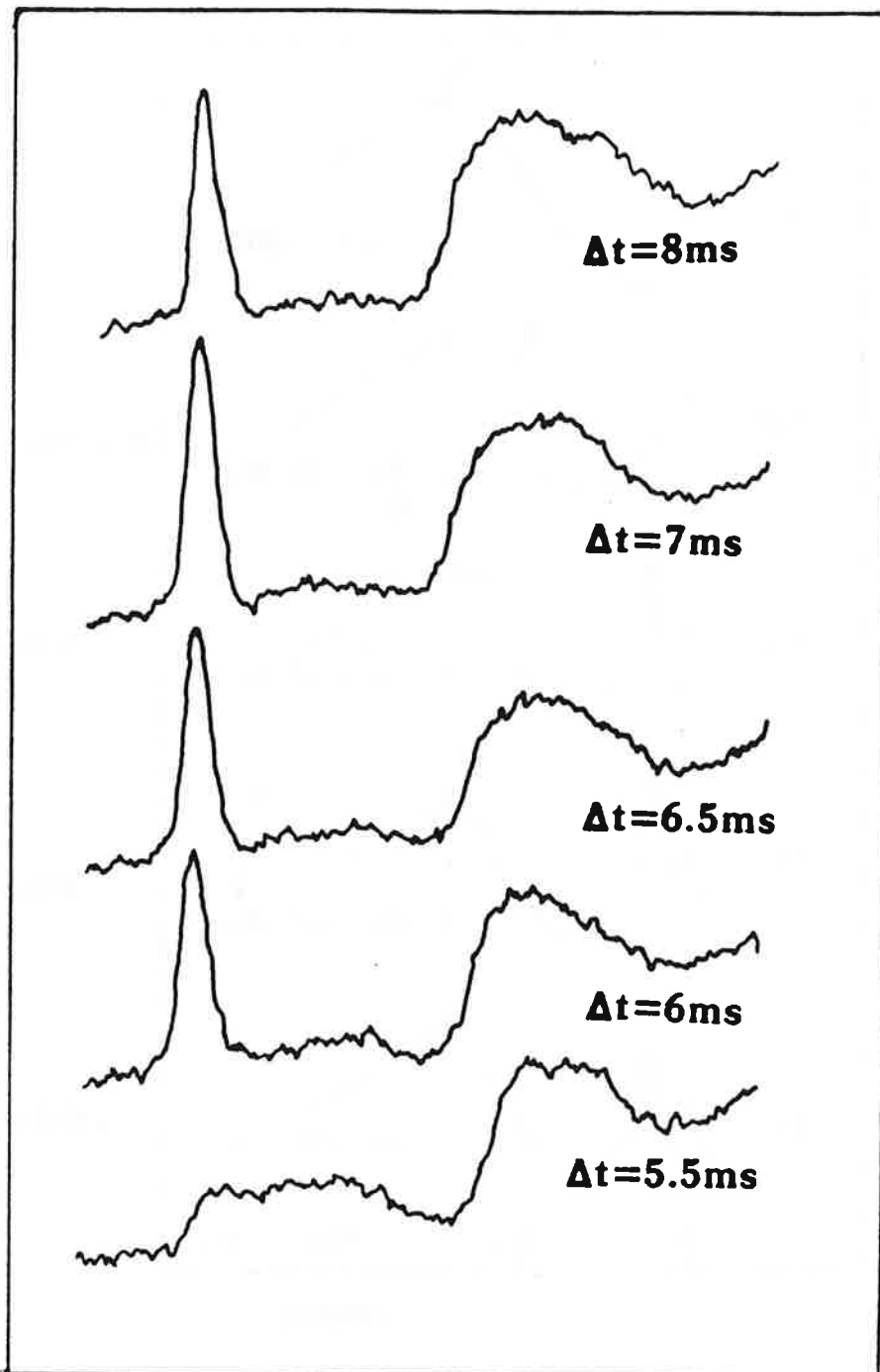


Figure (II.31). Profils de fluorescence du jet ralenti, pour différentes valeurs de la durée de la rampe de balayage.  $L = 1\text{m}$ ,  $v_f = 50\text{ m/s}$ .

$$\Gamma = 3.4 \times 10^4 \text{ m/s} \quad V_m = (V_f^2 + 2\Gamma L)^{1/2} = 270 \text{ m/s}$$

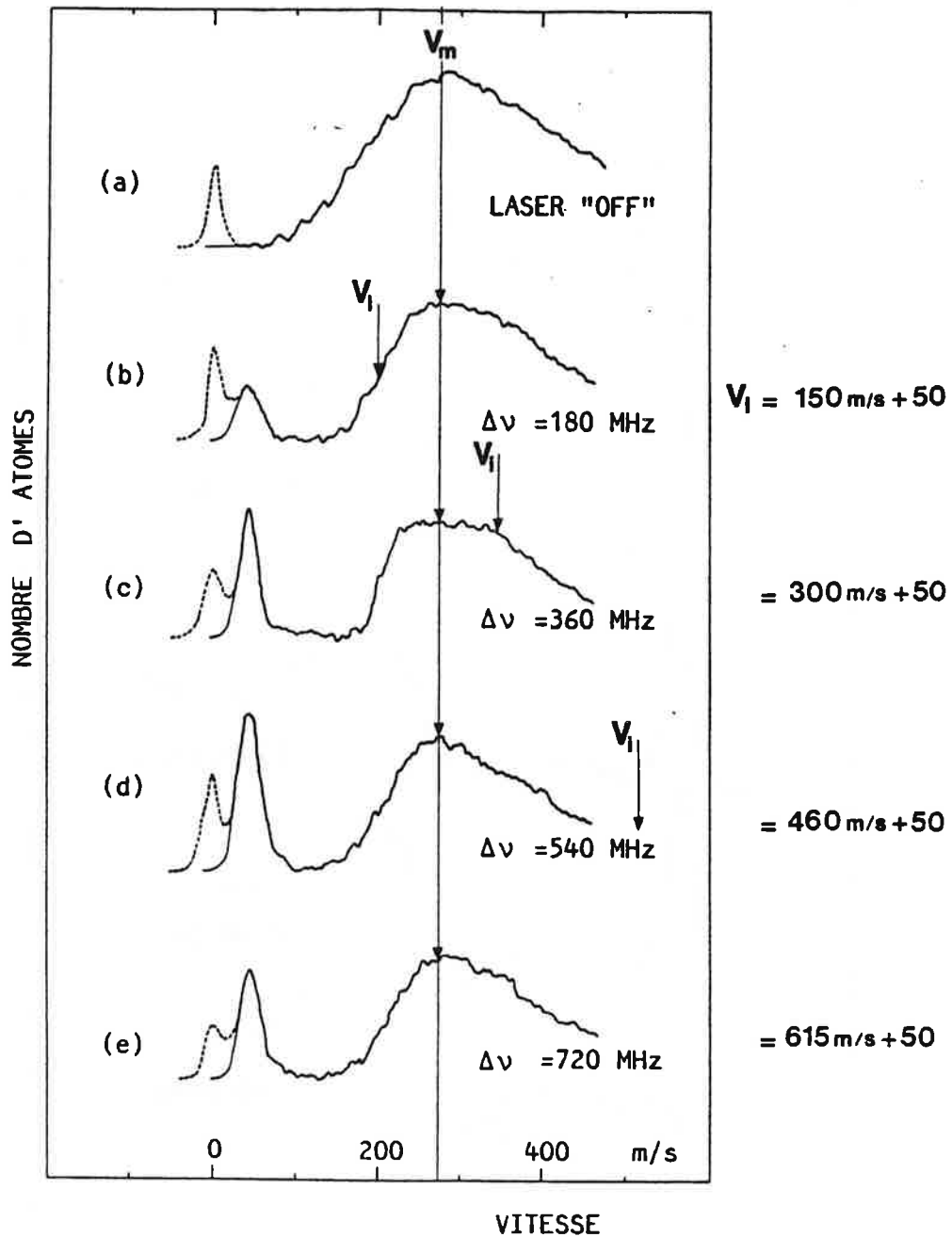


Figure (II.32). Profils de fluorescence du jet ralenti, pour différentes valeurs de l'amplitude de la rampe de balayage  $\Delta\nu$ , à vitesse de balayage constante.  $L = 1\text{m}$ ,  $a = 34000 \text{ m/s}^2$ .



### **II.4.1.3. Etude de l'effet de plusieurs rampes.**

La figure (II.33, a et b) montre les profils de fluorescence du jet ralenti obtenu avec plusieurs rampes identiques. Nous constatons que l'accroissement de l'amplitude du signal est plus notable entre la première et la seconde rampe, au delà l'amplitude devient insensible aux autres rampes de fréquence. Nous remarquons aussi que dans des conditions expérimentales identiques, quand la vitesse finale est grande, le jet atomique ralenti devient rapidement insensible à l'effet de plusieurs rampes. Ces résultats sont en bon accord avec les prévisions du modèle développé dans la première partie de ce chapitre.

Dans la suite de nos expériences nous avons utilisé un jet ralenti à 50 m/s et de largeur à mi-hauteur de 10 m/s.

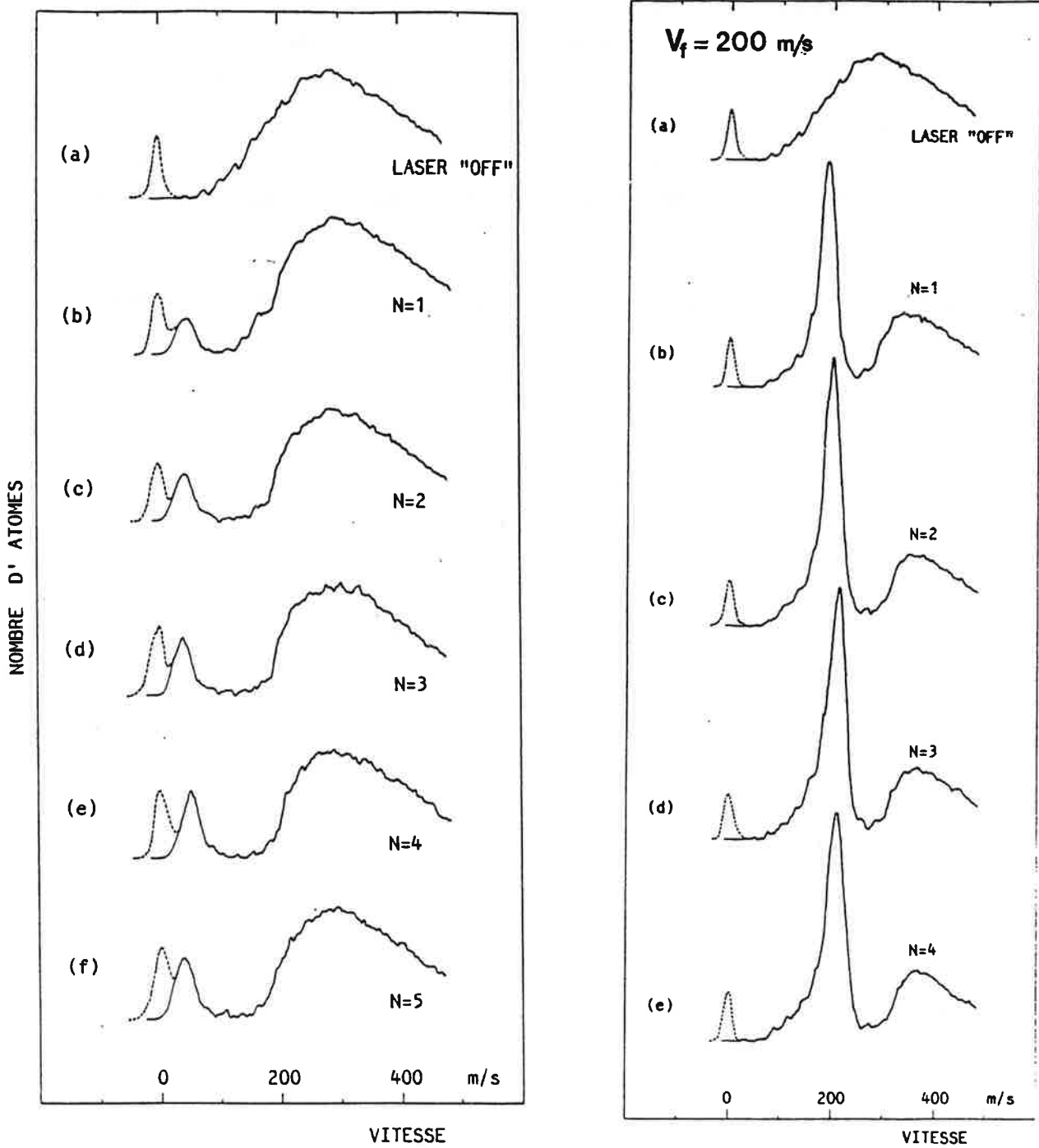


Figure (II.33). Profils de fluorescence de jet ralenti pour différentes valeurs de du nombre de rampe de balayage en fréquence.  $L = 1m$ ,  $a = 34000 \text{ m/s}^2$ .

## II.4.2. Observation de la transition d'horloge.

### II.4.2.1. Rappels: probabilité de transition :

Avant de présenter les résultats correspondant à l'observation de la transition de l'horloge atomique sur un jet ralenti, nous allons faire quelques rappels sur les probabilité de cette transition dipolaire magnétique et la forme des profils de résonance pour deux modes d'excitation différents: profil de Rabi et franges de Ramsey.

#### II.4.2.1.1. Profil de Rabi.

Le champ magnétique micro-onde appliqué  $B(t)$  s'écrit :

$$B(t) = \frac{B_0}{2} e^{i\omega t} + \text{cc} \quad (\text{II.54})$$

où  $\omega$  est la fréquence d'excitation,  $B_0$  l'amplitude du champ hyperfréquence.

Considérons un système à deux niveaux, soit  $\omega_0$  l'écart en fréquence entre ces niveaux. Supposons que ce système interagit avec le champ magnétique défini plus haut. La probabilité de transition après un temps d'interaction  $\tau_{\text{on}}$  s'écrit (1):

$$P(\omega, b_0) = \frac{b_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2} \Omega \tau_{\text{on}}\right) \quad (\text{II.55})$$

où

$$b_0 = \frac{\mu_B B_0}{\hbar}$$

$\mu_B$  est le magnéton de Bohr.

et

$$\Omega^2 = (\omega_0 - \omega)^2 + b_0^2$$

A résonance, la probabilité de transition s'écrit

$$P(\omega = \omega_0, b_0) = \sin^2\left(\frac{1}{2} b_0 \tau_{\text{on}}\right) \quad (\text{II.56})$$

Elle est optimale pour une amplitude du champ  $b_0 \tau_{on}$  égale à  $\pi$ . Cette condition définit la notion de pulse  $\pi$  correspondant à une rotation d'un angle  $\pi$  du spin fictif équivalent au système. Dans ces conditions, la largeur à mi-hauteur du profil de résonance est donnée par:

$$\Delta\nu \approx \frac{0.8}{\tau_{on}} \text{ (Hz)} \quad (\text{II.57})$$

où  $\tau_{on}$  est exprimé en seconde.

L'expression de la probabilité définie dans (II.55) correspond à une classe de vitesse bien définie c'est-à-dire à un temps d'interaction unique. Dans le cas réel, un jet atomique est caractérisé par une distribution de vitesse  $w(v)$ , la probabilité de transition moyenne s'écrit:

$$P(\omega, b_0) = \int_0^{\infty} \frac{b_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2} \Omega \frac{l}{v}\right) W(v) dv \quad (\text{II.58})$$

où  $l$  est la longueur d'interaction ( $\tau_{on} = l/v$ ).

#### II.4.2.1.2. Franges de Ramsey :

Pour améliorer la résolution des spectres obtenus avec une excitation de Rabi, nous sommes conduits à augmenter la durée d'interaction ( II.57 ), tout en maintenant constante la phase du champ micro-onde, sur des dimensions de plus en plus grandes. Expérimentalement, cette dernière contrainte est difficile à réaliser. Pour s'affranchir de ce problème, en 1950 Ramsey proposa la méthode des champs oscillants séparés. L'idée consiste à utiliser deux zones de champs de longueur  $l$  chacune, séparées dans l'espace par une distance  $L$ . On maintient une relation de phase connue entre les champs dans les deux zones. La probabilité de transition s'écrit alors (1):

$$P(\omega, b_0) = 4 \frac{b_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2} \Omega \tau_{on}\right) \left( \cos\left(\frac{\Omega}{2} \tau_{on}\right) \cos\left(\frac{1}{2} (\delta \tau_{off} + \Phi)\right) - \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2} \tau_{on}\right) \sin\left(\frac{1}{2} (\delta \tau_{off} + \Phi)\right) \right) \quad (II.59)$$

où

$\tau_{off}$ : temps de transit entre les deux zones de champ.

$\tau_{on}$ : temps d'interaction dans une seule zone de champ.

$\delta = \omega - \omega_0$  et  $\Phi$  est la différence de phase entre les deux zones d'interaction.

A résonance cette probabilité est optimale pour  $b_0 \tau = \pi/2$ . Le spin fait une rotation de  $\pi/2$  dans la première zone d'interaction, il précesse librement pendant T, pour basculer finalement de d'un angle égal à  $\pi/2$  dans la seconde zone d'interaction. La largeur à mi-hauteur du profil de résonance s'écrit quand  $\tau \ll T$  comme:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2 \tau_{off}} \quad (\text{Hz}) \quad (II.60)$$

$\tau_{off}$  est exprimé en seconde.

La résolution du spectre est essentiellement définie par la durée de vol libre entre les deux zones d'interaction.

## II.4.2.2. Résultats expérimentaux.

### II.4.2.2.1. Préambules.

La figure (II.34) représente le signal de fluorescence du jet ralenti en fonction du temps. Ce signal est enregistré après la phase de préparation. Il est obtenu en éclairant le jet atomique avec un laser à fréquence fixe et résonant avec les atomes ralentis sur la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  (détection sélective en vitesse). Cette figure montre que la totalité des atomes du jet sont pompés dans le niveau hyperfin  $F = 3$ . En enregistrant le spectre Zeeman du niveau fondamental, nous avons mesuré 10% d'atomes dans le sous-niveau  $m_f = 0$ . Ce chiffre peut éventuellement être amélioré d'un facteur sept en utilisant un pompage optique à deux lasers (15,16,17).

#### II.4.2.2.2. Profil de Rabi.

La figure (II.35) représente le profil de Rabi obtenu sur un jet ralenti à 50 m/s. L'amplitude du champ micro-onde est choisie telle que tous les atomes de vitesse égale à 50 m/s subissent un pulse  $\pi$ . Le spectre est obtenu sur une plage de 20 KHz, en balayant la fréquence micro-onde autour de la fréquence centrale  $\nu_0$  avec un pas de 0.5 Hz. Chaque point du spectre représente une intégration sur 10 cycles d'horloge. La durée d'un cycle est de 16 ms. La largeur à mi-hauteur du profil de Rabi est de 3.6 KHz. Comme les profils spatial et temporel du champ dans la cavité sont rectangulaire, les lobes latéraux qui apparaissent sur le signal témoignent du caractère monocinétique du jet ralenti

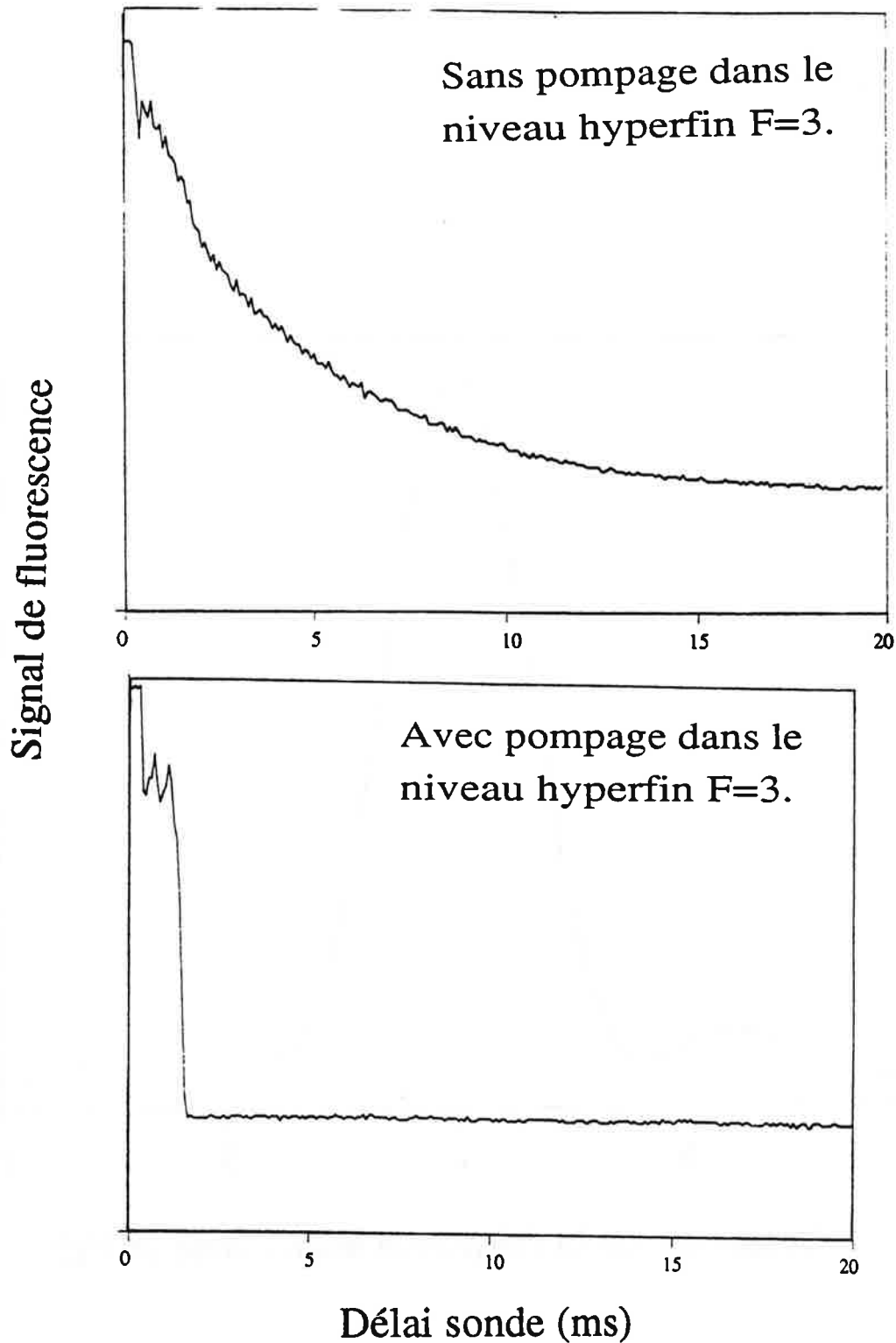
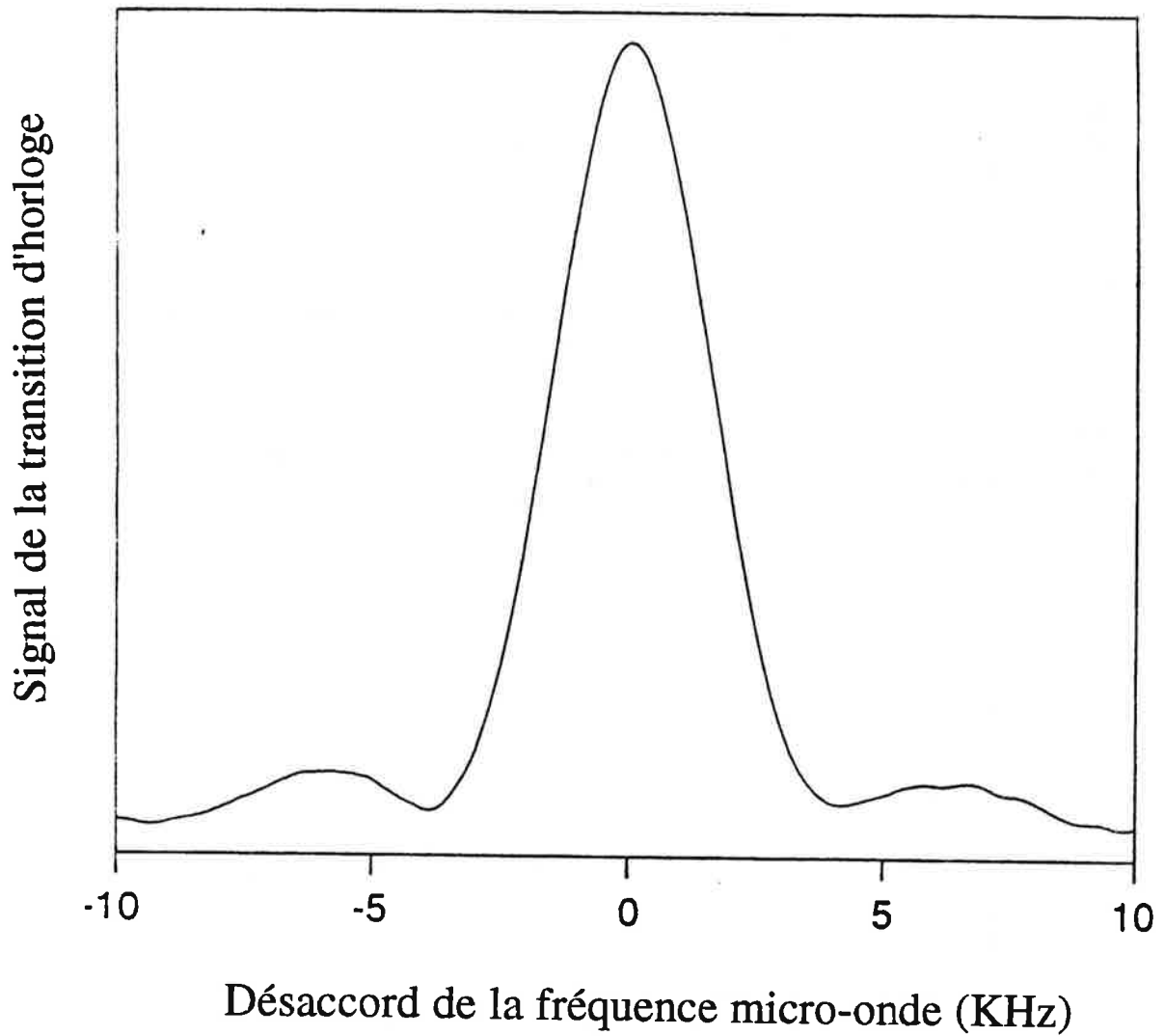


Figure (II.34). Signal de fluorescence des atomes ralentis en fonction du délai sonde (intervalle de temps entre la fin de la rampe de ralentissement et la détection). Sans et avec préparation dans le niveau  $F = 3$ . La totalité des atomes est pompée dans le niveau hyperfin  $F = 3$ .



*Figure (II.35). Profil de Rabi d'un jet ralenti à  $v_f = 50$  m/s. L'amplitude du champ micro-onde est ajustée au maximum de la probabilité de transition.*



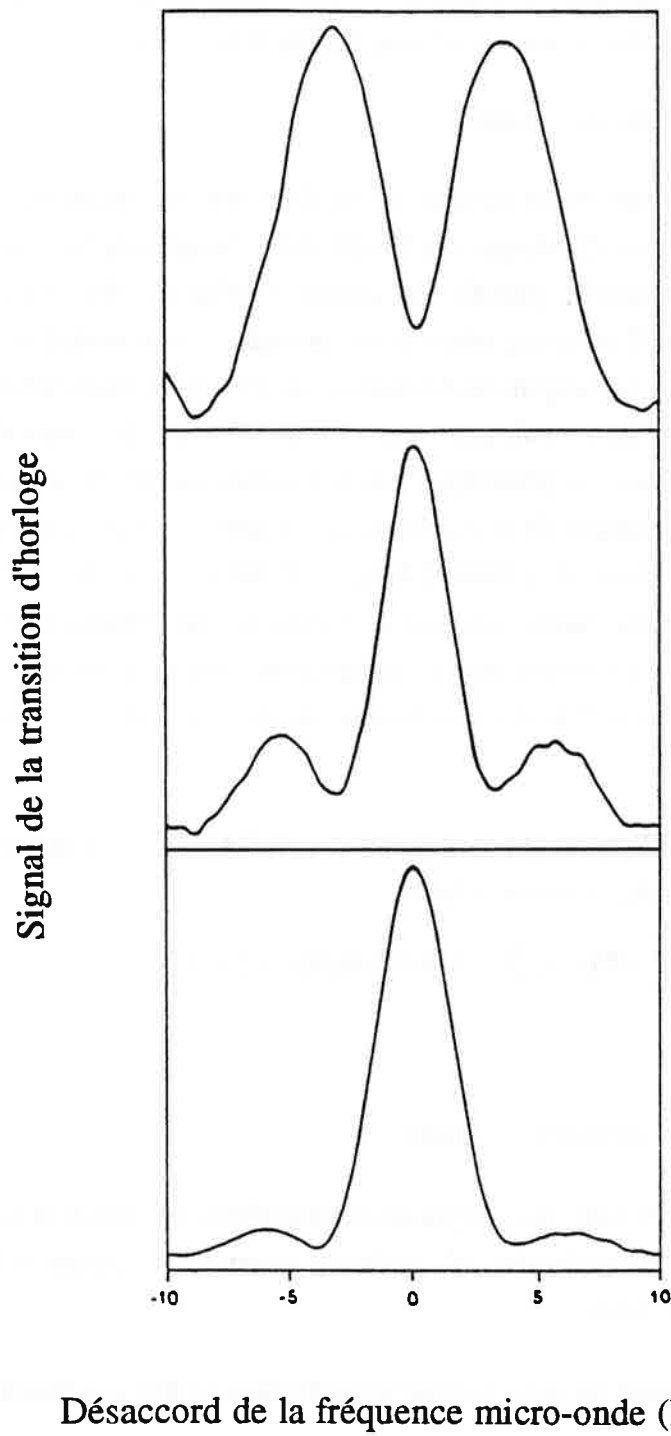


Figure (II.36). Profils de Rabi d'un jet ralenti à  $v_f = 50$  m/s, pour différentes valeurs de l'amplitude du champ micro-onde.

Nous avons ensuite étudié le profil de Rabi pour différentes valeurs de l'amplitude du champ dans la cavité figure (II.36). Ces spectres reproduisent très bien l'expression de la probabilité de transition d'un jet monocinétique définie dans (II.55).

#### II.4.2.2.3. Oscillations de Rabi.

La figure(II.37) montre les oscillations de Rabi obtenues en accordant la cavité micro-onde sur la transition d'horloge et en faisant varier l'amplitude du champ entre 0 et  $20b_{opt}$  où  $b_{opt}$  est l'amplitude optimale qui définit le pulse  $\pi$ . Pour un jet atomique monocinétique et un profil de champ micro-onde homogène, la probabilité de transition et une fonction sinusoidale de l'amplitude du champ voir (II.56). La distribution du produit ( $b_0\tau_{on}$ ) qui résulte de la convolution entre une distribution de temps d'interaction (distribution de vitesse) avec le profil spatial de l'amplitude  $b_0$  dans la zone d'interaction se traduit par un amortissement de ces oscillations. La constante d'amortissement définit la largeur de la distribution du produit ( $b_0\tau_{on}$ ). Nous avons essayé d'exploiter ces oscillations pour avoir une information sur la distribution de vitesse du jet ralenti. On suppose en première approximation que le champ micro-onde est homogène dans le plan transverse de la cavité. On fait alors un lissage par moindre carré par deux types de fonctions analytiques

La première fonction (Type I) qui représente la combinaison de fonction cosinus et exponentielle la mieux adaptée est de la forme:

$$s(b) = a_1 \left( 1 + a_2 \exp(-a_3 b) \cos(a_4 b) \right) \quad (II.61)$$

où

$a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  et  $a_4$  sont des paramètres à ajuster.

La déconvolution de cette fonction analytique par probabilité de transition nous a permis de déduire une " distribution de vitesse" de forme lorentzienne, centrée à 49 m/s et de largeur à mi-hauteur de 8 m/s.

Nous avons ensuite essayé de lisser la courbe expérimentale par une fonction intégrale ( Type II ) définie par:

$$s(b) = \int_0^{\infty} w_0 v^2 \exp\left(-\left(\frac{v - \beta}{\alpha}\right)^2\right) \sin^2\left(\frac{\gamma}{v}\right) dv \quad (II.62)$$

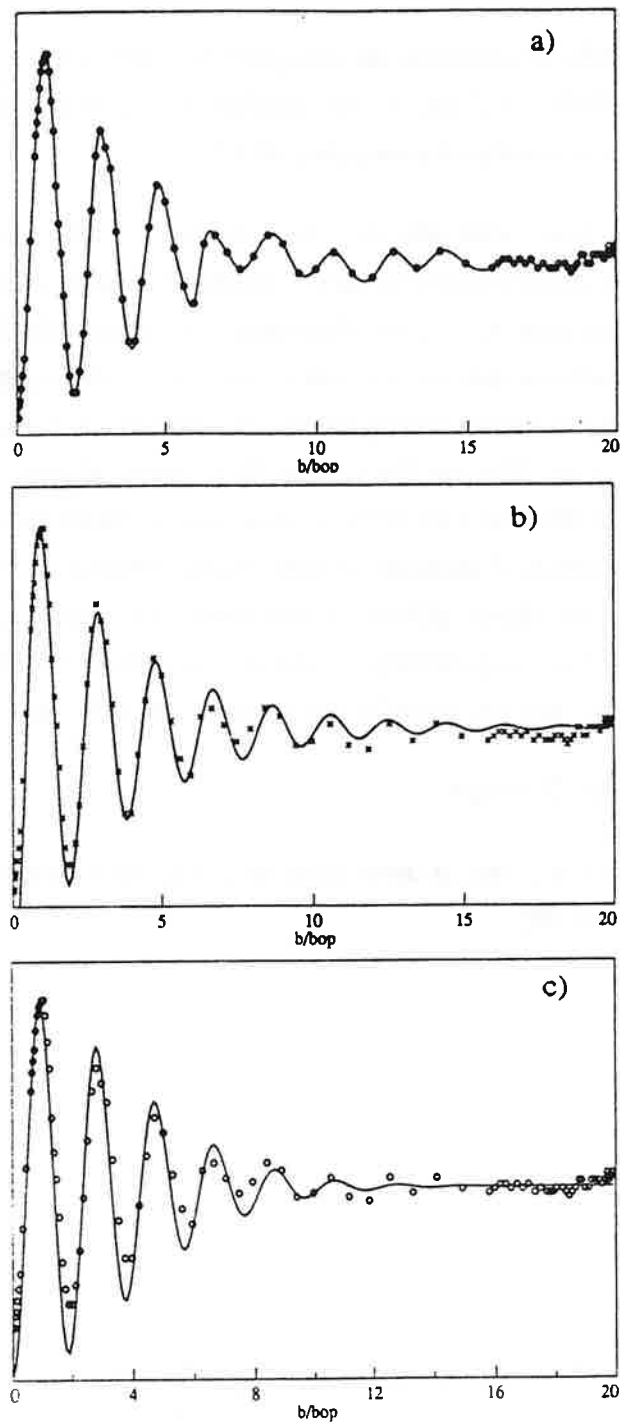


Figure (II.37). Oscillations de Rabi obtenues sur un jet atomique ralenti à  $v_f = 50$  m/s.

a) Point expérimentaux par un "lissage cubique".

b) Approximation par une fonction de type I.

c) Approximation par une fonction type II.

$W_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  sont les paramètres de lissage.

L'intérêt d'utiliser une telle fonction est de comparer la distribution de vitesse à une distribution de Maxwell-Boltzman. La déviation standard de ce lissage est estimée à 25%, il lui correspond une vitesse quadratique moyenne de 6.4 m/s.

La question que nous nous sommes alors posée est quel est l'impact d'une inhomogénéité transverse de l'amplitude du champ micro-onde sur ces oscillations quand le jet atomique est supposé monocinétique? Pour cela, nous avons calculé la probabilité de transition d'un jet monocinétique, en considérant une distribution spatiale en escalier du profil transverse de l'amplitude du champ micro-onde dans la cavité. On constate alors qu'une variance moyenne de 20% sur l'ouverture de la cavité affecte sensiblement le caractère sinusoidal. En conclusion il est difficile de déduire la forme de la distribution de vitesse dans une telle situation, il faudrait par exemple collimateur le jet sur l'axe pour pouvoir s'affranchir de ces inhomogénéités transverses. A ce niveau, nous pouvons seulement conclure que la vitesse quadratique moyenne caractérisant la distribution du jet ralenti est inférieure à 7 m/s soit une température du jet ralenti inférieure à 140 mK.

#### II.4.2.2.4. Franges de Ramsey.

L'amplitude du champ micro-onde dans la cavité en fonction du temps est représentée sur la figure (II.38).

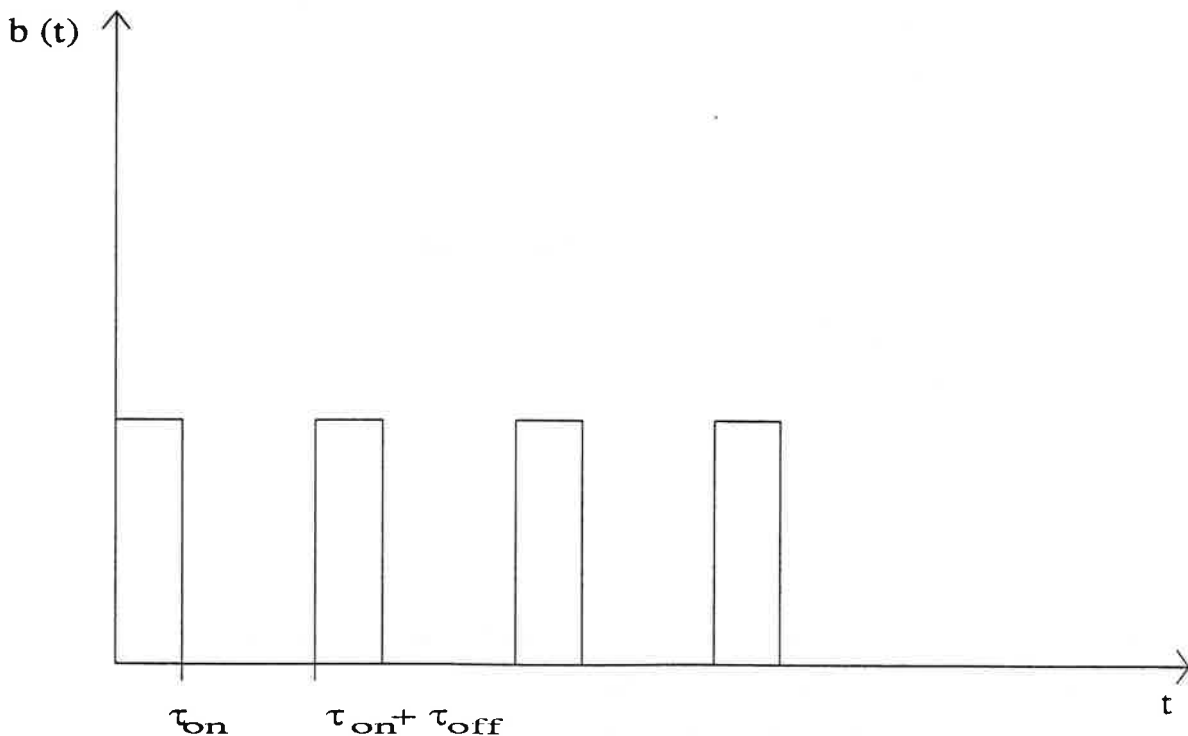


Figure (II.38). Variation de l'amplitude du champ micro-onde en fonction du temps.

où  $\tau_{on}$  représente la durée d'une impulsion et  $\tau_{off}$  l'intervalle de temps entre deux impulsions successives.

Cette répartition temporelle des impulsions dans la cavité est choisie telle que l'excitation soit sélective en vitesse et le maximum d'atomes du jet voient deux et seulement deux pulses. En effet à la fin du processus de ralentissement, les atomes de vitesse  $v_f$  sont répartis le long de l'axe du jet. Selon leurs positions, ils arrivent dans la cavité avec des retards différents et subissent ainsi des excitations distinctes. Comme le signal d'horloge est intégré sur une fenêtre de 8 ms. Ces déphasages au niveau de l'excitation risquent d'affecter la qualité du rapport S/B.

La fraction  $p$  d'atomes qui voient deux impulsions, sur le nombre d'atomes contenus dans "un cylindre" de longueur égale à la longueur de la cavité, s'écrit dans le cas où  $\tau_{on} \ll \tau_{off}$ , figure (II.39):

$$p = \frac{T_{cav} - t_i}{T_{cav}} \quad (II.62)$$

où

$T_{cav}$  est le temps de transit dans la cavité et

$$t_i = \tau_{on} + \tau_{off} \quad (II.63)$$

Cette fraction est par définition proportionnelle au signal d'horloge.

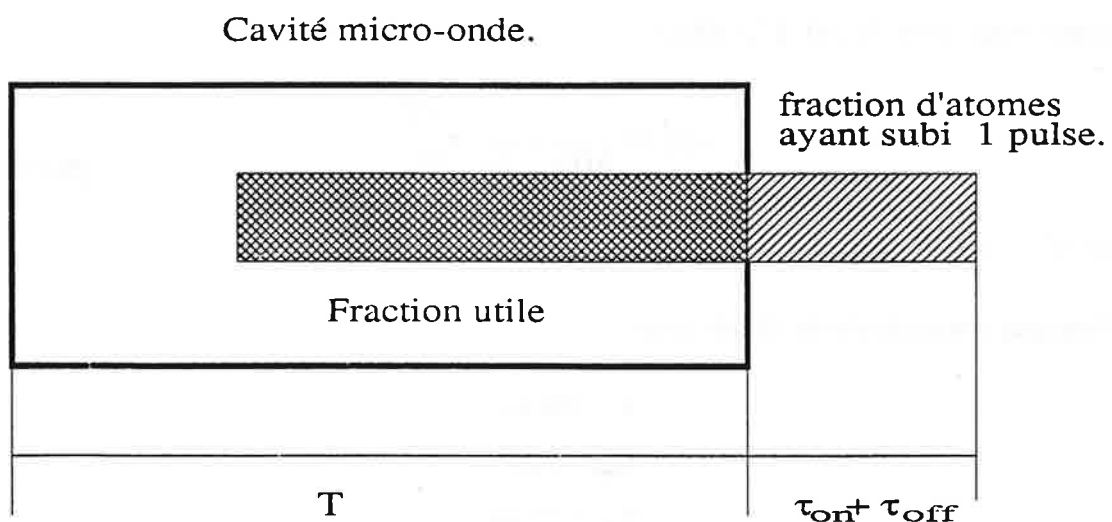


Figure (II.39). Fraction d'atomes qui voient deux pulses micro-onde.

Pour que la fraction d'atomes utilisables soit la plus importante possible nous sommes tentés de prendre  $t_i$  le plus petit possible, cependant la largeur à mi-hauteur de la raie de résonance est inversement proportionnelle à  $t_i$ . Il va falloir trouver un compromis entre cette largeur et le signal. Ce compromis peut-être défini en minimisant la variance d'Allan ( 18 ) elle représente la stabilité d'un quartz asservi sur le signal d'horloge. Cette variance d'Allan est un outil de choix pour la mesure des performances des standards de fréquence. Pour un jet monocinétique et en modulant la fréquence fréquence sur la demi-largeur de la frange ( voir chapitre IV), l'expression de la variance d'Allan s'écrit ( 19):

$$\sigma(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\pi\nu_0} \left( \frac{B}{S} \right)_{\text{cycle}} \left( \frac{\tau_{\text{int}}}{T_{\text{cycle}}} \right)^{-1/2} \quad (\text{II.64})$$

où

$\tau_{\text{int}}$  est la durée d'intégration.

$T_{\text{cycle}}$  est l'intervalle entre de points successifs du spectre.

$\Delta$  est la largeur à mi-hauteur de la raie de résonance.

$\nu_0$  est la fréquence centrale.

On suppose que le niveau de bruit est constant et indépendant du niveau du signal et que  $T_{\text{cycle}}$  est très grand devant  $t_i$ . Dans ce cas, la dépendance de la variance d'Allan en fonction de la durée totale d'interaction  $t_i$ , est obtenue en remplaçant l'expression (II.62) dans l'expression (II.64). Elle s'écrit

$$\sigma(\tau) \propto \frac{1}{t_i(T_{\text{cav}} - t_i)} \tau_{\text{int}}^{-1/2} \quad (\text{II.65})$$

$\sigma(\tau)$  est minimum pour  $t_i = T_{\text{cav}}/2$ .

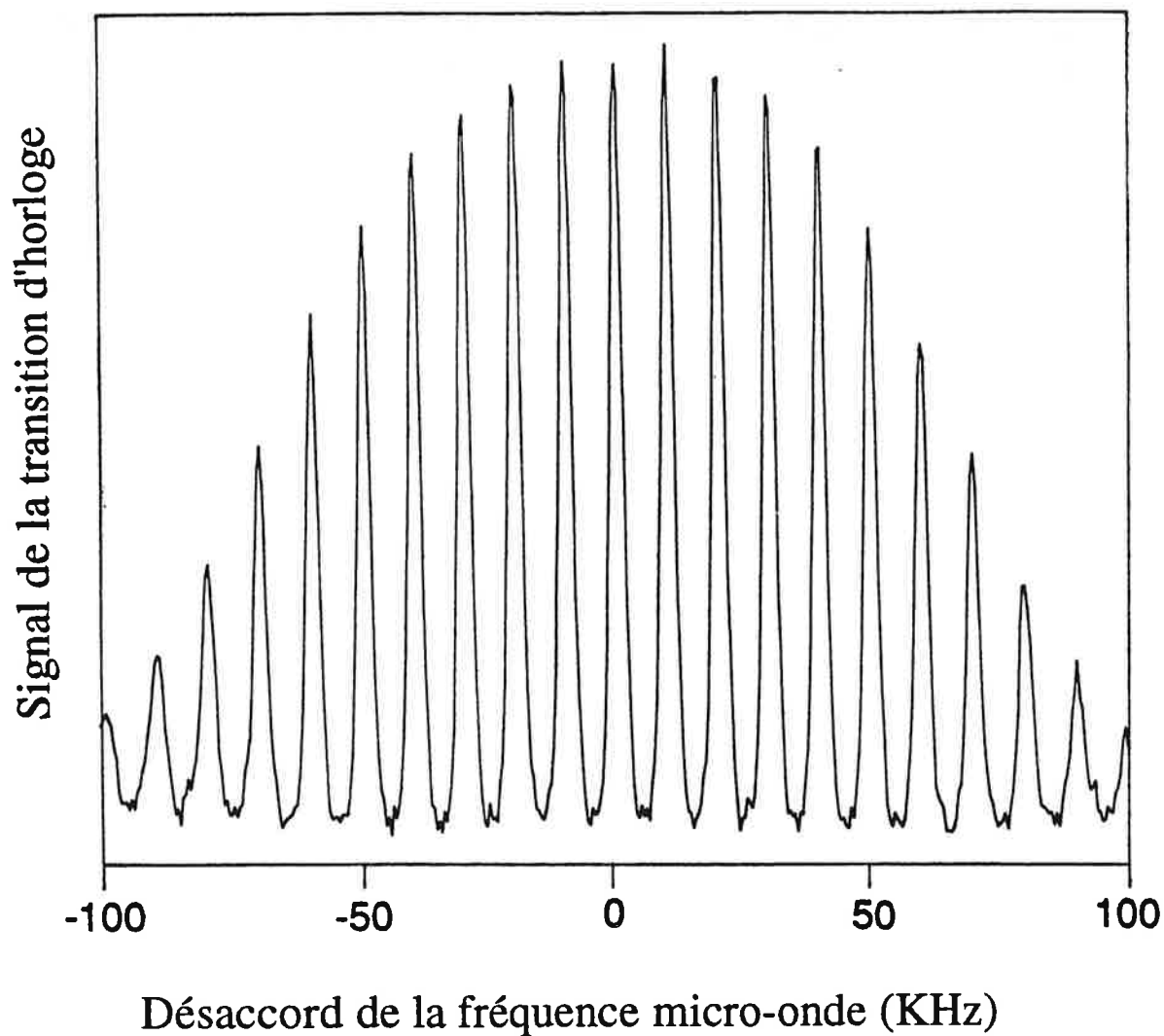
Pour une vitesse finale de 50 m/s on a:

$$T = 200 \mu\text{s}$$

$$\tau_{\text{on}} = 8 \mu\text{s}$$

$$\tau_{\text{off}} = 92 \mu\text{s}$$

Sur la figure(II.40) nous avons représenté les franges de Ramsey obtenues dans ces conditions. La fréquence micro-onde est balayée avec un pas de 0.5 KHz sur une plage de  $\pm 100$  KHz. A résonance, l'amplitude du champ est fixée pour que le spin fictif équivalent tourne de  $\pi/2$  à la fin de chaque pulse. La largeur à mi-hauteur est égale à 3 KHz. En moyennant sur quatre cycles d'horloge c'est-à-dire pour un temps d'intégration de 64 ms par point, le rapport signal sur bruit est estimé à 20 figure (II.41).



*Figure (II.40). Franges de Ramsey obtenues sur un jet ralenti à  $v_f = 50$  m/s. L'amplitude du champ micro-onde est choisie telle que le spin fictif tourne de  $\pi/2$  après chaque interaction.*



La variance d'Allan caractérisant ce spectre vaut alors:

$$\sigma(\tau) \approx 1.3 \cdot 10^{-9} \tau^{-1/2}$$

Cette valeur sera commentée dans le chapitre VI où nous analyserons les performances limites de notre montage en calculant la stabilité espérée.

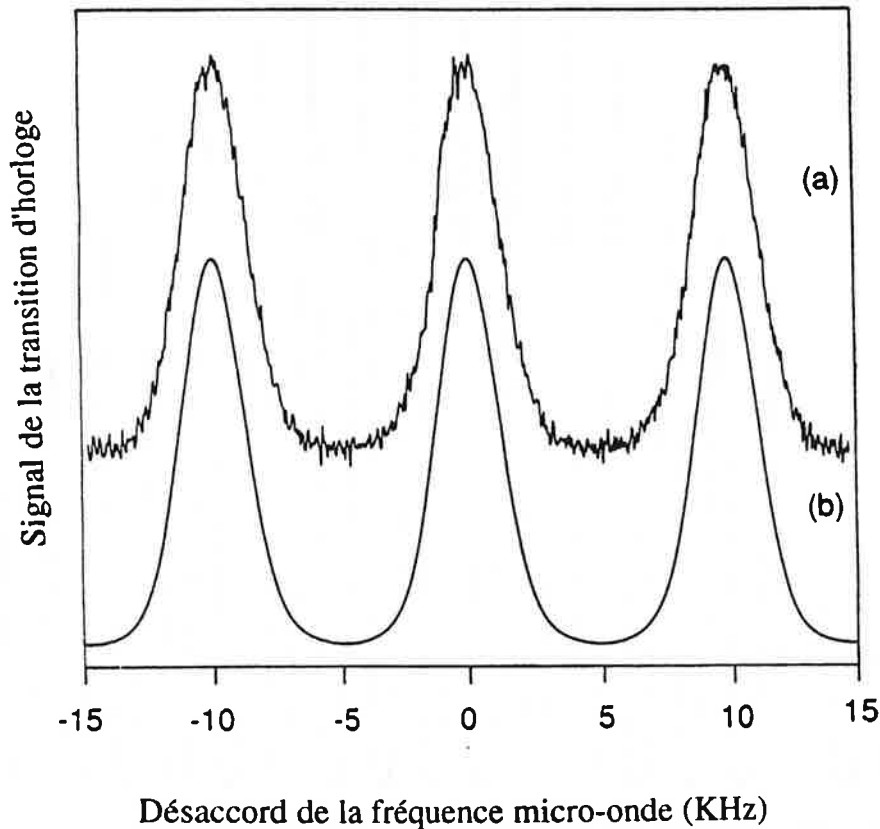


Figure (II.41). Partie centrale du profil de Ramsey (même condition que la figure (II.40).

a) Signal expérimental.

b) Profil théorique.

#### Remarque.

Nous remarquons sur le spectre de Ramsey expérimental que les franges ne sont pas parfaitement sinusoïdale vers le fond ainsi que le prévoit le profil théorique. Nous avons associé cette anomalie aux fuites micro-onde au delà des trous de passage du jet atomique. Le calcul de la probabilité de transition dans un cas où les atomes voient quatre

pulses micro-onde de durée  $8 \mu\text{s}$  chacun , distants de  $92 \mu\text{s}$  et où l'amplitude des pulses extrêmes est égale à 25% des pulses centraux, permet de reproduire correctement le spectre expérimental figure (II.42).

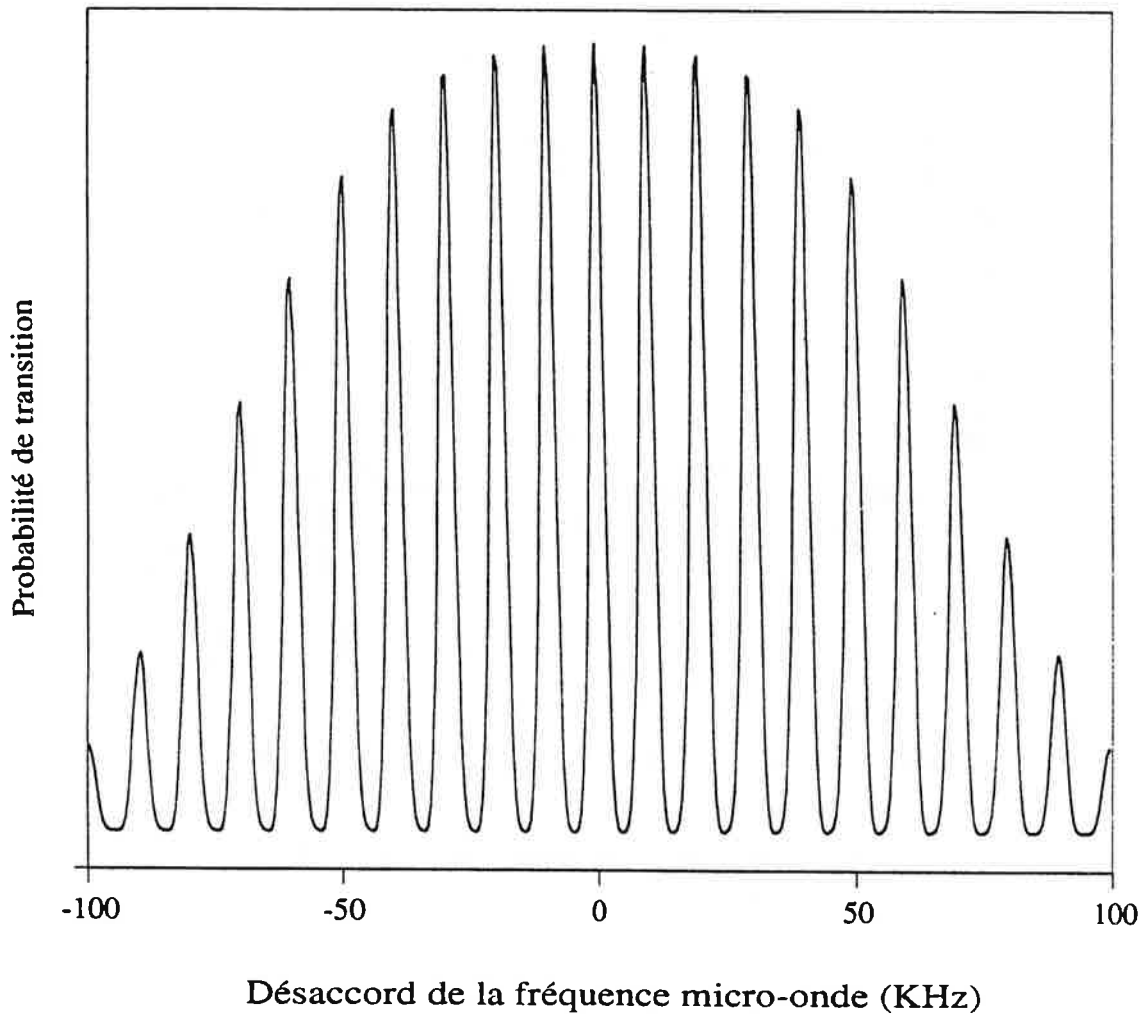


Figure (II.42). Probabilité de transition en fonction de la fréquence micro-onde. Les atomes voient quatre pulses de durée égale à  $8 \mu\text{s}$  et séparés successivement de  $92 \mu\text{s}$ . L'amplitude du premier et du quatrième pulse vaut 25% de celle des deux latéraux.

**II.4.2.2.5. Excitation à plusieurs pulses.**

Sur la série de figure (II.43) nous avons représenté le spectre d'horloge dans le cas où les atomes du jet voient  $n$  pulses micro-onde ( $n > 2$ ). La condition pour que le maximum d'atomes du jet soit exploitée s'écrit suivant les mêmes considérations du paragraphe précédent comme:

$$\tau_{on} + \tau_{off} = \frac{T}{n}$$

Quand on passe de  $n$  pulses à  $n+1$  une frange sur deux disparaît. La largeur à mi-hauteur reste constante pour la même amplitude du champ.

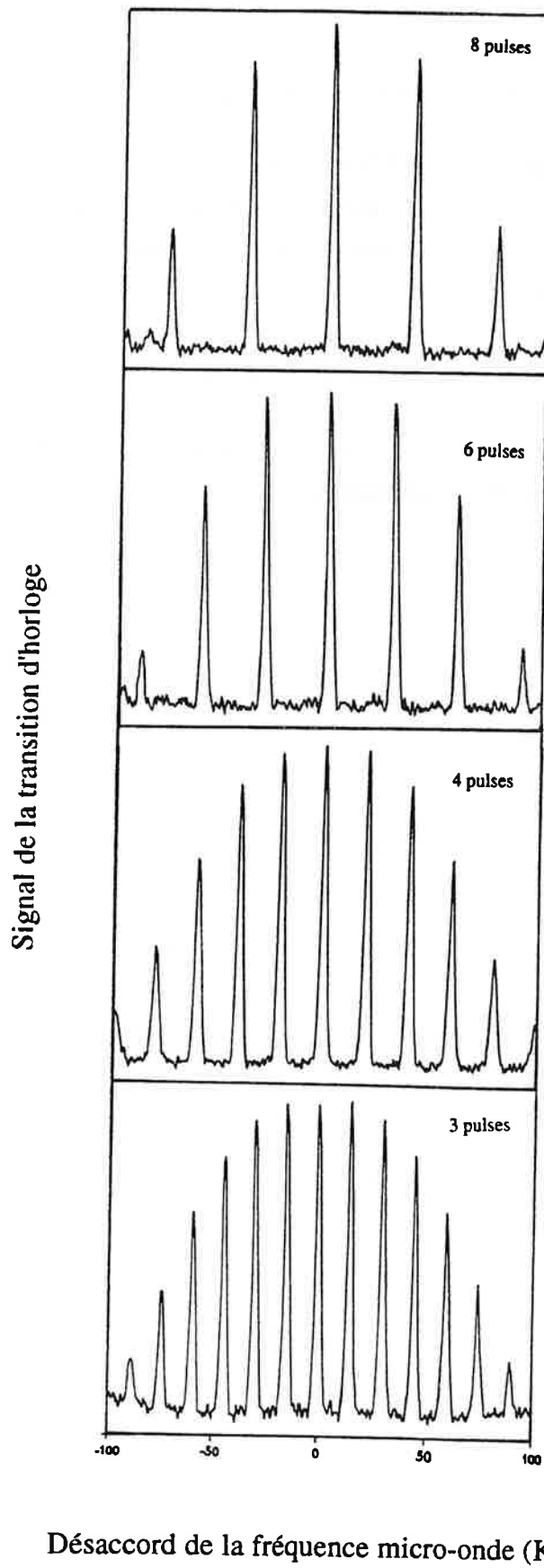


Figure (II.43). Transition d'horloge obtenue par excitation en plusieurs pulses de durée  $8 \mu\text{s}$  séparés successivement de  $92 \mu\text{s}$ .

**Conclusion.**

Dans cette partie nous avons montré que l'utilisation d'un jet atomique ralenti par laser à 50 m/s et refroidi à une température de 140 mK permet d'observer une résonance de Ramsey de seulement 3 KHz sur une longueur d'interaction de 1 cm. Les différents spectres obtenus, en changeant l'amplitude du champ micro-onde témoignent du caractère "quasi-monocinétique" du jet. La stabilité estimée à partir de cette résonance est d'environ  $1.3 \cdot 10^{-9} \tau^{-1/2}$ , bien qu'honorable, est en deçà des meilleurs performances actuelles qui se situent à  $1.3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ . Cependant les améliorations potentielles à ce montage sont nombreuses. Dans le chapitre IV nous estimerons la stabilité ultime espérée en utilisant cette technique dans des conditions expérimentales optimisées. Dans ce chapitre sera également abordé le problème des erreurs systématiques de l'horloge associée.



**Références.**

- (1) N.F. Ramsey, *Molecular beams*, Oxford University Press, Oxford (1985).
- (2) P. Jacquinet dans "high resolution laser spectroscopy" édité par K. Shimoda, *Topics in Applied physics* vol 13, P.51, Springer-Verlag-Berlin (1976).
- (3) J.L. Picqué, Thèse, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1980)..
- (4) H.T. Duong, S. Liberman et J. Pinard, *Opt. Comm.* 18, 533 (1976).
- (5) J.L. Vialle Thèse, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1977).
- (6) Voir revue spéciale *J.Opt.Soc.Am.* B2 (1985) et B6 (1989).
- (7) P. Jacquinet, S. Liberman, J.L. Picqué, *Opt. Comm.* 8, 167 (1973).
- (8) R. Blatt, W. Ertmer, P. Zoller and J.L. Hall, *Phys. Rev.* A34, 3022 (1986).
- (9) H. Wallis et W. Ertmer, *J.Phys.* B21, 2999 (1988).
- (10) C. Salomon et J. Dalibard, *C. R. Acad. Sci. Paris* 1319 (1988).
- (11) V.G. Minogin, *Opt. Comm.* 34, 265, (1980).
- (12) *Molecular reaction dynamics and chemical reactivity*, Oxford University Press, Oxford (1987).
- (13) *Handbook of chemistry and physics* 40<sup>th</sup> edition 1958-1959 India Paper.
- (14) Philippe Laurent, Thèse, Université Paris VI (1990)..
- (15) E.D. Leclerq et P. Mangin *E.F.T.P* (1989).
- (16) P. Tremblay et C. Jacques, *Phys. Rev.* A41, 4989 (1990).
- (17) V. Giordano, Thèse, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1987).
- (18) D. J. Allan, *Proc, IEEE*, 54, 221 (1966)
- (19) D. J. Wineland et al, *IV Symposium on frequency Standards and Metrology*, edited by A. De. Marchi (springer verlag) 1989 P71.



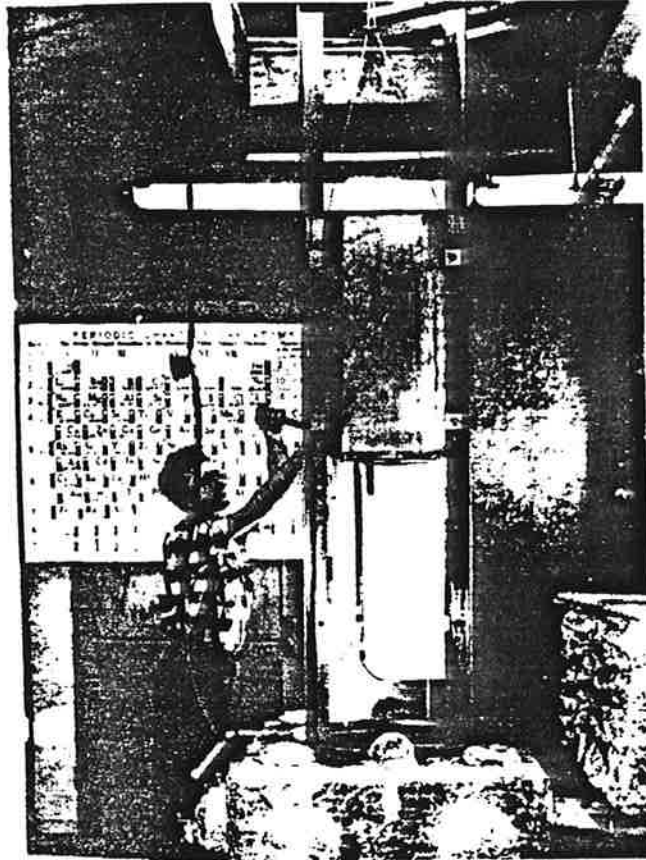


**Chapitre III**

**Observation de la transition d'horloge sur une fontaine atomique**

CHAPTER II

(Description of the country and the people)



*Photographie du "fallotron" de Zacharias.*



## Introduction.

L'expérience qu'on va décrire dans ce chapitre relève de l'idée de Zacharias (1). Elle représente une suite logique à la méthode de deux zones d'interaction séparées, proposée peu de temps avant, par Ramsey (2). Elle consiste à utiliser la pesanteur terrestre pour augmenter le temps d'interaction, et par conséquent améliorer la résolution du profil de Ramsey de la transition de l'horloge atomique. Le principe revient à lancer verticalement les atomes à travers une cavité micro-onde. Ils y effectuent ainsi un double passage l'un à la montée et le second à la descente. La résolution est alors déterminée par la hauteur de la fontaine ainsi réalisée. Pour concrétiser sa proposition, en 1952 Zacharias avait réalisé une fontaine atomique de 5m de hauteur, voir photographie ci-jointe. La vitesse utilisable dans une telle enceinte, qu'il appela à l'époque "Fallotron" (3) est de 10 m/s. Dans le cas idéal d'un jet effusif caractérisé par une distribution de vitesse de Maxwell-Boltzman, la probabilité de trouver une telle vitesse dans le jet atomique est  $10^{-6}$  fois plus faible que celle de trouver la vitesse la plus probable ( 300 m/s ). Pour contourner cette faible probabilité ainsi que les pertes par divergence, il avait envisagé d'utiliser un important flux atomique. Malheureusement, les collisions importantes au niveau de la faible fente de sortie du four maintenait toujours cette probabilité quasi-nulle. La fontaine atomique fut oubliée pendant presque trente années.

La manipulation des atomes neutres par laser qui s'est rapidement développée au cours de ces dernières années (4) a ressuscité cette idée (5,6,7,8). Nous montrons dans ce chapitre qu'à l'aide de ces nouvelles techniques, nous sommes capables aujourd'hui de concevoir des fontaines atomiques de hauteurs soigneusement ajustables avec un nombre d'atomes de l'ordre de  $10^7$ . Cette fontaine est réalisée à partir d'une mélasse optique à trois dimensions, les atomes sont lancés vers le haut en utilisant les effets mécaniques de la lumière.

Dans la première partie de ce chapitre nous avons étudié soigneusement la température d'équilibre des atomes dans une mélasse optique à trois dimensions. Nous montrons des températures beaucoup plus basses que la limite Doppler. Nous verrons également que cette étude constitue un test précis de la théorie décrivant les nouveaux mécanismes de refroidissement développés pour expliquer de telles températures. Nous avons mesuré une température très basse:  $2.5 \mu\text{K}$  avec une incertitude de  $\pm 0.6 \mu\text{K}$ . Cette température jamais atteinte auparavant, représente une détermination précise de la plus basse température réalisable par ces mécanismes.

La seconde partie sera consacrée à la réalisation d'une fontaine atomique à partir d'une mélasse optique à trois dimensions. Nous décrirons tout d'abord, les différentes méthodes de lancement et présentons une méthode originale et propre qui permet de contrôler

précisément la vitesse de lancement tout en maintenant la température très basse des atomes dans la mélasse.

Dans la troisième partie nous donnons le principe de l'expérience de l'horloge de césium réalisée à l'aide d'une fontaine atomique. Nous montrons une résonance de Ramsey de 2 Hz de large. Cette largeur est de 30 à 100 fois plus étroite que celles de toutes les horloges de césium existant à ce jour. De cette largeur et du rapport signal sur bruit, nous déduisons la stabilité d'un oscillateur verrouillé sur une telle résonance et montrons qu'elle est déjà comparable ou meilleure que celles des horloges les plus performantes. Le problème de l'exactitude de l'horloge nécessitant quelques rappels, sera discuté dans le chapitre suivant.

## Partie I

### Etude de la température d'une mélasse optique.

#### I.1. Introduction.

Dans cette section, nous allons étudier la dépendance de la température d'équilibre des atomes dans une mélasse optique, en fonction de l'intensité et du désaccord à résonance des faisceaux laser constituant la mélasse. Nous commençons par présenter le principe de l'expérience. Nous décrirons la méthode de mesure de la température par la technique de temps de vol: cette technique consiste à utiliser simplement le champ de la pesanteur terrestre pour mesurer les temps d'arrivée dans un faisceau sonde situé à une distance  $h$  en dessous du centre de la mélasse. Nous donnerons les différentes précautions expérimentales utilisées afin de réduire les incertitudes inhérentes à cette méthode de mesure. Ces incertitudes seront évaluées.

L'étude de la température nous permettra de montrer que, comme le prévoit la théorie à une dimension, à grand désaccord la température est proportionnelle à l'intensité moyenne des faisceaux laser et inversement proportionnelle au désaccord. Nous déterminons précisément la température la plus basse réalisable et montrons qu'elle correspond à une vitesse quadratique moyenne de 3.6 fois la vitesse de recul. Il existe un seuil en intensité en dessous duquel le mécanisme de refroidissement perd toute son efficacité. Une étude de ce phénomène appelé décrochage, en fonction de l'intensité et du désaccord sera présentée.

Pour conclure, nous ferons une comparaison de nos différents résultats expérimentaux avec deux modèles théoriques à une dimension.

## I.2. Principe de l'expérience:

Le principe physique d'une mélasse optique a déjà été décrit dans la seconde section du chapitre I. Nous rappelons qu'à trois dimensions, celle-ci est définie par l'intersection de six faisceaux laser, de même fréquence. Considérons un échantillon d'atomes dans cette zone d'intersection, si la fréquence des faisceaux laser est désaccordée vers le rouge par rapport à la transition atomique et si la vitesse des atomes est inférieure à la vitesse de capture de la mélasse ( voir chapitre I ), ces atomes sont soumis à une force moyenne de friction qui a tendance à les refroidir. Cependant le caractère aléatoire de l'émission spontanée induit un chauffage, soit une dispersion autour de  $v = 0$ . L'équilibre entre ces deux effets antagonistes détermine la température d'équilibre des atomes dans la mélasse optique. Dans le chapitre I, nous avons montré que les grandeurs caractéristiques de la mélasse tels que le coefficient de friction, le coefficient de diffusion, la plage de capture en vitesse et la température d'équilibre dépendent de l'intensité laser et du désaccord par rapport à la transition atomique. Typiquement la plage de capture en vitesse est de l'ordre de quelques mètres par seconde. Ainsi pour charger efficacement une mélasse optique, nous sommes amenés à utiliser un jet atomique préalablement ralenti.

Pour étudier la température d'équilibre des atomes, la mélasse optique est réalisée en trois phases. Chargement des atomes, homogénéisation spatiale et thermalisation en vitesse. *L'intérêt d'une telle procédure qui sera décrite en détail dans la suite est d'opérer à nombre d'atomes constant.*

Pendant la phase de chargement, les atomes du jet ralenti sont capturés dans une mélasse optique dont le centre est situé à une distance de 1.5 m du four et décalé de 1cm par rapport à l'axe du jet figure (III.1).

Ce jet est ralenti à l'aide d'une diode laser balayée en fréquence ( voir chapitre II ). Les atomes sont quasiment stoppés, leur vitesse finale est comprise entre 0 et 5 m/s, typiquement de l'ordre de la plage de capture d'une mélasse Doppler. La durée de cette phase de chargement dépend de l'intensité et du désaccord. Pour un désaccord  $\delta$  de  $-2\Gamma$  ( $\Gamma$  représente la largeur naturelle du niveau excité ) et une intensité égale à l'intensité de saturation de la transition, elle est de l'ordre de la seconde. De telles conditions représentent les conditions optimales de chargement.



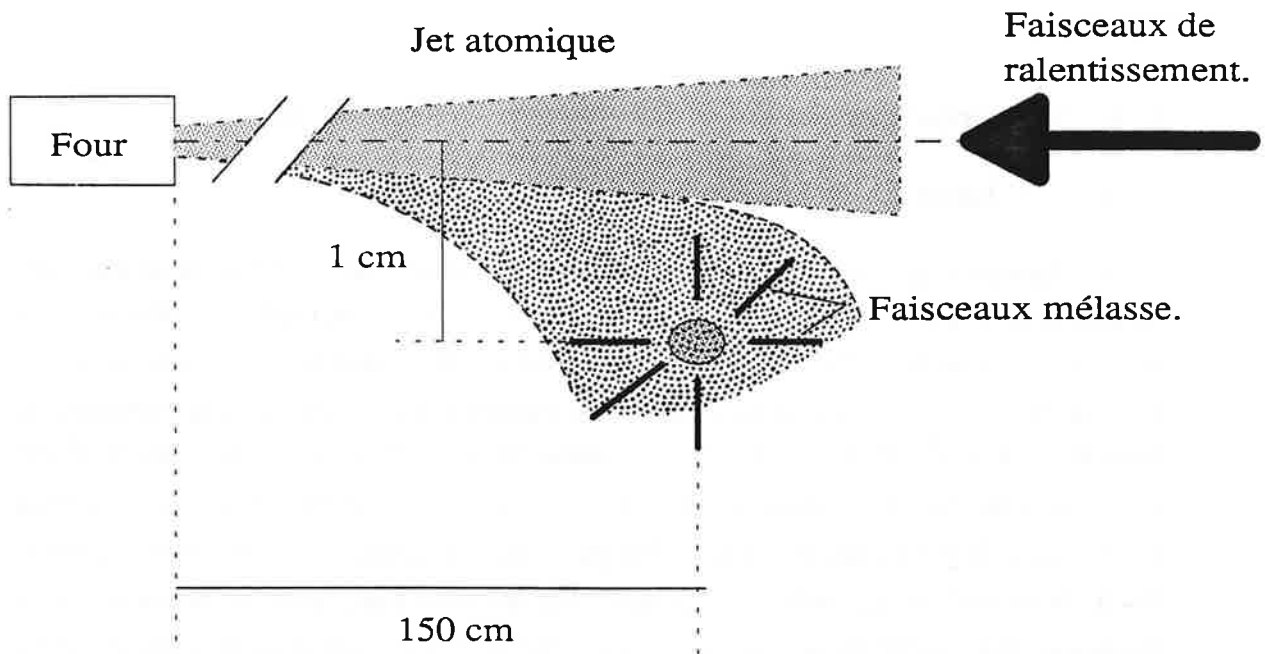


figure (III.1). Principe d'une mélasse optique chargée à l'aide d'un jet atomique ralenti par laser.

A la fin du chargement, les faisceaux laser de ralentissement sont coupés. La mélasse est maintenue dans les mêmes conditions d'intensité et de désaccord pendant une durée  $t_h$  typiquement de l'ordre de 100 ms. Cette phase est appelée phase d'homogénéisation. Elle permet l'uniformisation spatiale de la mélasse et l'atteinte d'un équilibre en vitesse. En effet au cours du chargement les atomes sont capturés en différents endroits de la mélasse de façon mal connue. Ces atomes effectuent ensuite un mouvement diffusif pour se répartir uniformément sur le volume de la mélasse.

Pour étudier ensuite la dépendance de la température en fonction de l'intensité et du désaccord, on change brutalement c'est-à-dire en un temps très court devant le temps d'équilibrage de la mélasse ( 9 , 10 ), ces deux grandeurs. On laisse alors la mélasse

atteindre l'équilibre thermique pendant une durée qu'on appelle durée de thermalisation, typiquement de l'ordre de 50 ms.

A la fin de cette phase de thermalisation tous les faisceaux laser sont coupés et les atomes sont détectés par une technique de temps de vol.

### **I. 3. Caractéristiques générales des éléments expérimentaux.**

#### **I. 3. 1. Laser de la mélasse optique.**

Les faisceaux laser qui constituent la mélasse sont issus d'un laser à colorant stabilisé. La puissance de sortie de ce laser est égale à 200 mW. Sa fréquence est désaccordée de  $\delta$  par rapport à la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ . Le diamètre des faisceaux de la mélasse est de 8.2 mm, l'intensité laser sur un tel diamètre est estimée à 4 mW/cm<sup>2</sup> soit une fréquence de Rabi  $\Omega$  égale à  $\sqrt{2} \Gamma$ . Cette intensité est uniforme à  $\pm 7$  % près. Un faisceau de diode laser, accordé sur la transition  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ , est combiné avec les faisceaux horizontaux, il sert à compenser les fuites par pompage optique dans le niveau hyperfin  $F = 3$ . Pour réaliser les différentes phases décrites plus haut, tous les faisceaux laser traversent des modulateurs acousto-optiques figure (III.2), qui servent d'interrupteurs rapides ( $\leq 10 \mu\text{s}$ ).

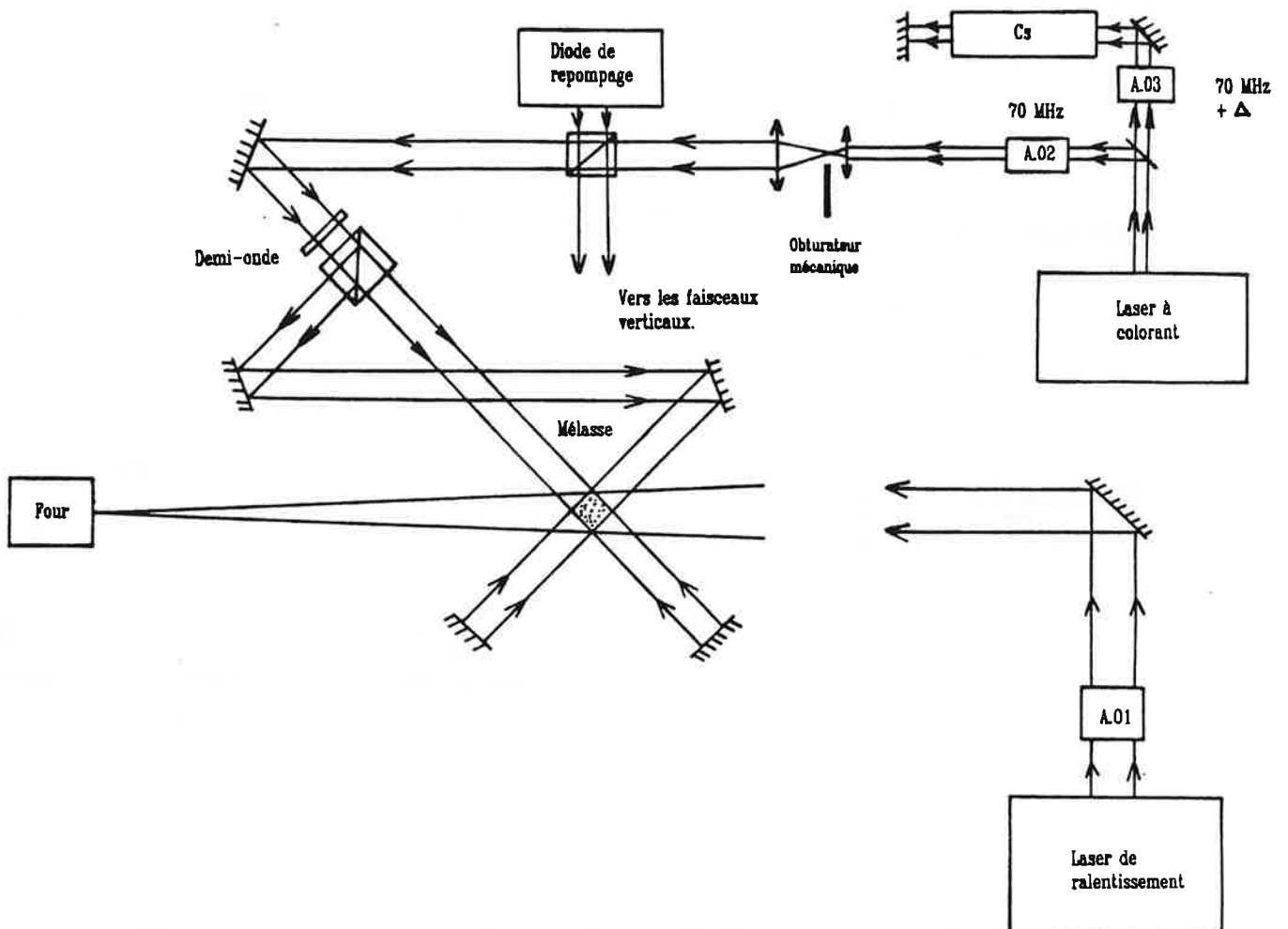


Figure (III.2). Contrôle des différents faisceaux laser.

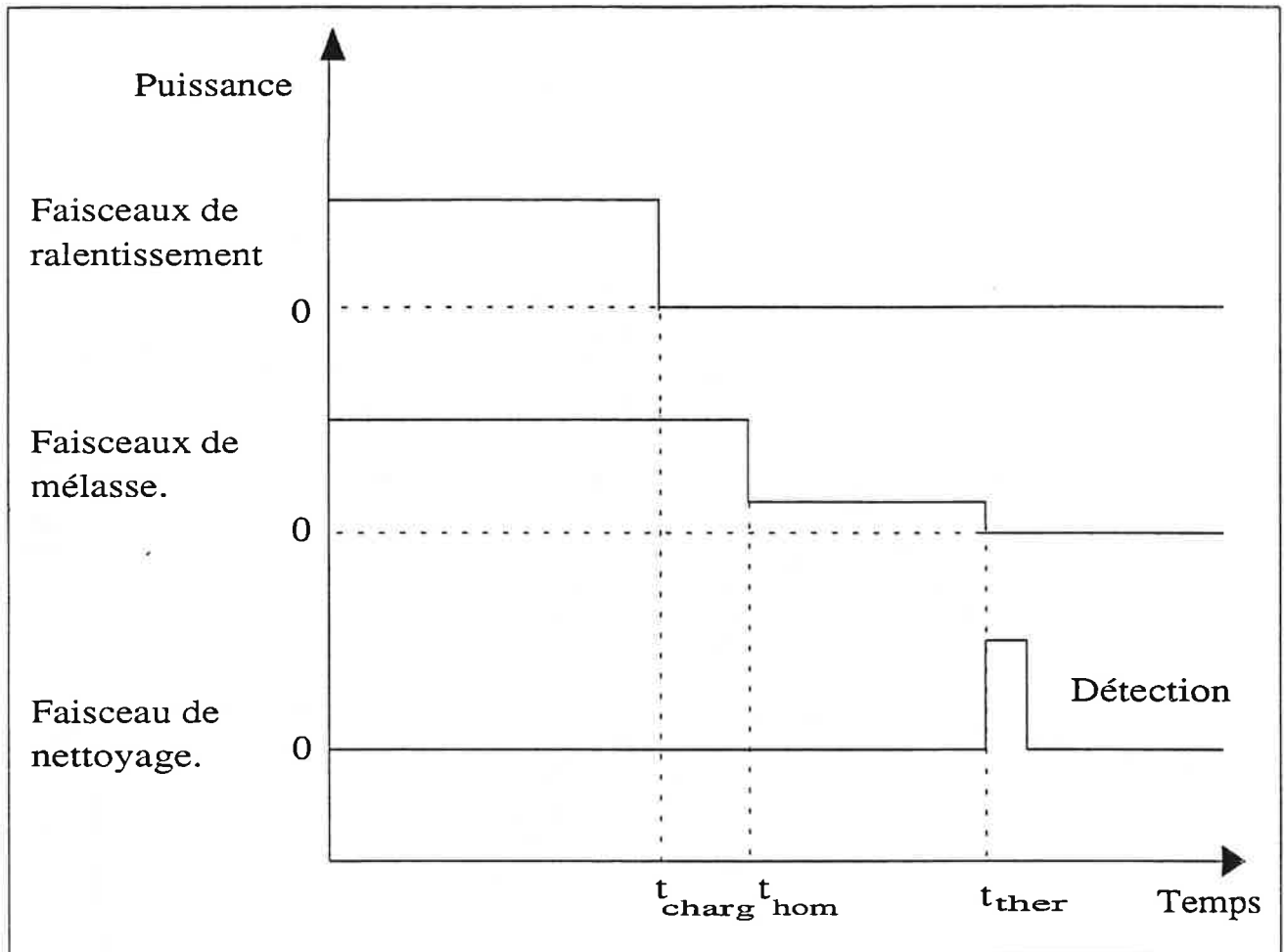


Figure (III.3). Séquence temporelle de contrôle des niveaux de puissances des différents modulateurs acousto-optiques. On distingue les durées des phases de chargement  $t_{\text{charg}}$ , d'homogénéisation  $t_{\text{hom}}$  et de thermalisation  $t_{\text{ther}}$ .

La séquence temporelle des signaux de contrôle des niveaux de la puissance radiofréquence des différents modulateurs acousto-optiques est représentée sur la figure (III.3). L'efficacité de coupure des modulateurs acousto-optiques est estimée à  $10^{-5}$  au bout de  $10\mu\text{s}$ . Des obturateurs mécaniques permettent une extinction parfaite ( $< 10^{-9}$ ) au bout de 2 ms. Cette extinction est indispensable pour les mesures de température et l'expérience de l'horloge atomique, où un résidu de lumière peut dépomper et chauffer les atomes qui ont subi l'excitation micro-onde et induire des déplacements lumineux.

### I. 3. 2. Laser sonde.

Le faisceau sonde utilisé dans la technique de temps de vol sert à mesurer la distribution des temps d'arrivée des atomes. Il est issu d'une diode laser désaccordée de  $\delta_s$  par rapport à la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ , et stabilisée en fréquence par couplage optique avec une cavité Fabry-Perot confocale (voir annexe II). Cette stabilisation en fréquence du laser sonde est indispensable. Sinon comme la largeur spectrale libre du laser est de l'ordre de 20 MHz, soit supérieure à la largeur naturelle du niveau excité qui vaut 5 MHz, ceci entraînerait des fluctuations importantes du signal de fluorescence. Ces fluctuations induisent d'importantes distorsions du profil de temps de vol. L'intensité utile est de  $0.33 \text{ mW/cm}^2$ . Pour éviter de pousser les atomes, le faisceau sonde est rétro-réfléchi et sa polarisation est circulaire ( $m_f = 4 \rightarrow m_{f'} = 5$ ) (mélasse Doppler à une dimension). La valeur du désaccord est comprise entre  $-0.7$  et  $-0.5 \Gamma$ . Ce choix a été fixé par une étude systématique des fluctuations de l'aire du signal de temps de vol qui représente le nombre d'atomes détectés. Les dimensions du faisceau sonde sont  $2 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$  avec une horizontalité contrôlées à 2 mrd près.

Dans ces conditions, un atome échange en moyenne  $10^4$  photons sur une durée de 1ms correspondant au temps de transit moyen à travers le faisceau sonde. Ce nombre représente le meilleur compromis entre le signal et les effets de chauffage de la sonde. Les photons de fluorescence sont collectés sur une photodiode Hamamatsu ( $10 \times 10 \text{ mm}$ ) en faisant l'image des atomes dans la sonde, à travers un système de lentilles de condenseur. L'efficacité de collection est estimée à 10%.

Le bruit du système de détection est de l'ordre de  $8 \cdot 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . La bande passante nécessaire pour éviter les distorsions du profil de temps de vol est de 2 KHz. Le bruit du système électronique sur une bande passante de 100 Hz correspondant à une intégration du signal sur la largeur à mi-hauteur du profil de temps de vol ( $\approx 10 \text{ ms}$ ) est égal à  $8 \cdot 10^{-13} \text{ W}$ . Comme la puissance correspondant au signal de fluorescence émis par un seul atome est égale à  $2.3 \cdot 10^{-14} \text{ W}$ . On est donc capable de détecter 40 atomes avec un rapport signal sur bruit de un. En réduisant le bruit du système de détection et en améliorant l'efficacité de collection, il serait possible de détecter le passage d'un seul atome.

### I.3. 3. Terminologie de polarisation.

Toutes les théories développées pour expliquer les mécanismes de refroidissement sub-Doppler dans une mélasse optique sont à une dimension. Dans ce cas, l'état de polarisation dans la zone d'interaction est bien défini. Cependant à trois dimensions, la situation est plus complexe dans la mesure où les interférences entre les différents faisceaux laser de la mélasse, dépendent des phases respectives dans les différents bras. Ces phases ne

sont pas contrôlées dans l'expérience et peuvent donc induire des changements de l'état de polarisation en un point.

La terminologie de polarisation adoptée dans nos expériences est définie comme suit: En  $\text{lin} // \text{lin}$ , les polarisations d'un même bras (on entend par bras deux faisceaux laser dans une direction donnée de l'espace) sont linéaires parallèles et orthogonales à celles des autres bras. Dans la seconde configuration ( $\text{lin} \perp \text{lin}$ ), les polarisations des deux faisceaux de chaque bras sont linéaires et orthogonales entre elles. Dans la première configuration le gradient de polarisation est induit par l'interférence entre deux directions différentes, alors que dans le second cas, il existe un gradient de polarisation dans la direction de propagation.

#### I. 4. Résultats préliminaires.

Le temps de chargement optimal d'une mélasse optique définie, par six faisceaux laser d'intensité moyenne de  $4 \text{ mW/cm}^2$  et de désaccord égal à  $-2\Gamma$ , est de 1.5 s. La densité moyenne d'atomes dans cette mélasse est de  $10^8 \text{ atomes/cm}^3$ . La figure (III.4) montre le signal de fluorescence de la mélasse pour une phase de chargement de 3.5 s. On constate qu'à la fin de cette phase le signal décroît de façon exponentielle. Nous rappelons (voir chapitre I) que ce comportement résulte du confinement visqueux induit par la force de friction et la diffusion spatiale due à la diffusion en vitesse. Le temps caractéristique de la décroissance du signal de fluorescence après la phase de chargement définit la durée de vie de la mélasse optique. Cette durée de vie dépend de l'état de polarisation dans la zone d'interaction. La durée de vie la plus grande mesurée est de 2.5 s. Dans les conditions expérimentales définies au début de ce paragraphe, nous mesurons une durée de vie égale à 0.35 s en  $\text{lin} // \text{lin}$  et 0.7 s en  $\text{lin} \perp \text{lin}$ . La durée de vie dépend aussi de l'équilibrage en puissance entre les faisceaux laser. En effet un déséquilibre de  $\eta\%$  induit une vitesse de dérive qui s'écrit, dans les conditions optimales de friction Doppler comme (9)

$$v_{\text{dérive}} = \frac{\eta\Gamma}{2k} \quad (\text{III.1})$$

où  $k$  est le vecteur d'onde de l'onde laser.

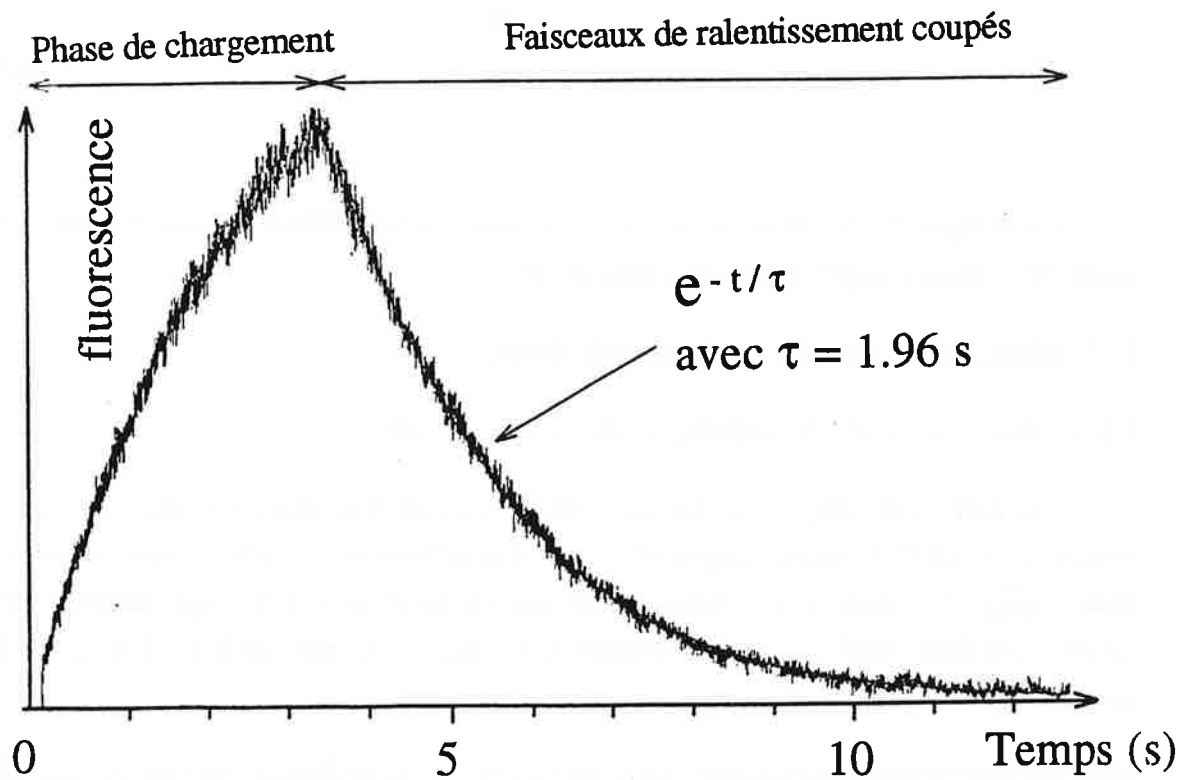


Figure (III.4). Signal de fluorescence d'une m\u00e9lasse optique. La polarisation des faisceaux laser constituant la m\u00e9lasse optique est  $\text{lin} \perp \text{in}$ , leur diam\u00e8tre est \u00e9gal \u00e0 8 mm.

Cette vitesse de dérive change le mouvement des atomes dans la mélasse, qui au lieu d'être Brownien devient un mouvement forcé. Cette dérive a tendance à vider la mélasse au bout d'une durée environ égale à

$$t = \frac{\Phi}{v_{\text{dérive}}} \quad (\text{III.2})$$

où  $\Phi$  est le diamètre des faisceaux de mélasse. Dans nos conditions expérimentales cette durée est évaluée à 1s pour un déséquilibre de 2%.

## I. 5. Méthode de mesure de la température.

### I.5.1. Description de la technique de temps de vol.

La mesure de la température par la technique de temps de vol a été introduite par le groupe de N.I.S.T (National Institut of Standard and Technology) (11). L'idée consiste à laisser tomber les atomes de la mélasse et mesurer la distribution des temps d'arrivée dans un faisceau laser sonde accordé à résonance, et situé à une hauteur  $h$  au-dessous de la mélasse figure (III.5)

Cette mesure s'effectue exactement en recueillant le signal de fluorescence en fonction du temps. Le temps de vol moyen d'arrivée, s'écrit en première approximation comme :

$$\bar{t}_v = \frac{v_{\text{rms}} + \sqrt{2gh + v_{\text{rms}}^2}}{g} \quad (\text{III.3})$$

où

$g$  est le champ de pesanteur.

$v_{\text{rms}}$  est la vitesse quadratique moyenne, elle est reliée à la température d'équilibre de la mélasse par la relation

$$\frac{1}{2} m v_{\text{rms}}^2 = \frac{1}{2} k_B T_e \quad (\text{III.4})$$



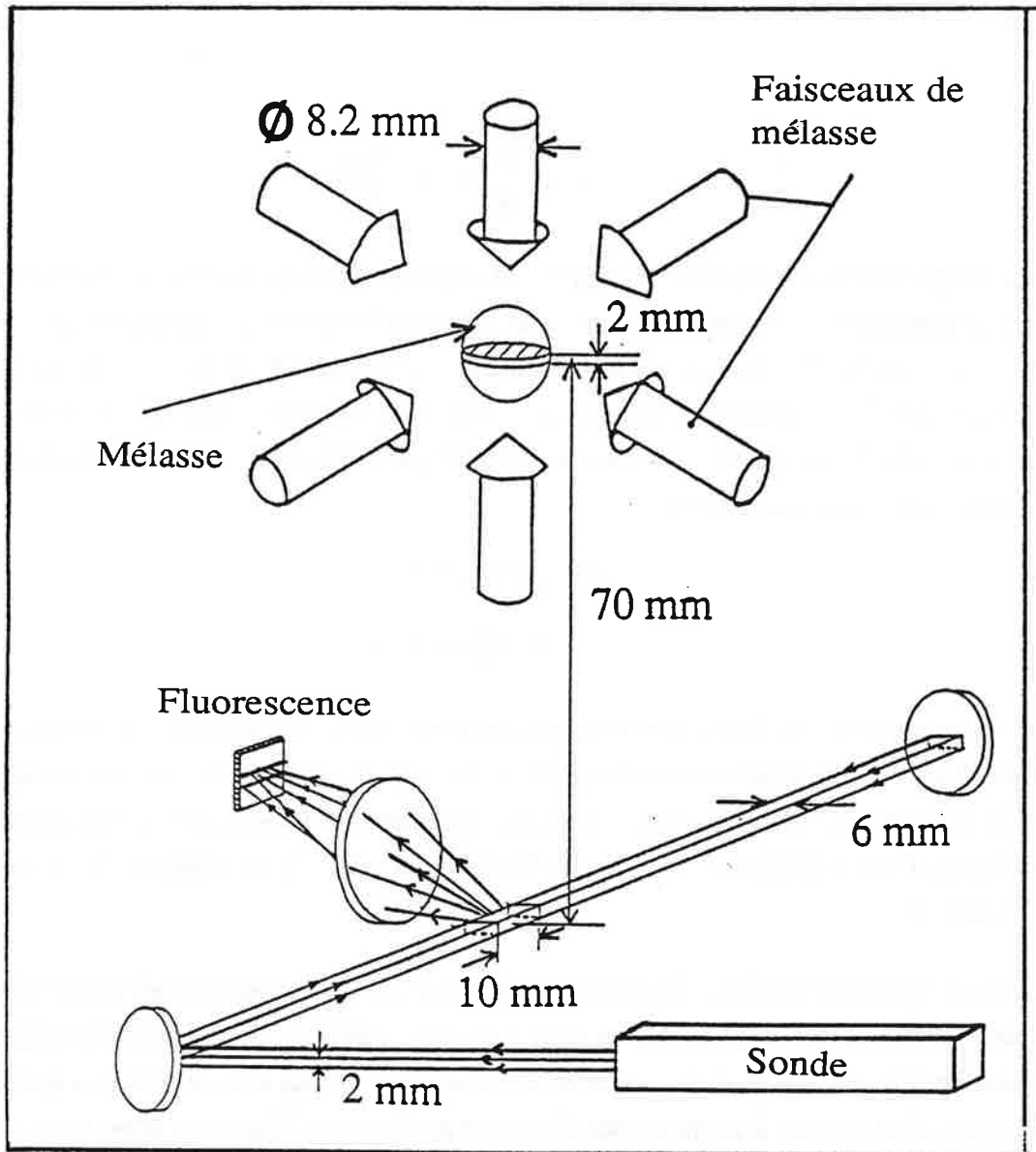


Figure (III.5). Principe de mesure par la technique de temps de vol.

Réécrivons l'expression (II.3) sous la forme suivante:

$$\bar{t}_v = t_g \left( \varepsilon + \sqrt{1 + \varepsilon^2} \right) \quad (\text{III.5})$$

où

$$t_g = \sqrt{\frac{2h}{g}} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{v_{\text{rms}}}{g t_g}$$

Le temps moyen d'arrivée des atomes dans la zone de détection dépend de la température et de la géométrie. Pour en avoir une idée, prenons les deux cas de figure que sont les montages du N.I.S.T avec le sodium et celui de l'E.N.S avec le césium. La distance  $h$  entre les centres de la mélasse et la zone de sonde vaut respectivement 12.5 mm et 70 mm. Evaluons le terme  $\varepsilon$  pour une vitesse quadratique moyenne  $v_{\text{rms}}$  de l'ordre de cinq fois l'énergie de recul, nous aurons:

$$\varepsilon(\text{N.I.S.T}) = 0.3$$

$$\varepsilon(\text{E.N.S}) = 1.5 \cdot 10^{-2}$$

Dans le premier cas, la position moyenne du temps de vol est sensible à la température on peut donc déduire rapidement la température de cette grandeur. Dans notre cas, ce temps est très peu sensible à la température. Il est pratiquement le même pour tous les atomes de la mélasse. C'est la distribution des temps d'arrivée qui reflète la température des atomes dans la mélasse.

*Dans l'expérience du N.I.S.T l'expression du temps de vol moyen donnée dans (III.3) n'est plus valable, car la taille de la zone source est comparable à la hauteur de chute. Il faudrait dans ce cas, calculer la moyenne sur la distribution de vitesse et la distribution spatiale des atomes, ainsi que sur le profil spatial de la zone de détection. Toutes ces distributions doivent être bien connues pour effectuer une mesure précise.*

La largeur à mi-hauteur du profil de temps de vol s'écrit en première approximation comme:

$$\delta t_v = \left( \frac{\delta v}{g} + t_g \frac{\delta h}{h} \right) \quad (\text{III.6})$$

où  $\delta v$  représente la largeur à mi-hauteur de la distribution de vitesse dans la mélasse et  $\delta h$  est une contribution géométrique à la largeur du temps de vol, c'est la convolution entre la distribution spatiale des atomes dans la mélasse et le profil spatial de la zone sonde. Cette contribution peut être très importante, à titre d'exemple pour une dispersion spatiale  $\delta h/h$  de 7 % cette distribution induit une erreur de 5  $\mu\text{K}$  sur la température, ce qui est gênant quand il s'agit de mesurer des températures aussi basses que 2.5  $\mu\text{K}$ .

Dans la suite, nous présenterons les techniques utilisées pour minimiser les contributions géométriques. Cette minimisation est indispensable pour avoir une mesure précise de la température et pour tester le caractère gaussien de la distribution de vitesse.

### I. 5. 2. Réduction des effets géométriques.

La technique décrite dans ce paragraphe sert à réduire la taille de la mélasse. L'idée consiste à sélectionner optiquement une tranche horizontale de 2 mm de hauteur de la partie centrale de la mélasse figure (III.5). Cette opération sera appelée dans la suite découpage. La première solution consiste à pomper dans le niveau  $F = 3$  tous les atomes qui se trouvent en dehors de cette tranche, de sorte qu'ils soient invisibles par la sonde qui est accordée sur la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ . Ce "découpage" a été réalisé en éclairant la mélasse à l'aide d'un faisceau laser accordé sur la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 4$ . Le centre du profil spatial transverse de ce faisceau est muni d'une zone noire. En fait ce "découpage" n'était pas parfait dans la mesure où il restait des atomes piégés dans le sous-niveau Zeeman  $F = 4 m_f = 0$ , à partir duquel le coefficient de Clebsch-Gordan  $\pi$  est nul. Il aurait fallu faire un pompage à deux dimensions. La seconde solution qui a mieux fonctionné, consiste à utiliser l'effet mécanique de la lumière pour écarter du faisceau sonde tous les atomes qui se trouvent en dehors de la zone sélectionnée. Pour cela, la mélasse est éclairée par deux faisceaux laser superposés et dont le profil spatial est également muni d'une zone noire. Les fréquences de ces faisceaux sont accordées respectivement sur les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  et  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ . Ces deux faisceaux laser "soufflent" dans la mélasse en communiquant une accélération transverse (entre 20 et 30  $\text{m/s}^2$ ) à tous les atomes qui interagissent avec eux. Tous ces atomes tombent alors avec une vitesse transverse suffisante pour ne pas être vus par le laser sonde. Le choix des transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  et  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ . pour pousser les atomes constitue une contrainte expérimentale ( ce fut en effet les seuls faisceaux disponibles). Il est clair que l'utilisation de la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  au lieu de  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  est plus intéressante.

Pour réduire les effets de diffraction et réaliser des bords aussi nets que possible, la zone noire représente l'image d'un cache de 2 mm d'épaisseur à travers un système de trois lentilles figure (III.6).

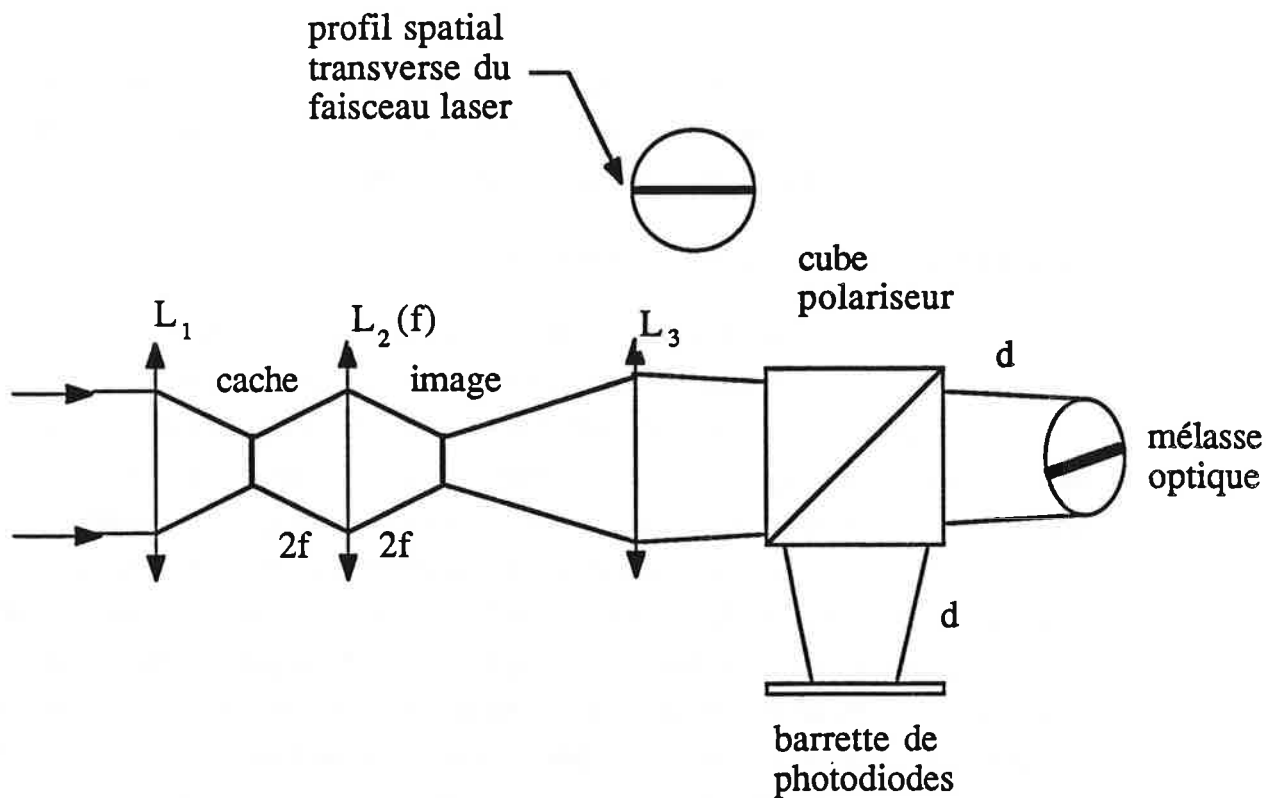


Figure (III.6). Montage optique des faisceaux laser de "découpage".

La première lentille sert à focaliser le faisceau laser sur le cache. Celui-ci est placé à une distance  $2f$  d'une deuxième lentille de focale  $f$ . L'image recueillie à  $2f$  de celle-ci sert ensuite de source pour une troisième lentille dont la focale et la position sont choisies tels que l'image formée sur la mélasse soit de la même taille que celle-ci. Le profil spatial de l'image est contrôlé par une barrette de photodiodes placée à égale distance du cache que le centre de la mélasse. On mesure sur cette barrette une zone noire de 2.4 mm horizontale à 0.5 mm près sur tout le diamètre de la mélasse. Le résidu d'intensité dans la zone noire représente 1 % de l'intensité totale du faisceau laser.

**I. 5. 3. Détermination de la température d'équilibre.**

La température d'équilibre des atomes dans la mélasse est déduite en comparant le profil de temps de vol expérimental avec une simulation numérique type Monte-Carlo. Dans cette simulation, nous supposons que la distribution de vitesse des atomes dans la mélasse est une distribution gaussienne. En tenant compte de la taille de la zone de détection ainsi que du "découpage" nous reconstituons le signal de temps de vol au niveau de la sonde. La figure (III.7) représente le profil de temps de vol des atomes ayant une température de  $2.5 \mu\text{K}$  dans la mélasse optique, sur cette figure nous avons reporté les largeurs à 0.1, 0.3, 0.5 et 0.7 de la hauteur maximum du profil de temps de vol.

Nous avons choisi de déterminer la température à partir de la largeur à mi-hauteur. Nous avons ensuite vérifié que l'écart par rapport au profil obtenu par la simulation numérique, reste inférieur à 5% pour les autres largeurs. Cette dernière condition constitue juste un critère de choix qui permet de "vérifier" que la distribution de vitesse des atomes dans la mélasse est bien gaussienne.

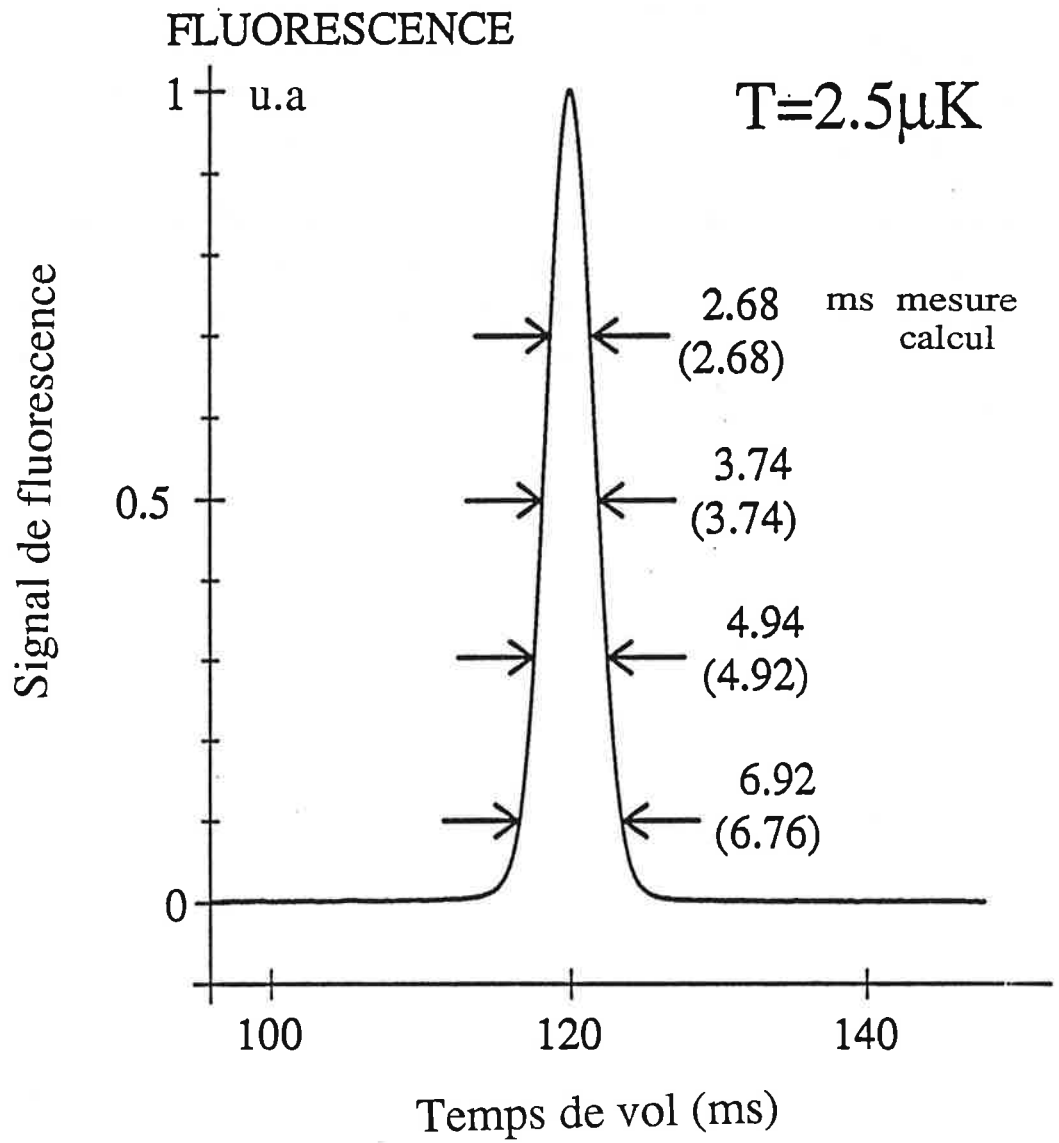


Figure (III.7). Profil de temps de vol. Polarisation lin  $\perp$  lin.  $\delta/2\pi = -55$  MHz et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.22$ .

### I. 5. 4. Température minimale.

La température minimale est définie comme la plus basse température déduite d'un profil de temps de vol gaussien. Sa valeur est de  $2.5 \mu\text{K}$  figure (III.7), elle correspond à une vitesse quadratique moyenne de  $12.5 \text{ mm/s}$ , soit 3.6 fois la vitesse de recul due à l'absorption ou l'émission d'un seul photon  $v_R = h\kappa/M$ . Pour avoir une idée de cet ordre de grandeur nous avons comparé cette valeur à la limite Doppler et à la limite du recul d'un seul photon figure (III.8)..

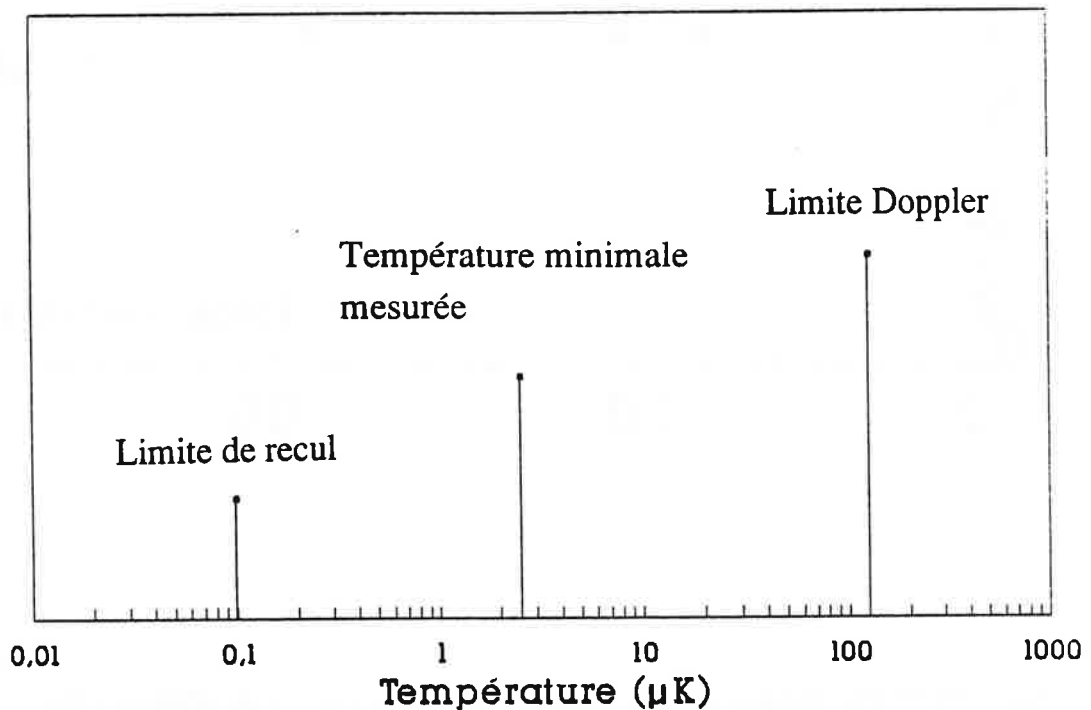


Figure (III.8). Comparaison de la température minimale mesurée à la température limite Doppler et à la température associée à l'énergie de recul .

La variation de la température minimale en fonction du désaccord pour les deux configurations de polarisation utilisées c'est-à-dire  $\text{lin} \perp \text{lin}$  et  $\text{lin} // \text{lin}$ , est donnée sur la figure ( III.9 ).

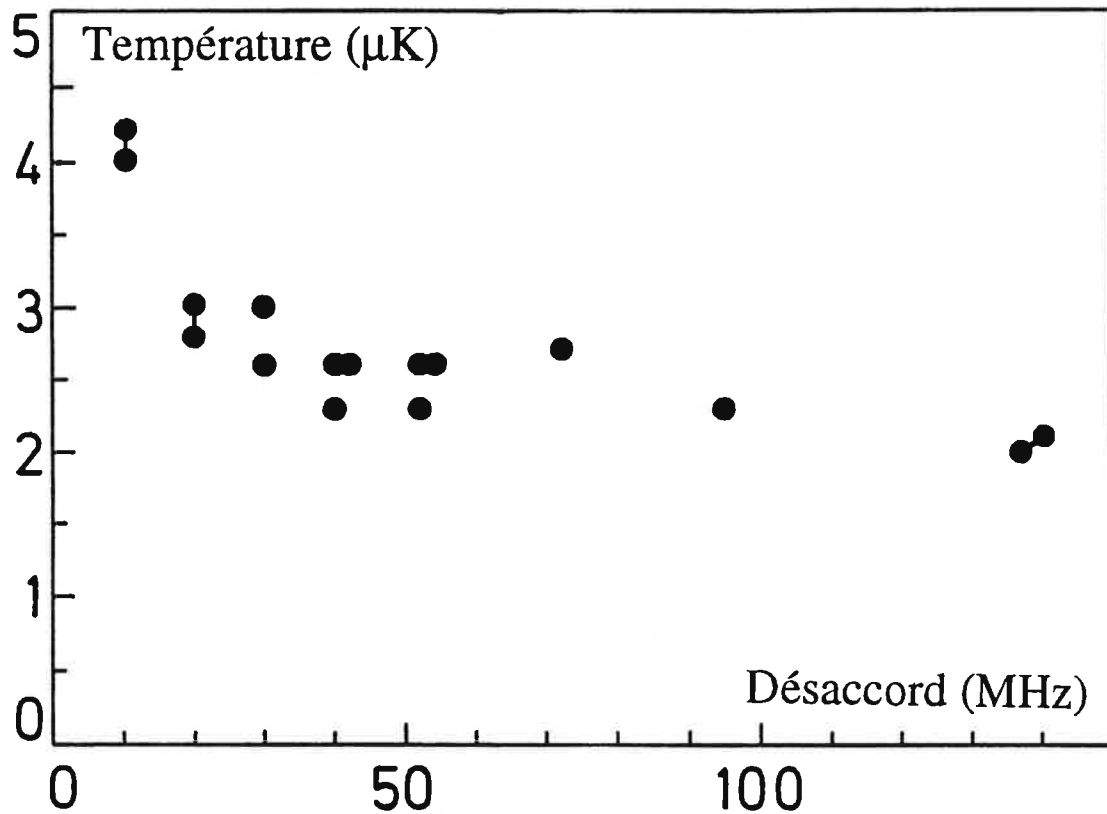


Figure (III.9). Variation de la température minimale en fonction du désaccord à résonance.  
Pour les deux configurations polarisation lin  $\perp$  lin et lin // lin.

Pour un désaccord très grand devant la largeur naturelle du niveau excité, la température limite est pratiquement une constante, et égale pour les deux configurations de polarisation (les points correspondants à chaque configuration sont mélangés sur cette figure). Nous avons également obtenu des profils de temps de vol avec une largeur à mi-hauteur plus étroite que celle qui correspondrait à une température d'équilibre égale à 2  $\mu\text{K}$ . Cependant l'allure de ces profils présente des "ailes" qui la distinguent sensiblement d'un caractère gaussien, qui demeure notre seul critère pour définir une température figure (III.10).



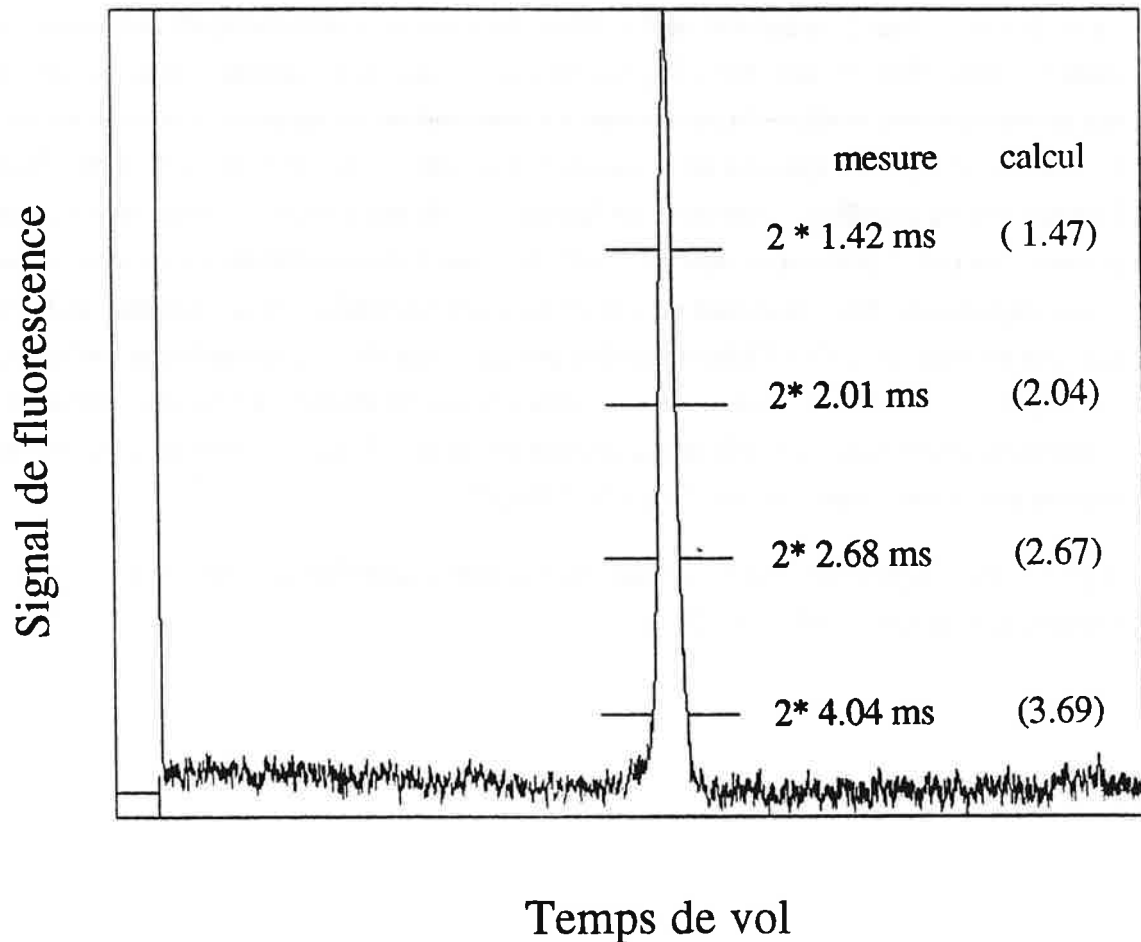


Figure (III.10). Profil de temps de vol des atomes ayant une température d'équilibre très basse ( $T < 2 \mu\text{K}$ ) et une distribution de vitesse non gaussienne dans les ailes.

### I. 5. 7. Incertitude sur la mesure de la température.

Nous nous limiterons à citer les différentes sources d'erreurs prises en compte pour évaluer cette incertitude et leurs valeurs respectives sans vraiment développer les calculs correspondants.

Le premier point est lié à la méthode de déconvolution et au rapport signal sur bruit. Nous vérifions en effet que la distribution est gaussienne sur  $\pm 2\sigma$  où  $\sigma$  est la variance, autrement dit plus de 95% des atomes de la mélasse sont comptabilisés pour définir la

température. Ceci introduit une incertitude sur la température de  $0.3 \mu\text{K}$ . L'incertitude due au modèle de "découpage" est estimée à  $\pm 0.3 \mu\text{K}$ . Cette valeur est obtenue à partir du modèle de Monte-Carlo en comparant une situation de découpage parfait (accélération infinie) au cas réel où l'accélération transverse communiquée aux atomes est comprise entre 20 et  $30 \text{ m/s}^2$ . Cette imperfection du modèle de découpage est due aux atomes qui se trouvent aux bords de la zone noire. La contribution au signal de temps de vol de la convolution des profils spatiaux de la sonde et de la zone noire, induit une erreur de  $0.3 \mu\text{K}$ . L'erreur liée au chauffage transverse du faisceau sonde qui affecte le temps de transit des atomes dans ce faisceau est évaluée à  $0.1 \mu\text{K}$ . Les autres sources d'erreurs sont relativement moins importantes. Elles sont essentiellement dues aux fluctuations de la puissance du laser à colorant estimées à  $\pm 5\%$ , à l'inhomogénéité des faisceaux de mélasse qui reste inférieure à  $\pm 7\%$  et à l'incertitude de mesure de la distance  $h$  qui est évaluée à  $1\%$ . Ces erreurs sont également comptabilisées. En faisant la somme statistique de toutes ces erreurs l'incertitude globale sur la température minimale est de  $\pm 0.6 \mu\text{K}$ .

A plus haute température cette incertitude est essentiellement due au "découpage" ( $10\%$ ) et à la méthode de déconvolution ( $5\%$ ).

### I. 6. Variation de la température en fonction de l'intensité et le désaccord.

Nous avons étudié la température d'équilibre des atomes dans une mélasse optique en faisant varier l'intensité laser et le désaccord pendant la phase de thermalisation. Sur la figure (III.11)

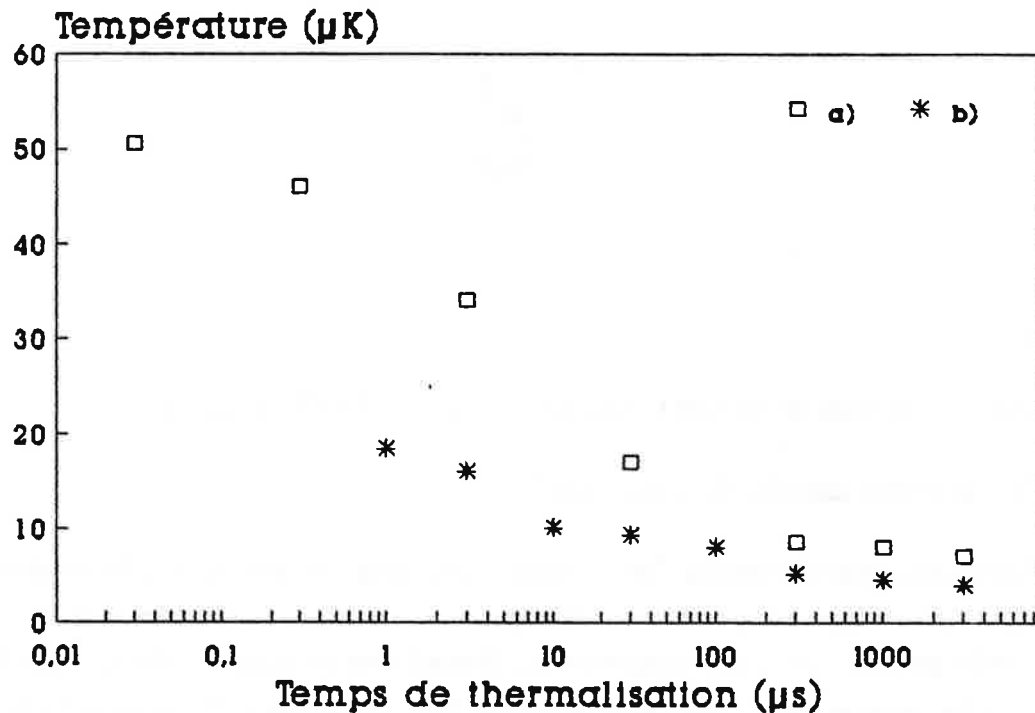


Figure (III.11). Variation de la température d'équilibre en fonction de la durée de la phase de thermalisation. a)  $\delta/2\pi = -10$  MHz et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.125$ . b)  $\delta/2\pi = -30$  MHz et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.16$ .

nous avons représenté la variation de la température en fonction de la durée de la phase de thermalisation  $t_h$ . La durée des autres phases ( chargement et homogénéisation ) est maintenue constante. La température augmente quand  $t_h$  diminue: En fait si la durée de la phase de thermalisation est plus faible que le temps d'amortissement de l'énergie cinétique moyenne des atomes dans la mélasse, la température n'atteint pas sa valeur d'équilibre. Ainsi si  $t_h$  est trop courte, la phase de thermalisation n'a aucun intérêt. Sur la figure (III.11), on constate qu'il n'y a pas une constante de temps unique et donc la décroissance est différente d'une variation exponentielle.

Les résultats de l'étude de la température en fonction de l'intensité et du désaccord sont présentés sous deux formes différentes:

La figure (III.12.a) montre la variation de la température en fonction de l'intensité moyenne des six faisceaux laser de la mélasse optique, pour différentes valeurs du

désaccord. A faible saturation la température varie linéairement avec l'intensité. A haute intensité la température varie moins vite qu'une croissance linéaire.

Nous avons ensuite étudié le comportement de la température d'équilibre en fonction du paramètre  $\beta$  figure ( III.12.b ) défini par:

$$\beta = \frac{\Omega^2}{|\delta|\Gamma} \quad (\text{III.7})$$

où

$\Omega$  est la fréquence de Rabi de la transition  $F = 4 \text{ m}_f = 4 \rightarrow F' = 5 \text{ m}_f = 5$

$\Gamma$  est la largeur naturelle du niveau excité.

Dans cette représentation, on constate que tous les points expérimentaux de la figure (III.12.a), correspondant à différentes valeurs du désaccord sont regroupés sur une courbe unique. Ainsi la température ne dépend que du rapport  $\Omega^2/\delta$  qui représente la variation typique d'un déplacement lumineux. Pour les valeurs de  $\beta$  variant entre 0 et 0.35 la température est une fonction linéaire de ce paramètre. Quand celui-ci devient important elle varie plus lentement.

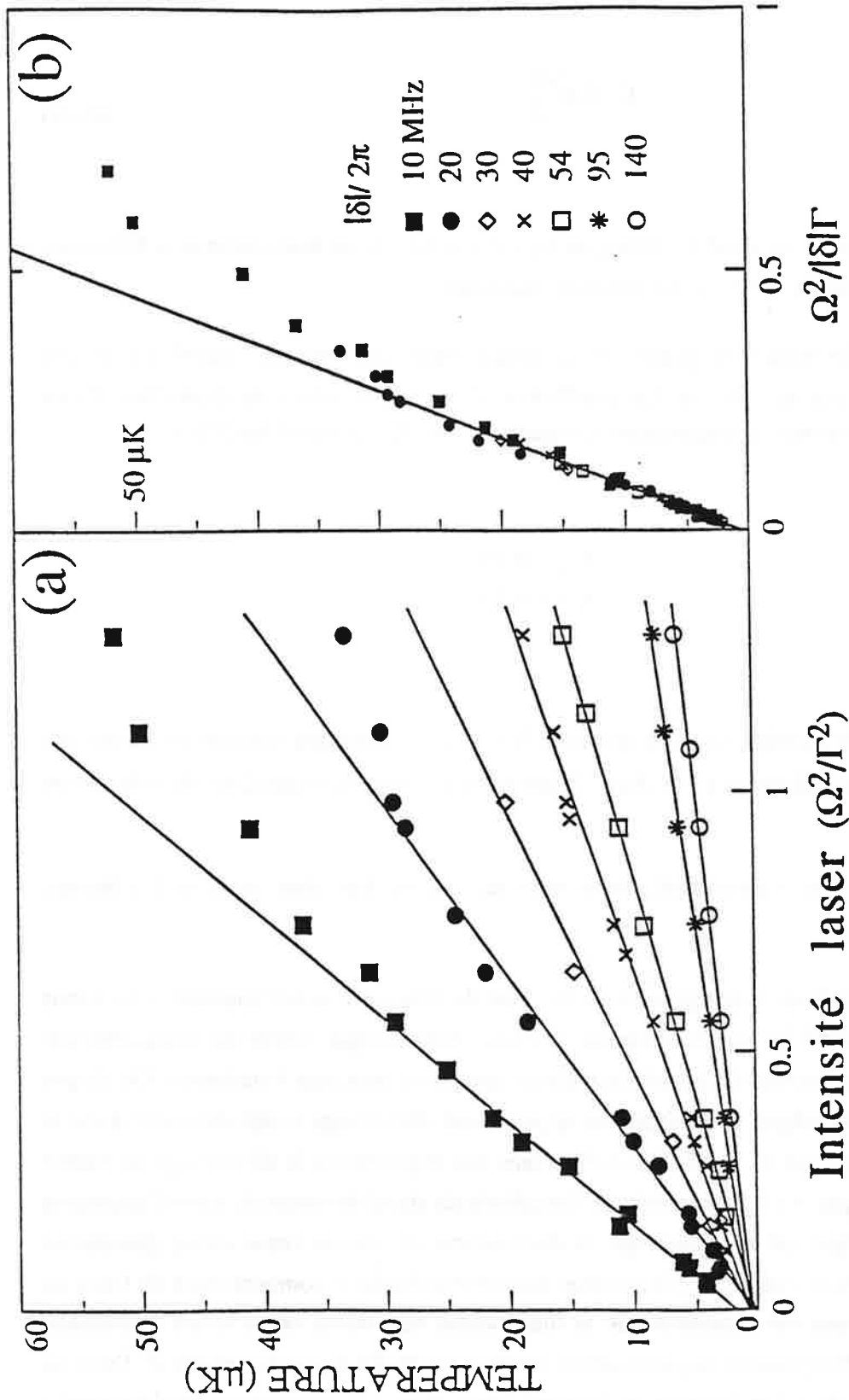


Figure (III.12). Variation de la température en fonction de l'intensité laser et du désaccord à résonance

a) Variation en fonction de l'intensité à désaccord fixe

b) Variation en fonction du paramètre  $\Omega^2 / \Gamma \delta$

Soit  $C$  le coefficient défini comme le produit de la pente de la série de courbe  $T(I)$  de la figure ( III.12.a ) et du désaccord, il est défini par

$$C = |\delta| \frac{\partial T}{\partial I} \quad (\text{III.8})$$

Quand on exprime  $T$  en unité de  $\hbar\Gamma/k_B$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et la fréquence de Rabi  $\Omega$  en unité de  $\Gamma$ ,  $C$  est une grandeur sans unité.

Pour déterminer la pente, nous avons lissé par moindre carré les points expérimentaux par une droite. Le coefficient  $C$  est indépendant du désaccord. Nous mesurons pour les deux configurations utilisées lin  $\perp$  lin ( $C_{\perp}$ ) et lin // lin ( $C_{//}$ ):

$$\begin{aligned} C_{\perp} &= 0.35 \\ C_{//} &= 0.45 \end{aligned}$$

Pour tous les désaccords examinés sauf pour  $\delta = -2\Gamma$ , la déviation standard du lissage par moindre carré est inférieure à 5%. Ainsi l'écart entre les deux configurations de polarisation est significatif.

### **I. 7. Variation de l'amplitude du temps de vol en fonction de $\delta$ et $I$ : Notion de décrochage.**

Dans l'étude de la température en fonction du désaccord et de l'intensité nous avons constaté que quand l'intensité diminue, il existe pour chaque valeur du désaccord une intensité seuil au-dessous de laquelle la mélasse optique ne peut plus fonctionner. On dit que la mélasse se désintègre. Ce phénomène appelé aussi décrochage a déjà été observé sur le sodium par le groupe de N.I.S.T (12,13). Dans nos expériences le décrochage se traduit qualitativement par une baisse brutale de l'amplitude du signal de temps de vol et l'apparition d'ailes plus larges qui montrent que la distribution de vitesse cesse d'être gaussienne figure (III.10). Pour illustrer ce phénomène, nous avons étudié le comportement de l'aire du signal de temps de vol en fonction de l'intensité pour deux valeurs extrêmes du désaccord à résonance ( $\delta = 140$  MHz et  $-20$  MHz) figure (III.13.a,b).

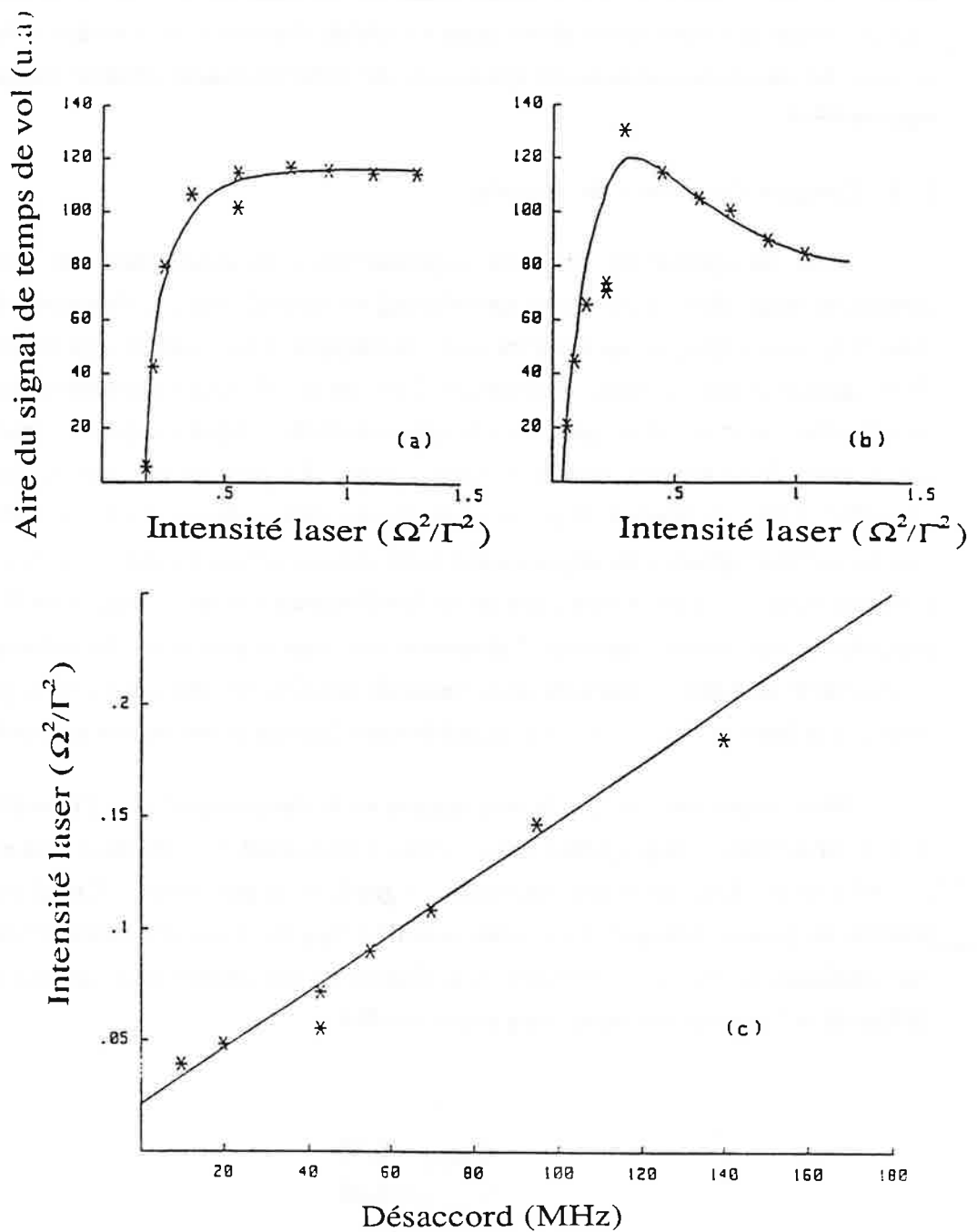


Figure (III.13). Désintégration de la mélasse. a) et b) Variation de l'aire du signal de temps de vol en fonction de l'intensité. a)  $\delta/2\pi = -140$  MHz et b)  $\delta/2\pi = -20$  MHz. c) Comportement de l'intensité seuil en fonction du désaccord à résonance.

Pour une valeur donnée du désaccord, il existe une intensité seuil en dessous de laquelle le nombre d'atomes décroît sensiblement. Cette intensité seuil est plus importante à grand désaccord. Sur la figure ( III.13.c ) nous avons reporté pour chaque valeur du désaccord la valeur critique de l'intensité de décrochage. On déduit clairement de la variation linéaire que le seuil de fonctionnement de ce mécanisme de refroidissement dépend uniquement du rapport  $\Omega^2/\delta$ .

### I. 8. Comparaison avec la théorie.

Pour interpréter les résultats expérimentaux présentés dans les paragraphes précédents nous allons nous fonder tout d'abord sur le modèle à une dimension développé dans (11) pour expliquer les températures sub-Doppler. Ce modèle a déjà été brièvement décrit dans le chapitre I. Nous rappelons qu'il permet de définir deux nouveaux mécanismes de refroidissement en tenant compte de la structure multi-niveaux du système étudié et de la polarisation de la lumière dans la mélasse optique. Le premier mécanisme appelé effet "Sisyphé" résulte du gradient de polarisation créé par deux ondes lin  $\perp$  lin. Ce gradient induit une modulation spatiale du déplacement lumineux du niveau fondamental et du taux de pompage optique. Le second mécanisme est le refroidissement en configuration  $\sigma^+ \sigma^-$  soit une polarisation linéaire tournante. Les atomes sont alors soumis à une force dissipative qui représente le déséquilibre entre les deux forces de pression de radiation exercées par chaque onde et une force réactive induite par les cohérences Zeeman du niveau fondamental.

Nous avons montré que la température varie linéairement avec l'intensité laser et qu'elle est inversement proportionnelle à l'écart à résonance. Ces résultats sont en très bon accord avec les théories de refroidissement à gradient de polarisation. Un tel accord peut sembler surprenant puisque ces théories sont développées à une dimension. D'un point de vue qualitatif, la valeur du coefficient C déduite de ces expériences est manifestement différente de la valeur théorique, nous avons en effet:

$$\begin{aligned} C_{\text{exp } \perp} &= 0.35 \\ C_{\text{exp } //} &= 0.45 \\ C_{\text{th}} &= 0.1 \end{aligned}$$

Il existe deux raisons essentielles pour justifier un tel désaccord: la première est due au fait que le modèle utilisé est à une dimension alors que l'expérience est effectuée à trois



dimensions. Pour généraliser ce modèle à 3D, quelle intensité faut-il prendre en compte? Si l'on se contente de multiplier l'intensité d'un facteur trois, ce qui revient à multiplier le coefficient C par le même facteur, l'accord entre les valeurs expérimentale et théorique est plus satisfaisant. Cependant le passage d'une à trois dimensions n'est pas aussi simple. Il existe un autre effet à prendre en compte, qui est l'état de polarisation dans la zone d'interaction. Car si à 1D le gradient de polarisation est bien défini, à 3D la situation est plus complexe: dans ce cas les interférences entre les différents faisceaux laser de la mélasse et les fluctuations de leurs phases relatives induisent des gradients de polarisation difficilement modélisables. La seconde raison de ce désaccord entre l'expérience et la théorie, est que le modèle utilise un système simple ( $J_f = 1/2$ ,  $J_e = 3/2$ ) alors que l'atome de césium est un système ( $J_f = 4$ ,  $J_e = 5$ ).

Nous avons montré aussi l'existence d'une valeur seuil du rapport  $\Omega^2/\delta$  au-dessous de laquelle la mélasse Sisyphe ne peut plus fonctionner. Pour interpréter ce résultat, nous donnerons trois images inspirées des différents modèles existants.

La première interprétation est donnée dans le cours de C.Cohen-Tannoudji au Collège de France (1990-1991). Elle consiste à faire le bilan de la variation de l'énergie totale de l'atome sur N cycles de pompage optique entre les sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental ( Voir image Sisyphe dans le chapitre I ). Nous rappelons que les déplacements lumineux de ces niveaux sont modulés le long de l'axe du gradient de polarisation Oz, avec une amplitude  $U_0$  égale à

$$U_0 = \frac{2}{3} \hbar \frac{\Omega^2}{|\delta|} \quad (\text{III.9})$$

Le bilan sur N cycles de la moyenne spatiale sur une longueur d'onde du laser, de la variation de l'énergie totale d'un atome en mouvement le long de Oz s'écrit:

$$\overline{\Delta E} = \overline{\Delta U} + (\overline{\Delta T})_{\text{abs}} + (\overline{\Delta T})_{\text{spon}} \quad (\text{III.10})$$

où

$\overline{\Delta U}$  est la moyenne spatiale de la variation de l'énergie potentielle, elle vaut  $-\frac{1}{12} NU_0$ .

$(\overline{\Delta T})_{\text{spont}}$  est le gain d'énergie cinétique le long de Oz, dû aux photons de fluorescence émis, il vaut  $\frac{5}{6} NE_R$ .

$(\overline{\Delta T})_{\text{abs}}$  est le gain d'énergie cinétique le long de Oz, dû aux photons absorbés, il vaut  $NE_R$ .

$E_R$  est l'énergie de recul.

Ce bilan se réécrit ainsi comme:

$$\overline{\Delta E} = N \left( -\frac{U_0}{12} + \frac{5}{6} E_R + E_R \right) \quad (\text{III.11})$$

pour que le mécanisme Sisyphe soit efficace, c'est-à-dire diminue l'énergie totale de l'atome il faut que  $U_0$  soit supérieure à  $22 E_R$ . Une telle valeur est en bon accord avec nos mesures expérimentales.

La seconde image utilise la dépendance en fonction de l'intensité de la vitesse critique de la mélasse Sisyphe (12). Considérons la valeur moyenne de la force mise en jeu dans ce mécanisme, elle s'écrit:

$$f(v) = \frac{-\alpha v}{1 + \left(\frac{v}{v_c}\right)^2} \quad (\text{III.12})$$

où

$\alpha$  est le coefficient de friction il vaut:

$$\alpha = -3 \hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \quad (\text{III.13})$$

La vitesse critique  $v_c$  s'écrit à grand désaccord comme:

$$v_c = \frac{1}{k} \frac{\Gamma}{18} \frac{\Omega^2}{\delta^2} \quad (\text{III.14})$$

Cette force agit comme une force de friction sur des vitesses inférieures à la vitesse critique  $v_c$ . Au delà ( $v > v_c$ ) elle décroît en  $1/v$ . En revanche, d'après le premier modèle de refroidissement par gradient de polarisation (12), le coefficient de diffusion qui décrit les fluctuations de cette force est indépendant de la vitesse. Ceci impose une condition sur la vitesse quadratique moyenne  $v_{rms}$  qui décrit l'état d'équilibre de la mélasse:

$$v_{rms} \ll v_c \quad (\text{III.15})$$

Pour un désaccord donné la vitesse critique diminue avec l'intensité laser. Quand cette vitesse atteint l'ordre de grandeur de la vitesse de recul, la diffusion devient plus importante que l'effet de la force moyenne qui n'est plus capable de confiner les atomes autour de  $v = 0$ . Bien que cette image permette de donner une idée intuitive du phénomène de décrochage, le modèle utilisé n'est pas rigoureusement parfait. En effet, à grand désaccord, la condition (III.15) s'écrit comme:

$$v_{rms} \gg v_R \frac{|\delta|}{\Gamma} \quad (\text{III.16})$$

Dans nos expériences, nous avons obtenu une distribution de vitesse gaussienne caractérisée par une vitesse quadratique moyenne de  $v_{rms}$  égale  $3.6v_R$  pour  $|\delta/\Gamma| = 26$ . Ce qui contredit la condition (III.16). Pour expliquer ce résultat, un modèle a été développé parallèlement à nos expériences par Y. Castin et J. Dalibard (14,15). Deux approches, l'une purement quantique l'autre semi-classique, ont été utilisées pour le calcul de la distribution de vitesse stationnaire des atomes dans une mélasse Sisyphes. Ces atomes sont assimilés à un système quantique ( $J_f = 1/2$ ,  $J_e = 3/2$ ). Le traitement quantique du mécanisme Sisyphes montre l'existence d'une température minimale pour le césium de l'ordre de quarante fois l'énergie de recul. Sur la figure (III.14), les valeurs minimales de la vitesse quadratique moyenne et de la grandeur

$\delta p_{1/2}/\sqrt{2}$  où  $\delta p_{1/2}$  est la largeur à mi-hauteur de la distribution de vitesse, valent respectivement six et quatre fois la vitesse de recul. Cet accord avec l'expérience à trois dimensions qui donne une valeur de  $\delta p_{1/2}/\sqrt{2}$  égale à  $3.6 v_R$ , est remarquable.

Le traitement semi-classique montre que le coefficient de diffusion qui tient compte des fluctuations des forces dipolaires dépend de la vitesse et s'écrit comme

$$D = \frac{2\hbar^2 k^2 \frac{\Omega^2}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{v}{v_c}\right)^2} + D_0 \quad (\text{III.17})$$

où  $D_0$  tient compte de l'émission spontanée et de la statistique des photons absorbés.

Quand la vitesse est supérieure à la vitesse critique, ce coefficient décroît en  $1/v^2$ . La force moyenne est identique à celle développée dans le premier modèle, ce qui explique pourquoi le mécanisme Sisyphe peut être efficace au delà de la plage de capture. La forme de la distribution de vitesse est définie par le rapport  $f(v)/D(v)$ . Elle demeure gaussienne tant que ce rapport reste linéaire en vitesse, ce qui est vrai si l'émission spontanée reste négligeable devant les fluctuations des forces dipolaires. A désaccord donné, quand on baisse l'intensité, le coefficient de diffusion dipolaire (III.17) qui est inversement proportionnel à  $(v/v_c)^2$  diminue et devient de l'ordre de  $D_0$ , qui est indépendant de la vitesse. La distribution s'écarte sensiblement d'une gaussienne Figure (III.14.a) et devient non normalisable figure (III.14.b).

**Remarque.**

*Notons enfin que près du décrochage les forces en configuration de polarisation lin  $\perp$  lin et  $\sigma^+ \sigma^-$  sont du même ordre de grandeur. Un traitement théorique à trois dimensions doit tenir compte des deux mécanismes.*

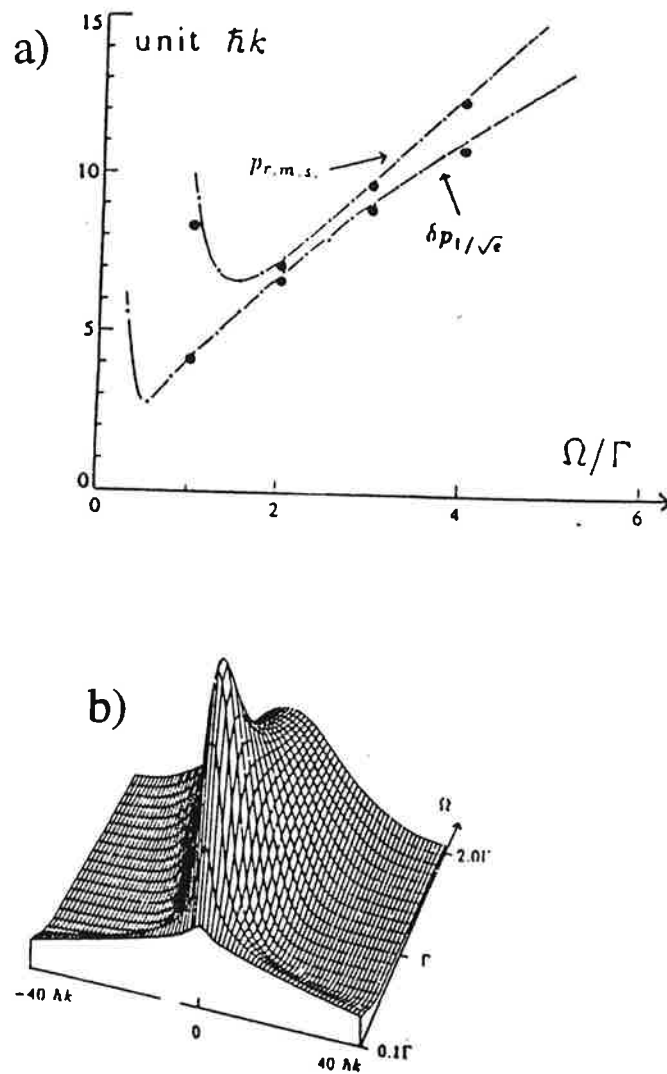


Figure (III.14). a) Comparaison entre l'impulsion quadratique moyenne  $P_{rms}$  et la fraction  $1/\sqrt{e}$  de la largeur à mi-hauteur de la distribution d'impulsion à l'équilibre, pour une distribution gaussienne ces deux quantités sont égales.

Cas du césium avec  $\delta/2\pi = -15$  MHz. Les points représentent les résultats d'un traitement de Monte-Carlo. b) Distribution d'impulsion à l'état stationnaire pour différentes valeurs de la fréquence de Rabi  $\Omega$ ,  $\delta/2\pi = -5$  MHz. Courbes extraites de la référence (14).



## Partie II

### Fontaine atomique.

#### II.1. Introduction.

Dans cette section, nous allons comparer les différentes techniques de lancement proposées pour réaliser une fontaine atomique. Nous étudions en détail la technique d'une mélasse optique dans un référentiel en mouvement. Nous décrivons le principe de cette expérience et présentons une technique originale de synthèse de la fréquence des faisceaux de mélasse. Nous verrons qu'elle permet de contrôler soigneusement la symétrie des fréquences des faisceaux verticaux. Pour interpréter nos résultats expérimentaux, nous utiliserons un modèle simple à une dimension.

#### II.2. Les différentes méthodes de lancement.

La première méthode a été utilisée par le groupe de Stanford pour réaliser la première fontaine atomique (18). Elle consiste à lancer les atomes d'une mélasse optique à l'aide d'un faisceau laser vertical en utilisant la force de pression de radiation. L'avantage de cette méthode est sa simplicité. Son principal défaut est la grande sensibilité de la vitesse de lancement aux fluctuations du nombre de photons absorbés, c'est-à-dire à l'intensité et au désaccord du faisceau laser. Pour l'expérience de l'horloge atomique, les fluctuations de la vitesse de lancement  $v$  affectent la résolution de la résonance de Ramsey et se traduisent par du bruit. En effet la largeur à mi-hauteur d'une frange, s'écrit dans ce cas

$$\Delta\nu \approx \frac{g}{4v} \quad (\text{III.18})$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur.

Une variation relative de la vitesse de lancement de  $\delta v/v$ , pour une distribution monocinétique, induit une variation relative de la largeur de la raie de

$$\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu} = \frac{\delta v}{v} \quad (\text{III.19})$$

Si l'on veut réaliser une horloge atomique avec un rapport signal sur bruit de  $10^3$  ( $10^7$  atomes), il va falloir contrôler la vitesse de lancement à un pour mille près, ce qui nécessite un excellent contrôle de l'intensité laser et du désaccord. Ce qui est expérimentalement difficile à réaliser. L'autre défaut est lié au caractère aléatoire des échanges d'impulsion entre les atomes et les photons, qui se traduit par un chauffage important dans toutes les directions. A titre d'exemple, si la hauteur de la fontaine est de 30 cm, le lancement nécessite une vitesse initiale de 2.5 m/s. Pour l'atome de césium, ceci correspond à l'absorption d'un nombre moyen de photons de 700. Dans l'hypothèse où la statistique des photons est poissonnienne, les chauffages transverse et longitudinal s'écrivent:

$$\begin{aligned} T_{\text{Lon}} &= \frac{7}{5} \frac{M}{k_B} V_R^2 \langle n \rangle \\ T_{\text{Tran}} &= \frac{2}{5} \frac{M}{k_B} V_R^2 \langle n \rangle \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Soit  $T_{\text{Lon}} = 190 \mu\text{K}$  et  $T_{\text{Tran}} = 55 \mu\text{K}$ . Le chauffage transverse est important soit 22 fois la température initiale de la mélasse optique estimée à  $2.5 \mu\text{K}$ . Pour avoir une idée des contraintes imposées par un tel chauffage, supposons que cette fontaine atomique est utilisée pour observer la transition de l'horloge atomique, supposons également que la cavité qui excite cette transition est munie de deux trous de passage de 10 mm de diamètre chacun (voir figure (III.29)). Le chauffage transverse se manifeste par un étalement du nuage atomique. Si l'on suppose que la forme initiale de la mélasse est une sphère de rayon égal à 3 mm, les atomes qui retombent au niveau de la position initiale de la mélasse sont étalés sur un rayon de 3 cm. Manifestement ce chauffage dégrade sensiblement la qualité du rapport signal sur bruit. De même, le chauffage longitudinal induit un étalement dans la même direction. Si la hauteur de la fontaine est du même ordre de grandeur que la dispersion



spatiale longitudinale, nous aurons une distribution de temps d'interaction qui va diminuer le contraste des franges de Ramsey.

La seconde technique permet d'éviter le chauffage transverse. Elle consiste à éteindre le faisceau vertical descendant en maintenant les cinq autres faisceaux de la mélasse. Dans une telle expérience on pourrait naïvement s'attendre à un comportement identique au résultat de la technique précédente; avec cependant, une température transverse beaucoup moins importante. Sur la figure (III.15) nous présentons un réseau de profils de temps de vol avec différents délais de coupure  $\Delta t$  entre le faisceau laser vertical descendant et les autres faisceaux de la mélasse optique. Nous constatons sur les deux dernières courbes l'existence de deux pics. Le pic large représente les atomes lancés, on voit même disparaître ceux qui viennent toucher la fenêtre supérieure de la chambre à vide. Le second pic n'était pas du tout attendu, il correspond à des atomes qui sont restés dans la mélasse. Leur température est sub-Doppler. L'existence de ce pic étroit est une mise en évidence directe des effets de gradient de polarisation. En effet à l'aide de cinq faisceaux laser, les interférences entre les différentes directions induisent inévitablement un gradient de polarisation à trois dimensions figure (III.16).

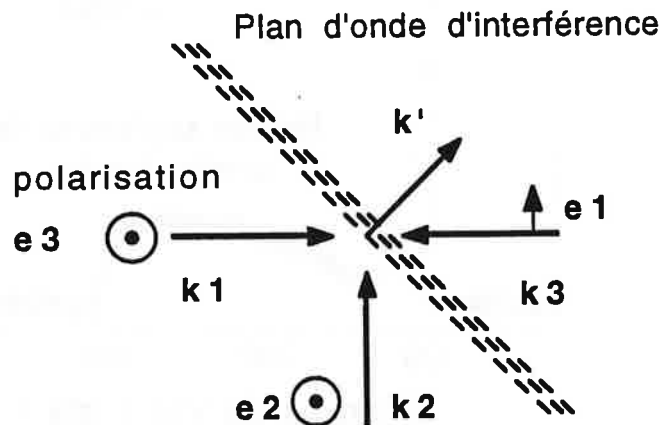


Figure (III.16).

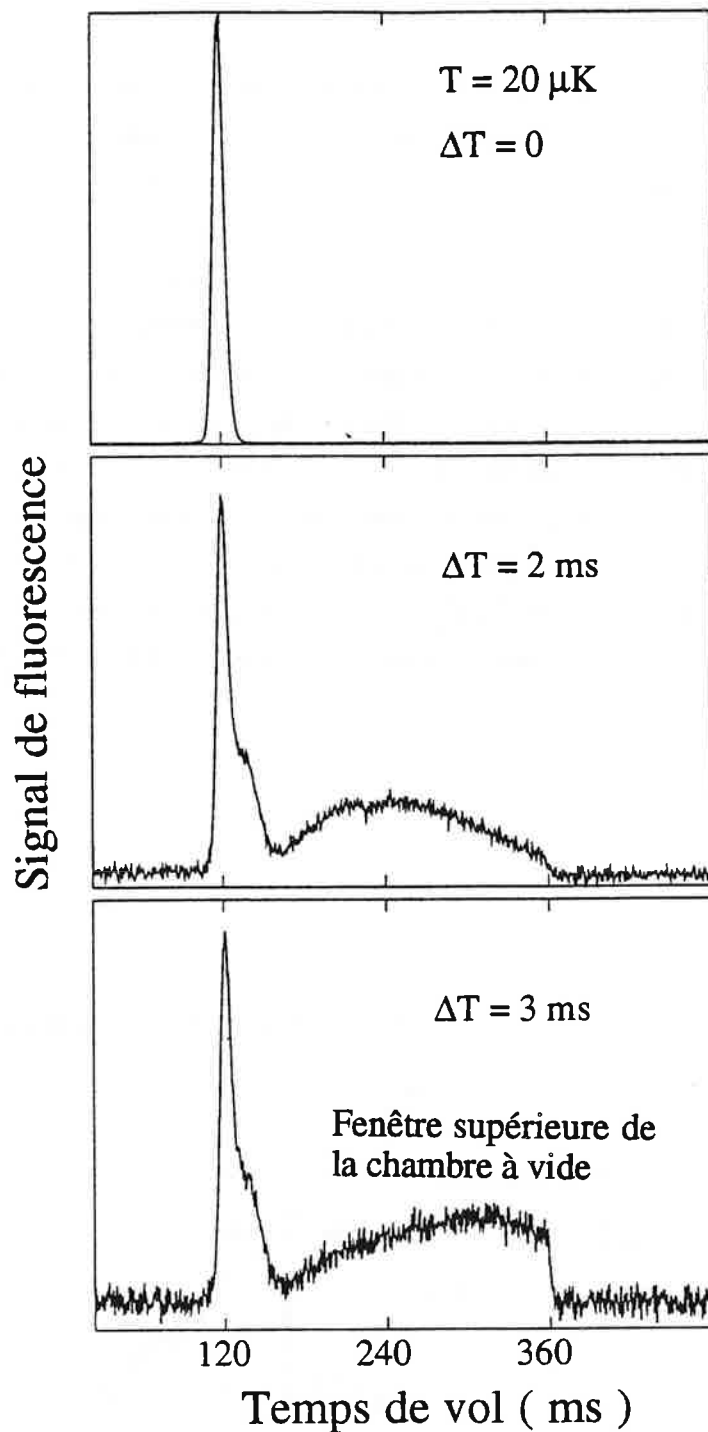


Figure (III.15). Profils de temps de vol d'atomes lancés à l'aide d'une force de pression de radiation verticale et un refroidissement transverse, pour différentes valeurs du délai de coupure  $\Delta t$  entre le faisceau vertical descendant et les autres faisceaux de la mélasse optique.  $\delta/2\pi = -10 \text{ MHz}$  et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.4$ .

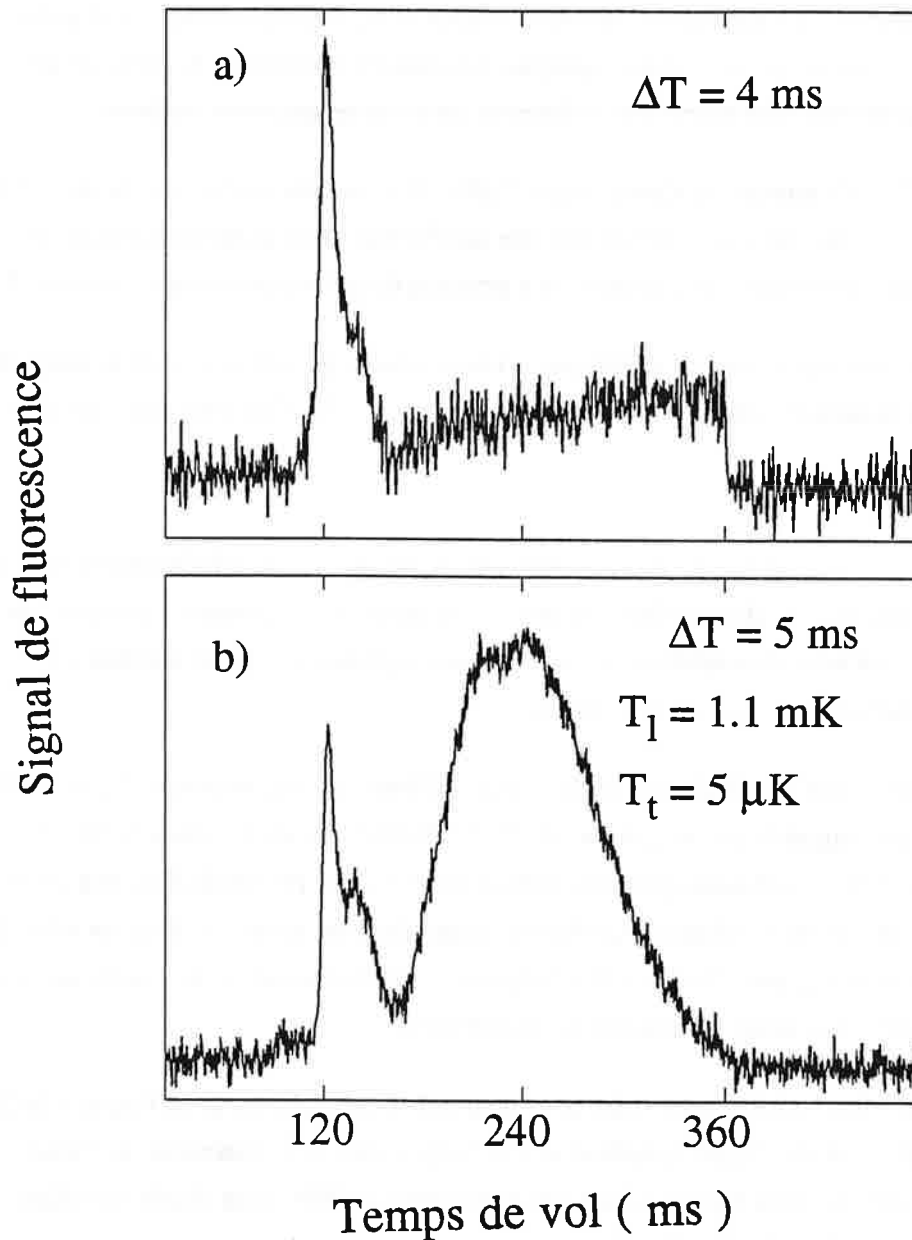


Figure (III.17). Profils de temps de vol d'atomes lancés à l'aide d'une force de pression de radiation verticale et un refroidissement transverse. La vitesse de lancement est égale à 0.9 m/s.

a)  $\delta = -2 \Gamma$  et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.4$ .

b)  $\delta = -4 \Gamma$  et  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.12$ .

Sur la figure (III.17.b), la largeur à mi-hauteur du pic large correspond à une température de 1.1 mK. Cette valeur est plus importante que le chauffage induit par la force de pression de radiation exercée par le faisceau laser vertical, celui-ci est estimé à 70  $\mu$ K. En fait cette largeur représente la convolution entre la distribution de vitesse des atomes et la distribution des temps de sortie de la mélasse optique: les atomes sortent de la mélasse par effet de diffusion, ils sont ensuite lancés par la force de pression de radiation verticale.

La figure (III.17) montre également que l'efficacité de lancement est meilleure à grand désaccord et faible intensité. Notons que ces conditions correspondent à une faible plage en vitesse de grande friction dans la mélasse à gradient de polarisation (voir chapitre I).

L'inconvénient de cette technique, comme pour la précédente, c'est la dépendance de la vitesse de lancement avec de l'intensité et du désaccord des faisceaux laser de la mélasse.

**Remarque.**

*Les résultats de l'étude de cette méthode de lancement justifie le peu de sensibilité de la mélasse optique au déséquilibre en puissance entre les différents faisceaux laser de la mélasse. Ce fait nous a conduit à admettre que la température dans la mélasse est isotrope et ne dépend que de l'intensité laser moyenne.*

La dernière méthode est celle d'une mélasse en mouvement (7, 9,16,17). Son principe a été suggéré par le groupe de W.D.Phillips (9) et J.L.Hall et M. Zhu (7). Ils proposaient, soit de communiquer une vitesse au miroir de renvoi du faisceau laser vertical montant ( cette vitesse induit un déphasage dépendant du temps et donc un effet Doppler pour l'onde retour ), soit d'utiliser des fréquences différentes dans les faisceaux verticaux, de façon à créer une onde stationnaire en mouvement.

Nous avons réalisé cette idée, pratiquement simultanément avec l'équipe de Stanford (16), en décalant de façon symétrique les fréquences des faisceaux verticaux afin de constituer une mélasse optique dans un référentiel mobile. Une étude détaillée de cette technique sera présentée dans la suite.

## II. 3. Etude d'une mélasse optique dans un référentiel en mouvement.

### II. 3. 1. Principe:

Dans la technique de lancement avec une force de pression de radiation verticale et un refroidissement transverse, décrite précédemment, nous avons constaté que les atomes ont du mal à être lancés à cause de la friction opposée par la force de gradient de polarisation. Il serait alors astucieux d'inverser la situation pour que le lancement soit induit par cet effet de friction. L'avantage de cette technique est que la vitesse de lancement est définie uniquement par le décalage en fréquence entre les faisceaux verticaux, qui doit être ainsi soigneusement contrôlé. Elle est ainsi pratiquement insensible aux fluctuations de l'intensité et du désaccord des faisceaux laser.

Concrètement, une mélasse optique dans un référentiel en translation le long d'une direction donnée Oz (ici l'axe vertical) est constituée de deux faisceaux laser de fréquences décalées de façon symétrique par rapport à  $\omega_L$ . La fréquence du faisceau vertical descendant est décalée vers le rouge par rapport à  $\omega_L$  ( $\omega_{+z} = \omega_L - \delta\omega$ ), celle du faisceau montant est déplacée vers le bleu ( $\omega_{-z} = \omega_L + \delta\omega$ ). Le champ électrique associé à chaque faisceau vertical s'écrit (axe Oz est orienté vers le bas):

$$\begin{aligned}\vec{E}_- &= E_0 \vec{e}_- e^{-ikz} e^{-i(\omega_L + \delta\omega)t} + CC \\ \vec{E}_+ &= E_0 \vec{e}_+ e^{+ikz} e^{-i(\omega_L - \delta\omega)t} + CC\end{aligned}\quad (\text{III.21})$$

$\vec{e}_-$  et  $\vec{e}_+$  sont les polarisations des champs à priori quelconques.

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

$$\vec{E} = \vec{E}_- + \vec{E}_+$$

En remplaçant  $\vec{E}_+$  et  $\vec{E}_-$  par leurs expressions données dans (III.21) on obtient:

$$\vec{E} = E_0 \left[ \vec{e}_+ e^{+ik\left(z + \frac{\delta\omega t}{k}\right)} + \vec{e}_- e^{-ik\left(z + \frac{\delta\omega t}{k}\right)} \right] e^{-i\omega_L t} + CC \quad (\text{III.22})$$

Dans un référentiel ( $Oz'$ ) en translation avec une vitesse  $v_z = \delta\omega/k$  par rapport à l'axe vertical du laboratoire ( $Oz$ )

$$z' = z + v_z t$$

Les atomes de la mélasse au repos qui sont animés d'une vitesse  $-v_z$  verront dans le référentiel mobile un champ électrique résultant identique au champ dans le référentiel du laboratoire quand les fréquences des bras verticaux sont égales à  $\omega_L$ . Si la fréquence  $\delta\omega$  est balayée lentement de 0 à  $\delta\omega_{\text{Max}}$ , le centre de la mélasse est adiabatiquement accéléré de façon à maintenir la température quasiment égale à la température initiale des atomes, au repos dans le référentiel du laboratoire.

L'efficacité du lancement pour une accélération donnée va dépendre de l'intensité et du désaccord. Dans la suite, nous allons faire une approche intuitive pour déterminer les conditions optimales de fonctionnement. Pour cela nous rappelons que le coefficient de friction du gradient de polarisation dépend uniquement du désaccord  $\delta$  (III.12), que la vitesse critique  $v_c$  dépend du rapport  $\Omega^2/\delta^2$  (III.14) et que la vitesse quadratique moyenne décrivant l'état de déséquilibre d'une mélasse Sisyphé à une dimension s'écrit:

$$v_{\text{rms}} = \left( \frac{\frac{\hbar |\delta|}{3 m} \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.23})$$

Le rapport entre la vitesse critique et la vitesse quadratique moyenne dépend de l'intensité et du désaccord. Prenons trois cas de figure distincts.

**Premier cas.** Nous avons reporté sur la figure (III.18.a) la variation de la force moyenne totale dans la mélasse optique en fonction de la vitesse. Le désaccord à résonance  $\delta$  est égal à  $-10 \Gamma$  et l'intensité laser est égale à l'intensité de saturation de la transition considérée. La figure (III.18.1.b) représente pour les mêmes conditions du désaccord et d'intensité, le comportement en fonction de la même grandeur, de la force à gradient de polarisation et la distribution de vitesse à l'équilibre. On constate que le nombre d'atomes présents dans la plage de grande friction est très faible. Au cours du lancement les atomes qui se trouvent en dehors de cette plage sont perdus par effet de diffusion. Ces atomes ne sont même pas récupérables par la friction Doppler qui est beaucoup trop faible. Cette situation semble défavorable pour le lancement.

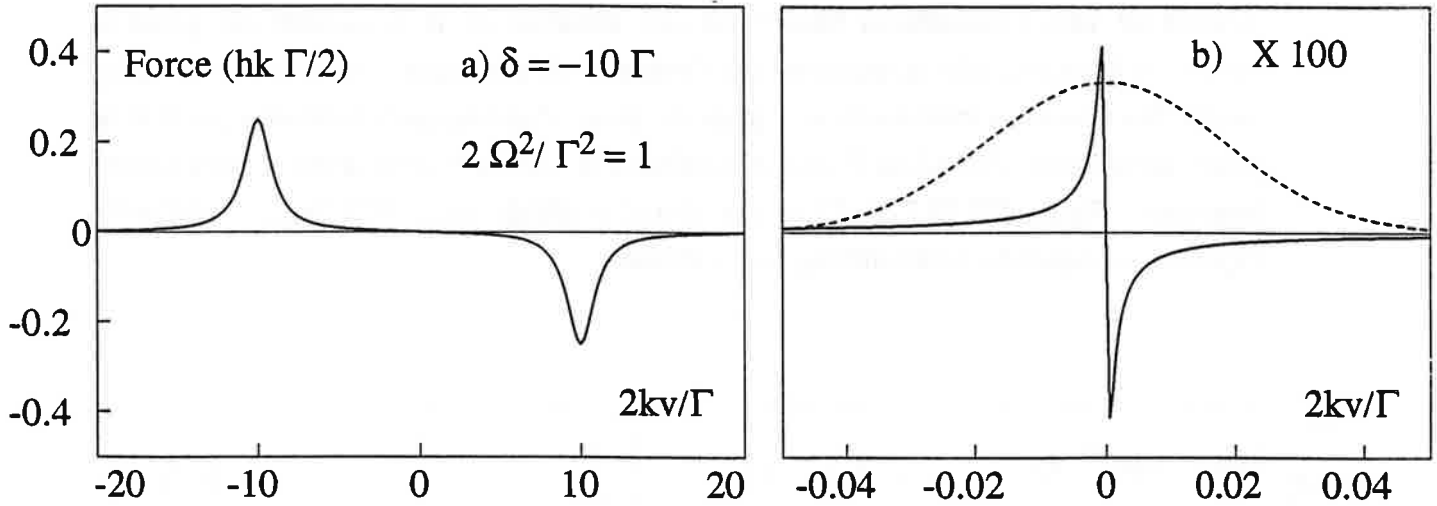


Figure (III.18.1).

a) Force moyenne totale dans la mélasse ( force Doppler et force à gradient de polarisation).  
 b) Agrandissement de la force à gradient de polarisation (continu). Distribution de vitesse à l'équilibre ( Pointillé).

**Deuxième cas.** Nous reprenons la même discussion que dans le cas précédent pour un désaccord égal à  $-\Gamma$ . La figure (III.18.2.b) montre qu'à l'équilibre la quasi-totalité des atomes se trouvent dans la plage de grande friction de gradient de polarisation.

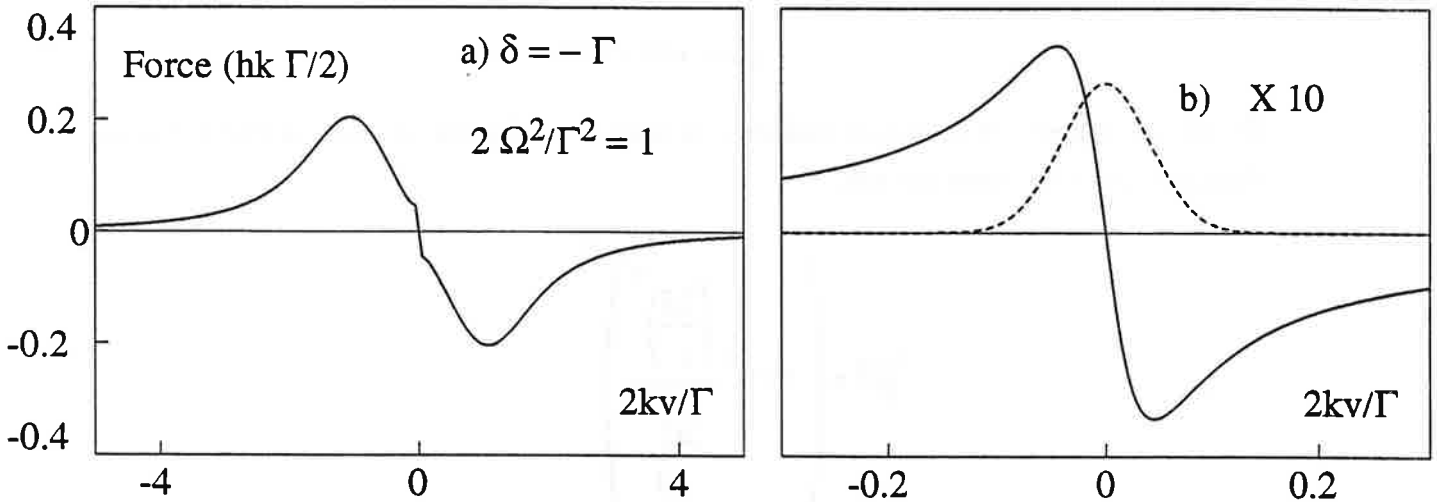


Figure (III.18.2).

Les atomes susceptibles d'être perdus par diffusion sont récupérés par la force Doppler qui est du même ordre de grandeur que la force à gradient de polarisation figure (III.20.2.a). Ces conditions sont favorables pour une bonne efficacité de lancement.

**Troisième cas.** Considérons finalement une situation où le désaccord est grand et l'intensité beaucoup plus importante que l'intensité de saturation à résonance. La quasi-totalité des atomes se trouvent dans la plage de linéarité en vitesse de la force à gradient de polarisation figure (III.18.3.b). Dans ces conditions la friction de cette dernière force est très importante figure (III.18.3.a). C'est une situation idéale mais difficilement réalisable expérimentalement car l'intensité requise est élevée.

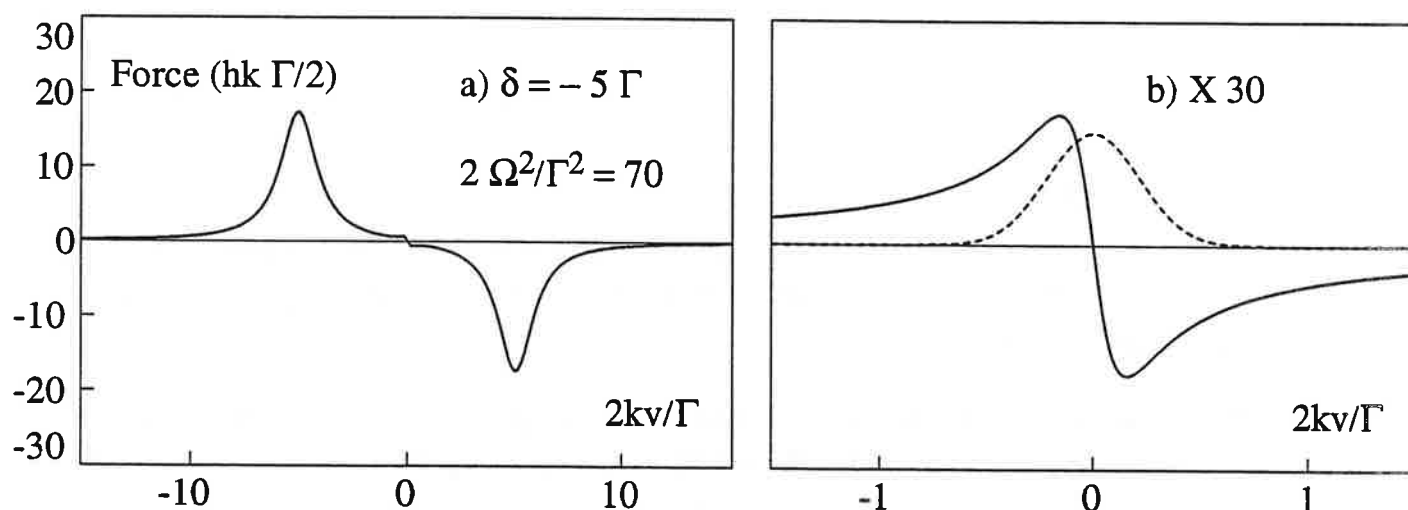


Figure (III.18.3)

En effet le rapport de la vitesse quadratique moyenne à la vitesse critique s'écrit à grand désaccord pour le césium comme:

$$\frac{v_{\text{rms}}}{v_c} \approx \left( 7 \cdot 10^{-2} \frac{\left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^3}{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}} \right)^{1/2} \quad (\text{III.24})$$

Pour que le lancement soit efficace il faut que  $v_{\text{rms}} \ll v_c$  ce qui se traduit par



$$\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} \gg 7 \cdot 10^{-2} \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^3 \quad (\text{III.25})$$

Pour un désaccord de  $-10 \Gamma$  il faudrait une intensité supérieure à  $600 \text{ mW/cm}^2$ .

Pour que le lancement soit efficace, il faut maintenir l'état d'équilibre des atomes de la mélasse au cours de l'accélération. Nous allons définir un critère d'adiabaticité qui permet de mettre en évidence l'existence d'une accélération maximale au delà de laquelle cette condition n'est plus vérifiée. Nous montrons que cette accélération dépend de l'intensité, du désaccord ainsi que des caractéristiques intrinsèques de l'atome utilisé ( énergie de recul et largeur naturelle du niveau excité). Dans un premier cas, nous supposons que la vitesse quadratique moyenne est très faible devant la vitesse critique de la mélasse Sisyphe. On pourrait définir un critère d'adiabaticité de la façon suivante: si la variation de vitesse due à l'accélération, sur une durée égale au temps d'amortissement  $\tau_g$  de l'énergie cinétique dans la mélasse, est inférieure à la vitesse quadratique moyenne, alors le lancement n'affecte pas l'équilibre de la mélasse. Cette condition s'écrit:

$$a < \frac{v_{\text{rms}}}{\tau_g} \quad (\text{III.26})$$

Nous rappelons qu'en première approximation la constante d'amortissement de la vitesse  $\tau_g$  est inversement proportionnelle au coefficient de friction soit

$$\tau_g = \frac{m}{\alpha} \quad (\text{III.27})$$

En remplaçant dans l'inégalité (III.26)  $v_{\text{rms}}$  et  $\tau_g$  par leurs expressions déduites de (III.23), (III.13) et (III.27) l'accélération maximale s'écrit à grand désaccord

$$a_{\text{Max}} = \frac{2 E_R}{\hbar \Gamma} \left( \frac{6 \hbar |\delta| \Omega^2}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{III.28})$$

où  $E_R$  est l'énergie de recul.

L'accélération maximale dépend des paramètres intrinsèques de l'atome c'est-à-dire de l'énergie de recul, de la durée de vie du niveau excité et de la masse atomique. Ainsi pour les mêmes conditions expérimentales nous avons

$$\frac{a_{\text{Max}}(\text{sodium})}{a_{\text{Max}}(\text{césium})} \approx 7$$

Ceci a effectivement été constaté dans l'expérience du groupe de Stanford (17) où pour lancer les atomes de sodium à 1 m/s ( $\approx$  qq  $v_{\text{rms}}$ ), on peut simplement décaler rapidement les fréquences des faisceaux verticaux ( sans avoir recours à un balayage temporel de la différence de fréquence ) et thermaliser pendant un temps inférieur à 1 ms.

Si la vitesse quadratique moyenne est supérieure à la vitesse critique  $v_c$ , le lancement reste efficace si la vitesse de dérive induite par l'accélération est inférieure à  $v_c$ , dans ce cas le critère d'adiabaticité s'écrit plutôt comme

$$v_{\text{dérive}} = \frac{m a}{\alpha} < v_c \quad (\text{III.29})$$

si l'on suppose que le coefficient de friction est indépendant de la vitesse, cette dernière condition est vérifiée pour une accélération inférieure à la valeur maximale donnée par:

$$a_{\text{Max}} = \frac{2}{3} \frac{\Omega^2}{|\delta|} v_R \quad (\text{III.30})$$

où  $v_R$  est la vitesse de recul.

Dans les deux critères d'adiabaticité l'accélération maximale dépend des paramètres intrinsèques de l'atome, du désaccord et de l'intensité.

### II.3.2. Principe et description de l'expérience de la fontaine atomique.

Pour réaliser une fontaine atomique, on commence par réaliser la mélasse optique selon le principe décrit dans la partie A de ce chapitre, c'est-à-dire on charge la mélasse à faible désaccord et grande intensité par un jet atomique préalablement ralenti, puis on coupe les faisceaux de ralentissement et on laisse la mélasse s'équilibrer en vitesse pendant quelques milli-secondes. On lance ensuite verticalement les atomes en balayant de façon symétrique les fréquences des faisceaux laser verticaux, entre 0 et 1.6 MHz ( ( 70 + 0 → 1.6 ) MHz et ( 70 - 0 → 1.6 ) MHz ) sur une durée moyenne de quelques milli-secondes. La fréquence reste stabilisée sur cette valeur finale pendant environ 500  $\mu$ s. Pour baisser la température des atomes de la mélasse en mouvement, on change alors rapidement le désaccord et l'intensité des faisceaux laser et on laisse une phase de thermalisation d'environ 2ms pour atteindre un état d'équilibre en vitesse. A la fin de cette phase tous les faisceaux laser sont coupés, le nuage d'atomes effectue une trajectoire identique à celle d'un projectile lancé avec une vitesse initiale  $v_i$ .

La figure ( III.19 ) montre un signal de temps de vol des atomes dans la fontaine avec une vitesse de lancement  $v_i = 1.4$  m/s. Pendant la phase de thermalisation l'intensité représente 25% de l'intensité de chargement et le désaccord est fixé à -70 MHz ( - 18  $\Gamma$  ).

Pour réaliser les différentes phases, les faisceaux laser horizontaux et les deux faisceaux verticaux traversent en double passage trois modulateurs acousto-optiques indépendants. La figure (III.20) montre la séquence des différents signaux électroniques qui contrôlent la puissance et la fréquence radiofréquences des acousto-optiques. Pour éviter le balayage angulaire induit par le balayage de la radiofréquence, nous avons conçu un montage optique en "oeil de chat". Ce montage consiste à focaliser à l'aide d'une lentille convergente, le faisceau sortant d'un premier passage de l'acousto-optique sur le miroir de renvoi situé dans le plan focal de celle-ci. Ainsi pour les faibles balayages angulaires, le faisceau est toujours rétro-réfléchi parallèle à lui même figure (III.21).

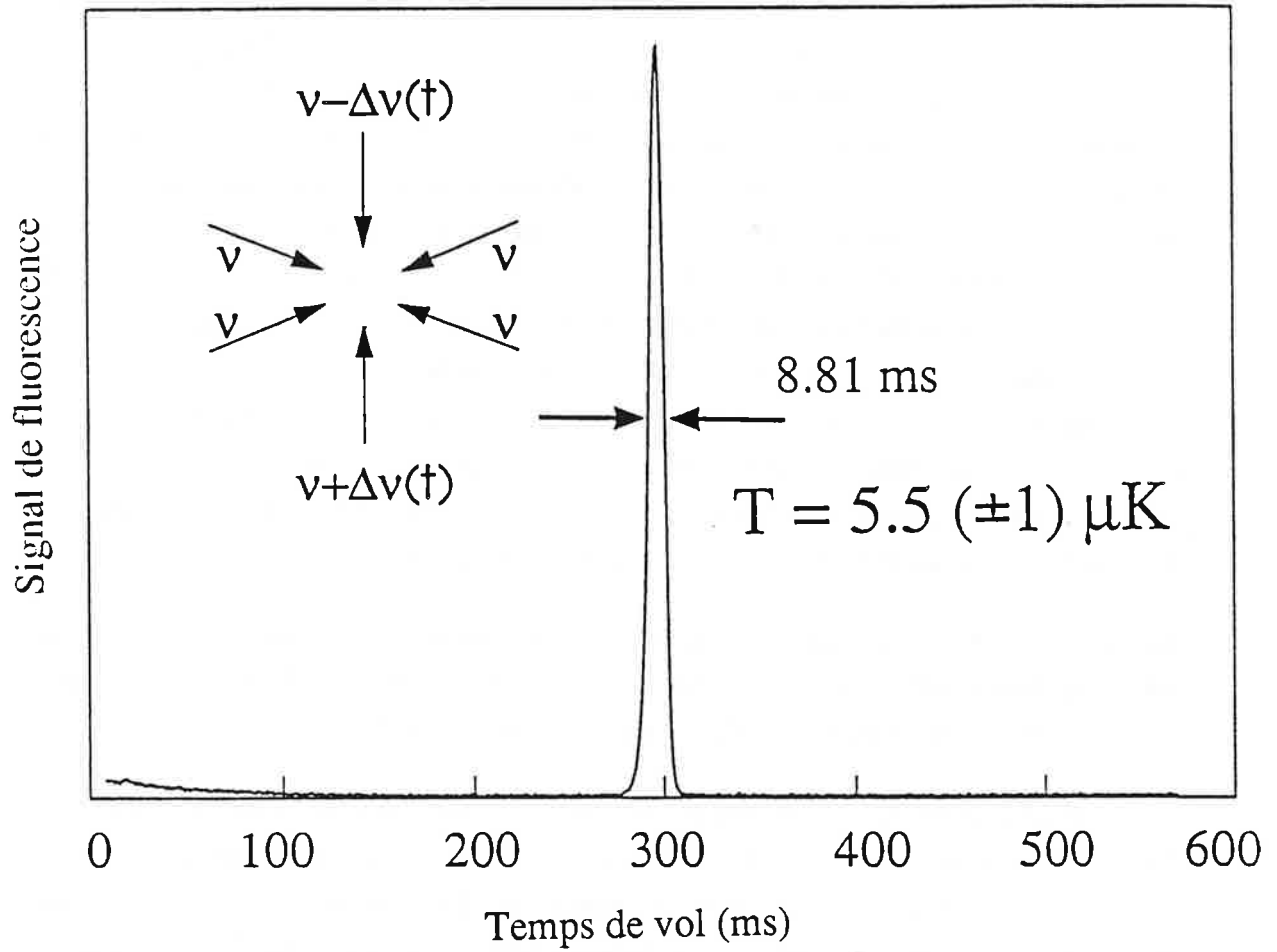


figure (III.19). Temps de vol d'atomes lancés à l'aide d'une mélasse en mouvement.

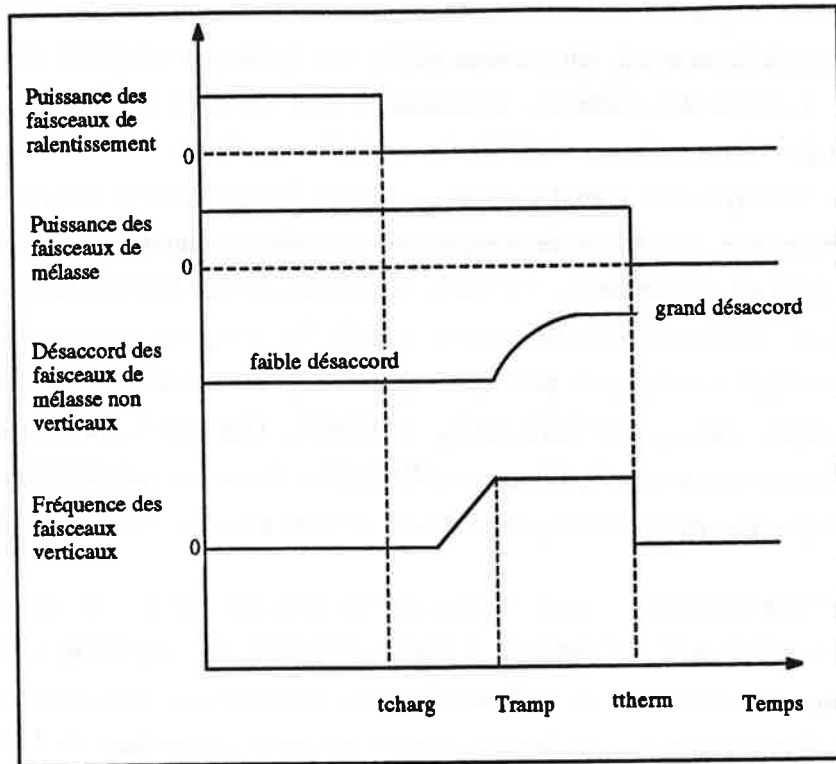


Figure (III.20). Séquence temporelle des signaux de contrôle de la fréquence et de la puissance des modulateurs acousto-optiques.

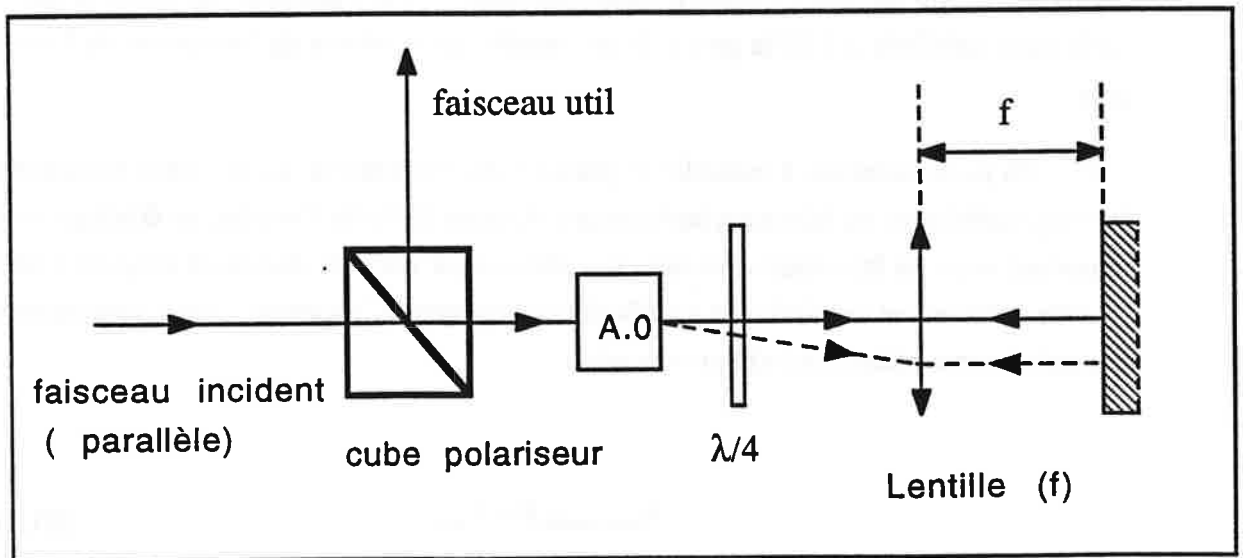


Figure (III.21). Montage optique en "oeil de chat".

Afin de contrôler la symétrie des faisceaux verticaux qui représente une condition nécessaire pour la qualité du lancement, nous avons utilisé une technique originale pour générer la fréquence de contrôle des différents modulateurs acousto-optiques. Le principe de cette technique est donné sur la figure ( III.22). Le synthétiseur principal (S) délivre un signal de fréquence  $f = 70$  MHz. Ce signal permet de piloter le modulateur acousto-optique des faisceaux horizontaux. Une partie de ce signal est envoyée dans un diviseur de fréquence qui produit un signal de fréquence  $f_B = 5$  MHz. Ce signal servira comme référence pour les asservissements. Les modulateurs acousto-optique des faisceaux verticaux sont contrôlés par un signal constitué d'une partie principale délivrée par deux oscillateurs  $O_D$  et  $O_M$  de fréquences respectives  $f_D = 90$  MHz et  $f_M = 50$  MHz. Ces oscillateurs sont asservis en phase sur la fréquence de base  $f_B$  ( boucles (M) et (D) ). Un troisième oscillateur  $O_B$  délivre un signal de fréquence  $\Delta f$ . Cette fréquence  $\Delta f$  est sommée avec  $f_M$  et retranchée à  $f_D$ .

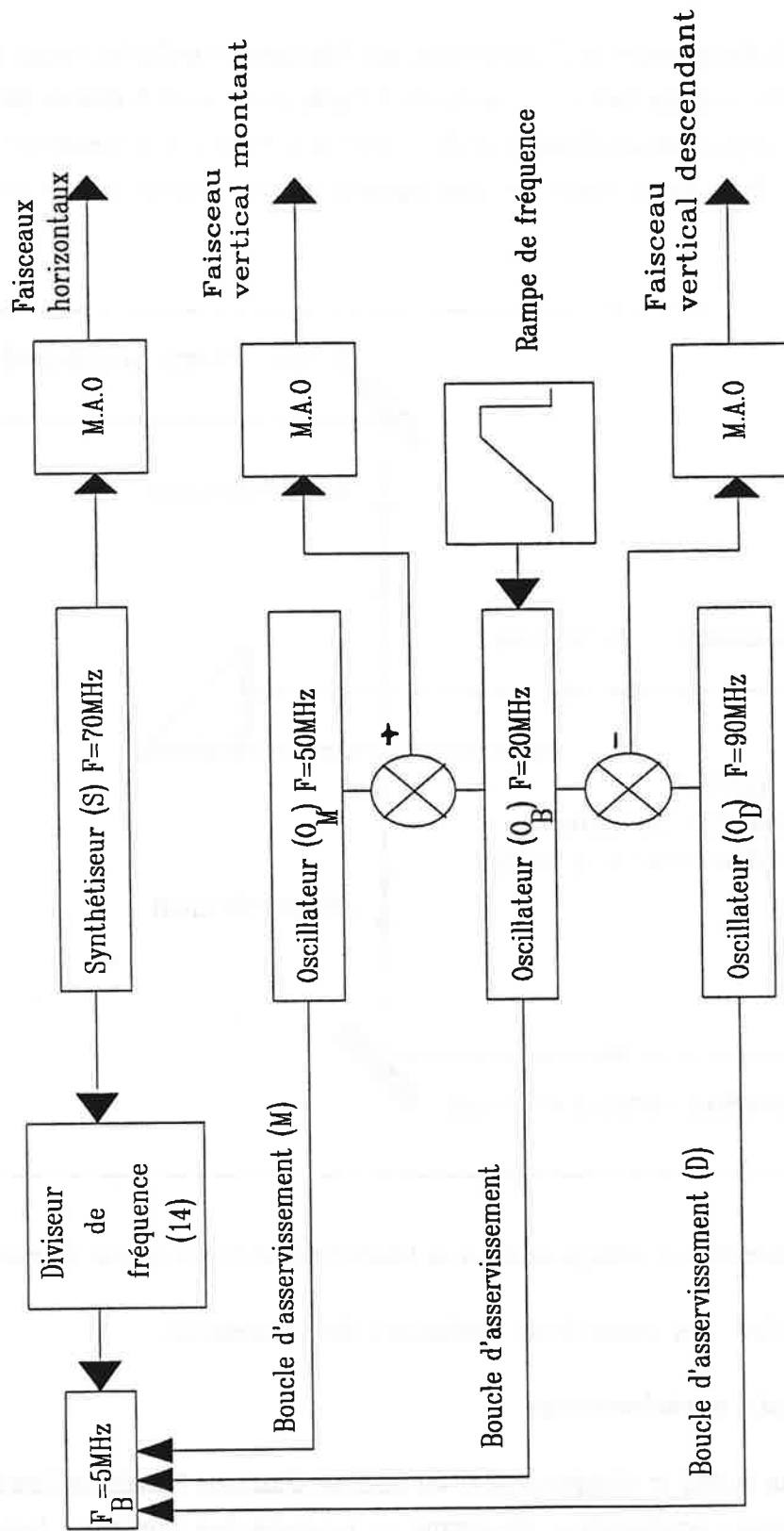
Pour réaliser une mélasse optique où les atomes sont au repos dans le référentiel du laboratoire, l'oscillateur  $O_B$  est également asservi en phase sur le signal  $f_B$ . Les fluctuations de phases sont alors de l'ordre de  $10^{-3}$  rad. Cet asservissement en fréquence est important. En effet une dérive relative entre les fréquences des bras horizontaux de 1 MHz sur une durée de 1 ms, viderait notre mélasse optique ( Diamètre des faisceaux de 8.2 mm) au bout de 4 ms.

Pour lancer les atomes, la fréquence  $\Delta f$  est balayée entre 0 et 1.6 MHz sur un intervalle de temps de l'ordre de la milli-seconde. L'amplitude et la durée de cette rampe de fréquence sont ajustables, ce qui permet d'ajuster la vitesse de lancement et l'accélération. Cette rampe est également stabilisée à 1 KHz près soit un contrôle de la vitesse de lancement de 1 mm/s près.

Un point important à contrôler en pratique, est l'alignement des faisceaux verticaux et l'orthogonalité avec les faisceaux horizontaux. A cause de l'effet Doppler, un désalignement important entre les faisceaux verticaux, se traduirait par une dissymétrie de fréquence entre les bras verticaux et induirait une distribution de vitesses de lancement. Nous nous sommes imposés comme critère la condition suivante:

$$v_{\text{lancement}} \theta < v_{\text{rms}} \quad (\text{III.31})$$

où  $v_{\text{lancement}}$  est la vitesse de lancement.



Figure(III.22). Schéma électronique de la génération de la radiofréquence des modulateurs acousto-optique.

Dans des conditions expérimentales typiques, soit un lancement avec une vitesse initiale de 1m/s et une température de 5  $\mu$ K, l'angle  $\theta$  doit-être inférieur à 1mrd.

Nous avons contrôlé l'alignement et l'horizontalité des faisceaux de mélasse comme suit: On effectue la rétroflexion des faisceaux verticaux à l'aide d'un miroir à double face, dont l'horizontalité a été réglée par un niveau à bulle ( $\approx 10^{-4}$  rd). Nous avons ensuite contrôlé la rétroflexion des bras horizontaux sur une équerre optique supportée par ce miroir figure (III.23)

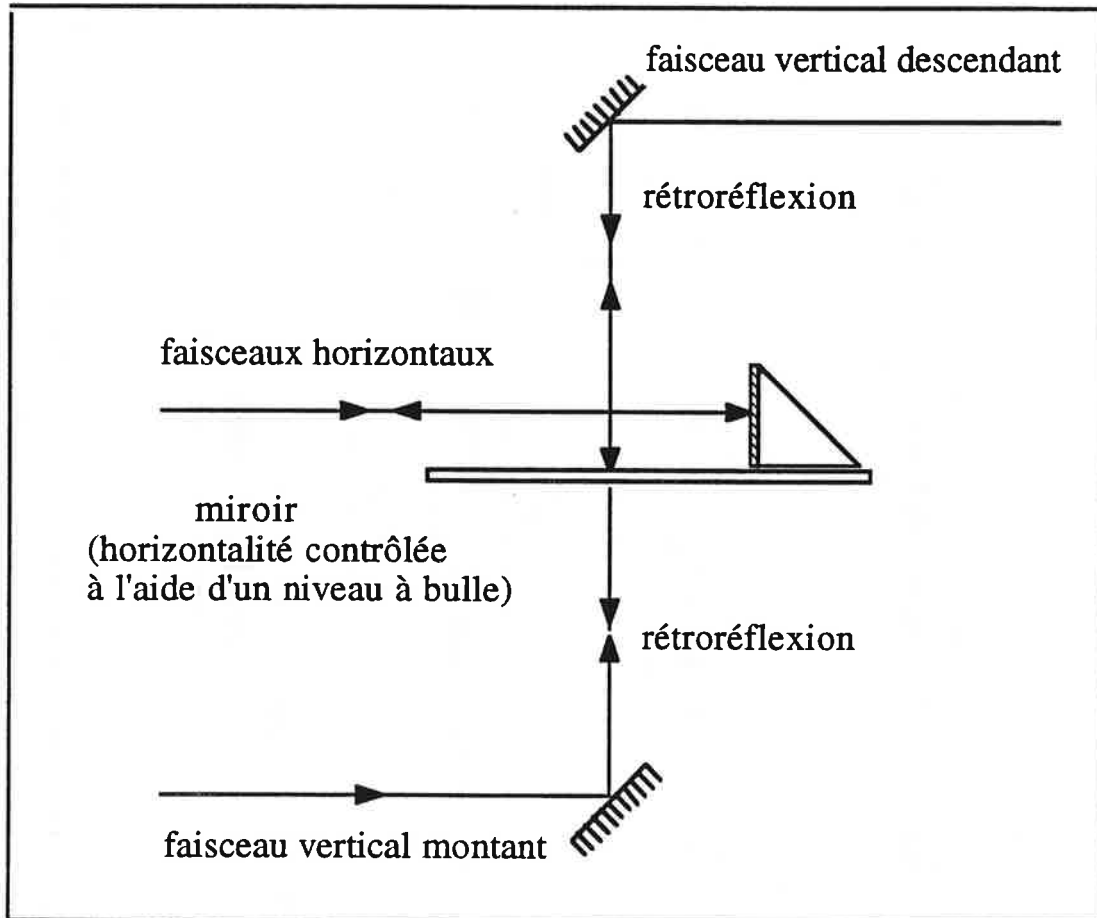


Figure (III.23). Contrôle de l'orthogonalité et de l'horizontalité des faisceaux de mélasse

## II.4. Détermination des conditions optimales de lancement.

### II. 4. 1. Résultats expérimentaux.

Nous avons étudié le comportement du nombre d'atomes lancés en fonction des différents paramètres: accélération, désaccord et intensité des faisceaux laser. Dans l'annexe III nous avons développé le modèle qui permet de remonter à la distribution de vitesse stationnaire des atomes dans la mélasse mobile, en utilisant le profil de temps de vol.



Ce modèle tient compte de deux effets: l'extension spatiale du nuage atomique qui résulte de la température transverse ( effet fontaine) et du temps de transit à travers le faisceau sonde. Sur l'ensemble des courbes des figures ( III.24) et ( III.25) nous présentons parallèlement le profil de temps de vol et la distribution de vitesse correspondante déduite par ce modèle. On constate que les allures des deux profils sont différentes, en effet dans le profil de temps de vol l'amplitude du signal représente le nombre d'atomes pondéré par leur vitesse au niveau de la sonde et le facteur géométrique qui tient compte de la température transverse. Le nombre d'atomes est défini par l'aire sous la courbe donnant la distribution de vitesse.

La figure (III.24) montre une série de profils de temps de vol d'atomes lancés avec une vitesse initiale de 0.9 m/s, pour différentes valeurs du désaccord à résonance. L'intensité laser pendant le lancement est égale à 1.5 mW/cm<sup>2</sup>. Nous constatons que l'efficacité de lancement est meilleure à faible désaccord. Ce résultat est en bon accord avec l'approche intuitive développée dans le paragraphe (B.3.1).

Dans la figure (III.25), nous montrons des profils de temps de vol pour différentes accélérations. Les atomes sont lancés avec une vitesse initiale de 1.15 m/s. Pendant le lancement, le désaccord est fixée à  $-2\Gamma$  et l'intensité des lasers est égale 5 mW/cm<sup>2</sup>. Le pic large représente les atomes qui ont échappé à la friction de gradient de polarisation et se sont retrouvés dans la mélasse Doppler. Nous constatons l'existence d'une valeur maximale de l'accélération ( 1500 m/s<sup>2</sup>. ) pour laquelle la quasi-totalité des atomes est lancée. Sur ce réseau de courbes, il apparait clairement que, dans les mêmes conditions de désaccord et d'intensité, quelque soit l'efficacité de lancement, la température d'équilibre des atomes lancés est pratiquement égale à celle des atomes dans une mélasse au repos.

La plus basse température d'équilibre mesurée dans notre mélasse en mouvement est de 5.5  $\mu$ K figure (III.21). Cette mesure est obtenue dans les conditions suivantes: Le chargement s'effectue à un désaccord de -10 MHz (  $-2\Gamma$  ) et une intensité de 5 mW/cm<sup>2</sup> par bras. La température de la mélasse pendant cette phase est estimée à 60  $\mu$ K. Cette mélasse est ensuite adiabatiquement accélérée pendant 1 ms en balayant symétriquement les faisceaux verticaux entre 0 et 1.6 MHz. Au cours de la phase de thermalisation qui dure environ 1.6 ms, le désaccord est porté à -70MHz (  $70 + 0 \rightarrow 1.6$  ) MHz et (  $70 - 0 \rightarrow 1.6$  ) MHz ) et l'intensité réduite d'un facteur quatre. Pour cette intensité et ce désaccord la température d'équilibre mesurée dans une mélasse au repos est de  $6 \pm 1$   $\mu$ K. Il ne nous a pas été possible, pour des raisons techniques ( non linéarité en amplitude des modulateurs acousto-optiques ) de descendre plus près du seuil de désintégration soit une température de 2.5  $\mu$ K.

## Signal de fluorescence    Distribution de vitesse

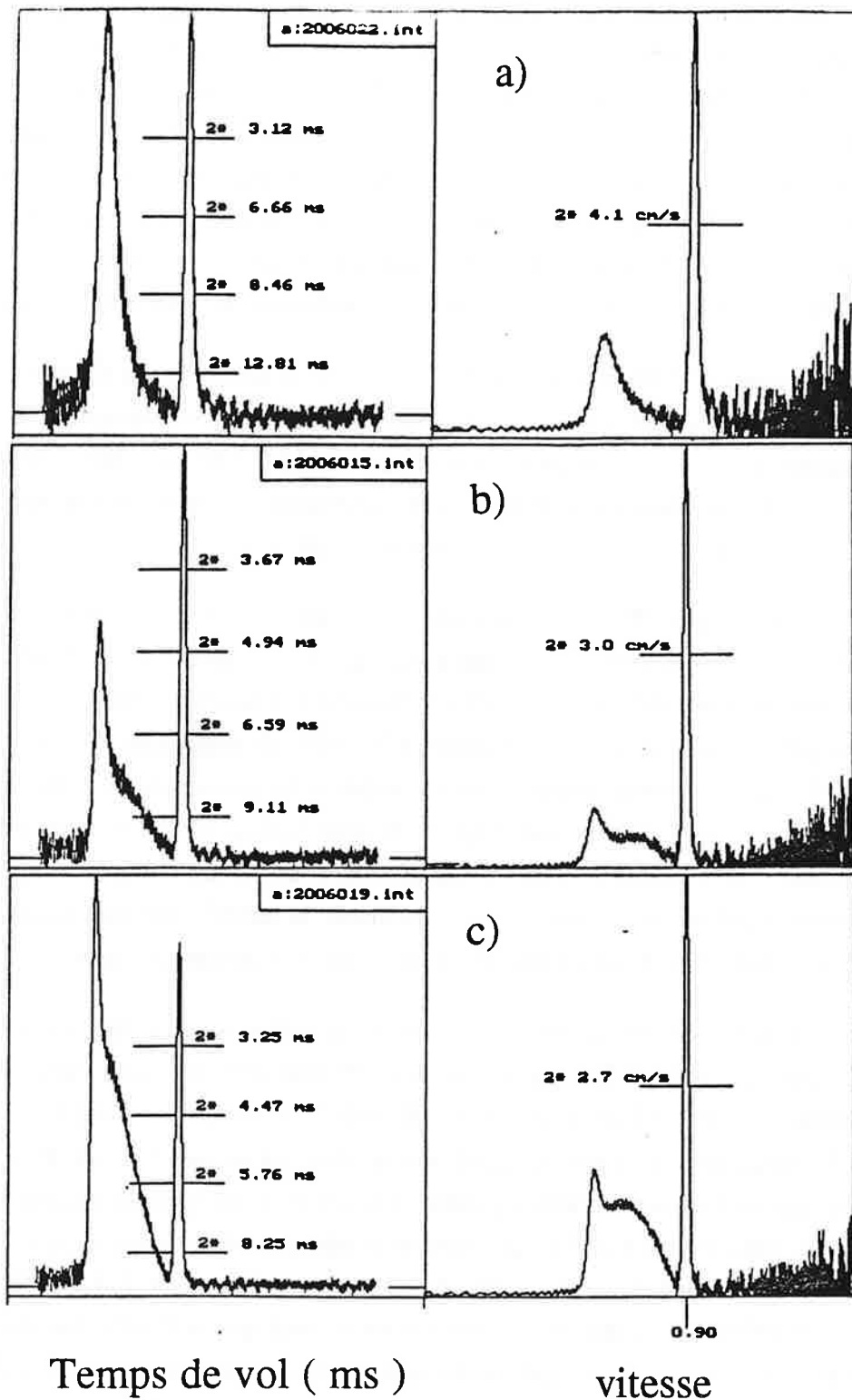


Figure (III.24). Profil de temps de vol d'atomes lancés dans une mélasse en mouvement et profils de vitesse correspondant. Pour différentes valeurs du désaccord.  $\Omega^2/T^2 = 3 \text{ mW/cm}^2$  et  $\delta/2\pi$  vaut : a) -18 MHz, b) -33 MHz, c) -48 MHz.

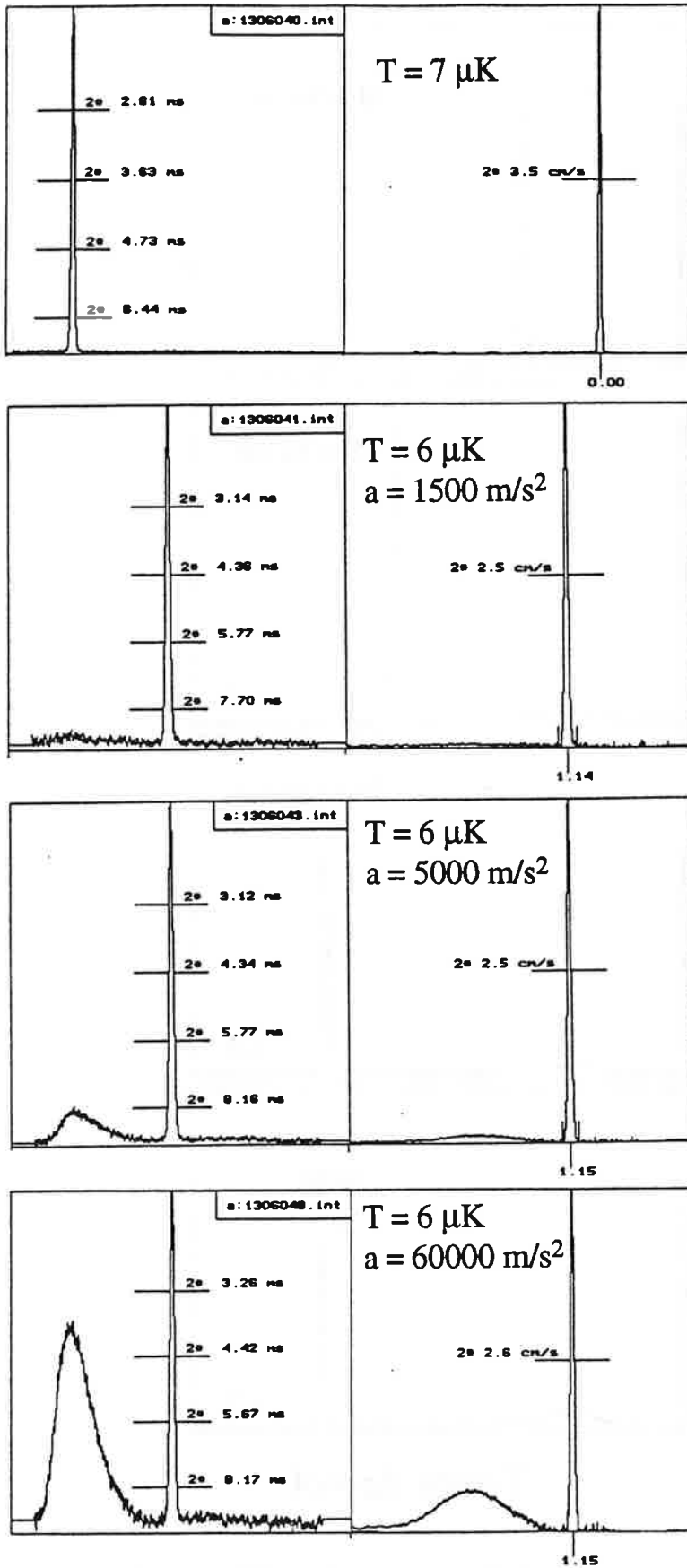


Figure (III.25). Profils de temps de vol d'atomes dans une mélasse en mouvement pour différentes valeurs de l'accélération. Nous avons représenté également la distribution de vitesse dans la mélasse mobile (à droite), déduite du profil de temps de vol à l'aide d'un modèle simple. Pendant la phase de lancement  $\delta/2\pi = -2 \Gamma$  et la phase thermalisation  $\delta/2\pi = -10 \Gamma$ .

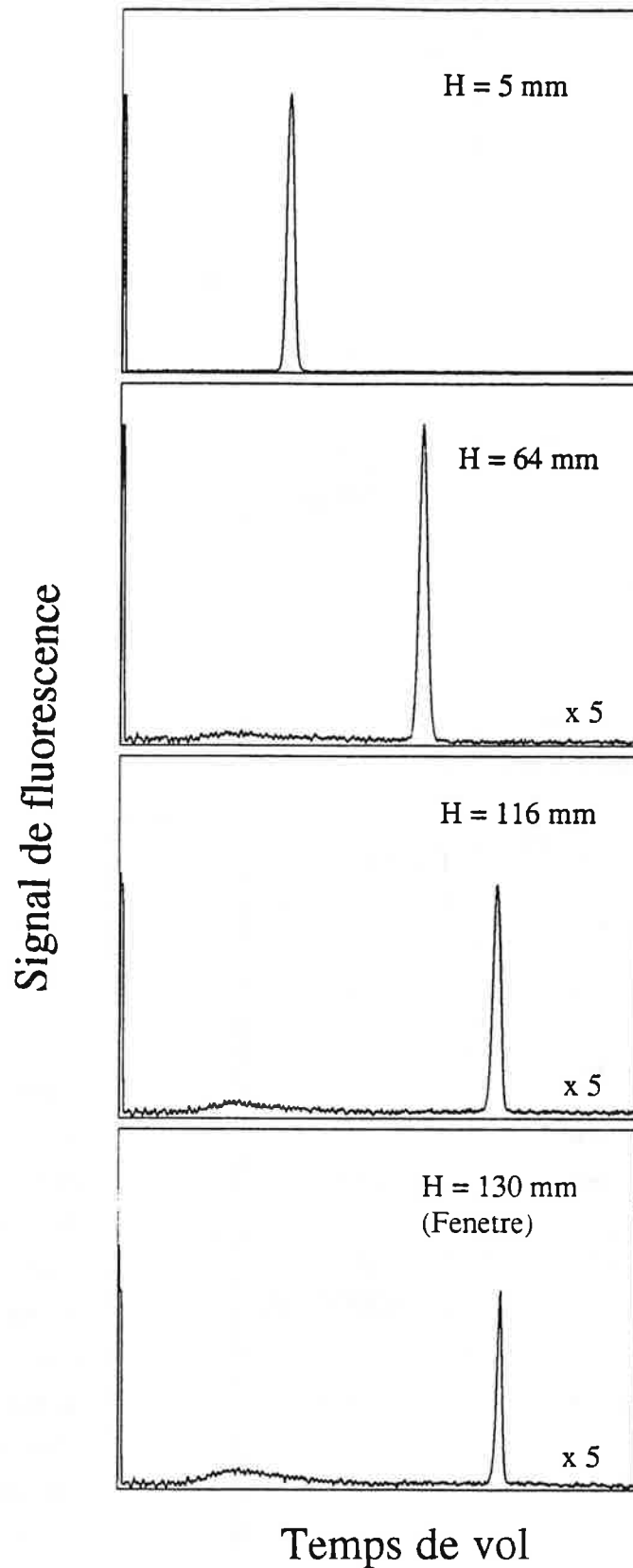


Figure (III.26). Profils de temps de vol d'atomes lancés à différentes hauteurs. En d) environ la moitié des atomes touchent la fenêtre supérieure de l'enceinte et s'y collent. Le profil de temps de vol est deux fois plus étroit.

De plus, comme le lancement a lieu avant la phase de thermalisation, il est indispensable que la durée de celle-ci ne soit pas trop importante afin d'éviter que les atomes ne sortent de la zone d'intersection des à trois faisceaux ( trois dimensions ). Dans ce cas, ils se trouveront dans une mélasse à une dimension (verticale) où ils seront perdus par diffusion spatiale. Par exemple si les atomes sont accélérés à 1.5 m/s pendant 1 ms, au bout de 2 ms de thermalisation le centre de la mélasse est décalé de 4 mm par rapport au centre de la zone de confinement. On est ainsi confronté à un compromis entre le nombre d'atomes dans la fontaine et sa température. Cette contrainte est moins critique dans un piège magnéto-optique de taille initiale beaucoup plus faible que les dimensions des faisceaux laser.

Nous avons réalisé des fontaines avec différentes hauteurs jusqu'à toucher la fenêtre supérieure de la chambre à vide figure ( III.26 ). Nous verrons plus loin qu'ainsi nous pourrions ajuster à volonté la largeur des franges de Ramsey.

Toutes ces observations expérimentales sont en accord qualitatif avec les résultats obtenus sur une résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck, qui décrit, suivant un simple modèle à une dimension inspiré de (13), l'évolution de la distribution de vitesse dans une mélasse à gradient de polarisation en mouvement.

#### II. 4. 2. Les résultats de la résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck.

L'équation de Fokker-Planck qui décrit l'état stationnaire de la distribution de vitesse dans une mélasse à gradient de polarisation à une dimension, s'écrit dans le cadre d'une approximation semi-classique ( faible saturation) (13) comme:

$$\frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{(F_D + F_S)}{m} W(v) + D_S \frac{\partial W(v)}{\partial v} \right) = 0 \quad (\text{III.32})$$

où

$F_D$  est la force Doppler (§.I, )

$F_S$  la force moyenne due au gradient de polarisation (III.12).

$D_S$  est le coefficient de diffusion qui tient compte des fluctuations dipolaires et de l'émission spontanée (III.17).

Dans un référentiel accéléré et dans l'hypothèse où l'accélération  $a_z$  s'effectue de façon adiabatique, l'équation de Fokker-Planck s'obtient à partir de ( III. 32 ) en rajoutant à la force moyenne dans la mélasse la force d'inertie  $F_i$  donnée par

$$F_i = m a_z$$

d'où

$$\frac{\partial}{\partial v} \left( \left( \frac{F_D + F_S}{m} + a_z \right) W(v) + D_S \frac{\partial W(v)}{\partial v} \right) = 0 \quad (\text{III.36})$$

Nous avons résolu cette équation numériquement pour des conditions proches de nos conditions expérimentales. On part d'une distribution initiale gaussienne correspondant à la phase d'homogénéisation ensuite on résout l'équation dans le référentiel en mouvement, en tenant compte de la phase de thermalisation. Sur la figure (III.27), nous montrons la distribution de vitesse déduite d'une telle résolution.

Sur cette figure nous avons représenté la distribution des atomes juste à la fin de la phase d'accélération courbe (continu) et la distribution après thermalisation courbe (pointillé). Il apparait clairement que cette phase est nécessaire pour l'efficacité de lancement. Nous nous sommes aperçus que la force Doppler n'est pas très importante quant au nombre d'atomes lancés. Cependant cette force définit la forme de la distribution de vitesse.

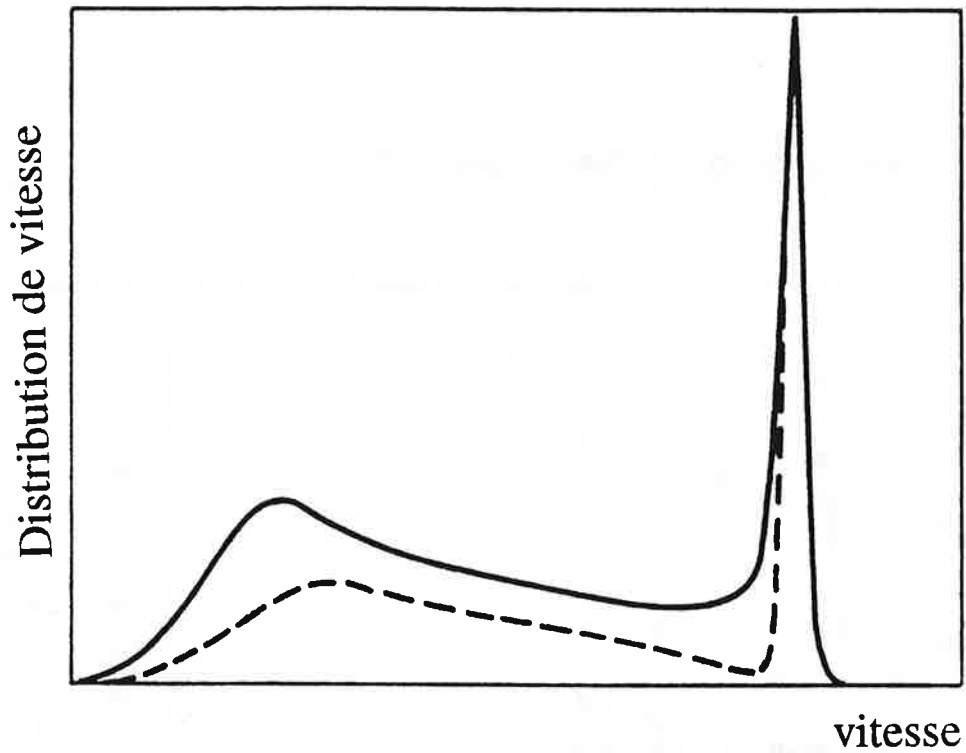


Figure (III.27). Distribution de vitesse dans une mélasse optique accélérée à une dimension. Résultats de la résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck.

La courbe en trait continu représente la distribution de vitesse des atomes à l'équilibre dans la mélasse mobile à la fin de la rampe de lancement.

La courbe en pointillés représente cette même distribution après 1 ms de la fin de la rampe de balayage.

La figure (III.28) montre la fraction d'atomes lancés avec une accélération donnée en fonction de l'intensité des faisceaux de la mélasse optique, pour différentes valeurs du désaccord. La fraction augmente en fonction de l'intensité puis atteint un régime constant où tous les atomes sont lancés. La pente de ces différentes courbes est plus grande à faible désaccord. Ces courbes montrent bien l'existence d'une accélération maximale qui dépend du rapport  $\Omega^2/\delta$ . Ce résultat est en accord avec les considérations "intuitives" discutées dans le paragraphe (B.3.1).

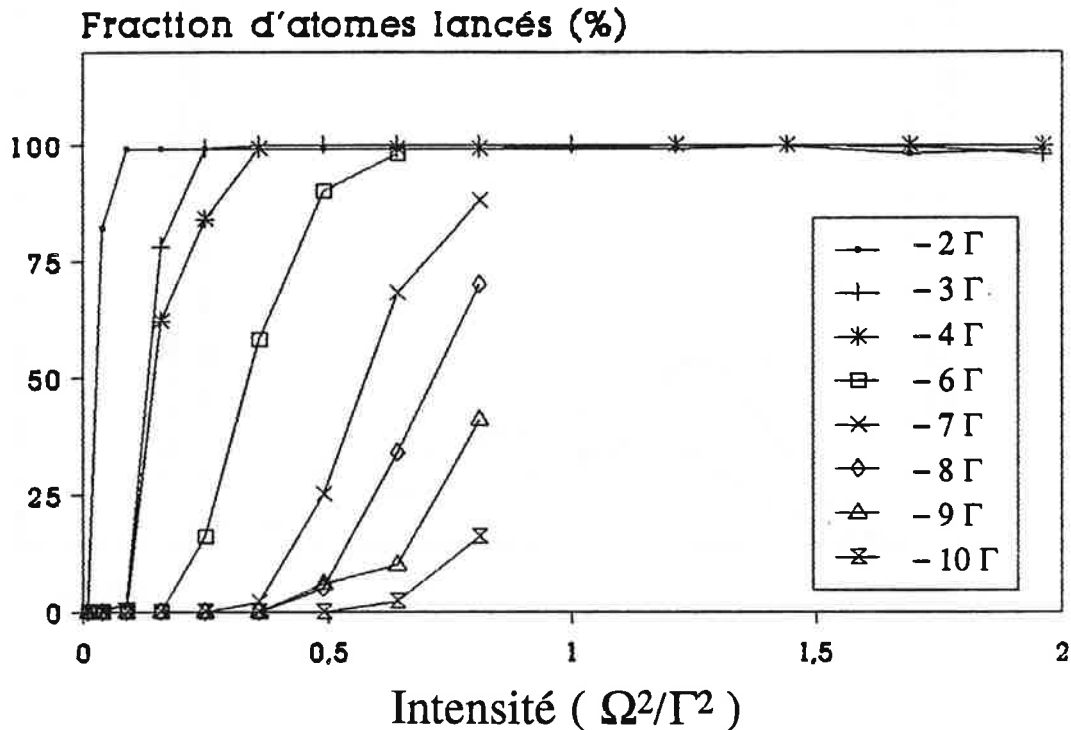


Figure (III.28). Variation de la fraction d'atomes lancés en fonction de l'intensité laser moyenne à différents désaccords et pour une accélération de  $10^3 \text{ m/s}^2$ .

Résultat de la résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck.

Nous pouvons aussi à ce stade discuter la validité des deux critères d'adiabaticité développés dans (B.3.1). Pour cela nous supposons une accélération égale à  $10^3 \text{ m/s}^2$ , en utilisant des relations (III.28) et (III.30), nous calculons ensuite pour une valeur du désaccord donnée, l'intensité limite correspondant à cette accélération maximale. Cette valeur d'intensité



sera comparée à celle déduite de la figure (III.28) et correspondant à la transition vers un régime où tous les atomes sont lancés. Les résultats sont présentés dans le tableau (III.1).

$ \delta /\Gamma$	$\Omega^2/\Gamma^2$ Critère (1) $a_{\text{Max}} = v_{\text{rms}}/\tau_g$	$\Omega^2/\Gamma^2$ Critère (2) $a_{\text{Max}} = v_c/\tau_g$	$\Omega^2/\Gamma^2$ Calcul de Fokker-Planck	$\frac{v_{\text{rms}}}{v_c}$
2	0.4	0.64	0.1	4.7
3	0.28	1	0.25	5.2
4	0.2	1.28	0.4	7
6	0.14	2	0.65	9.6

Tableau (III.1)

Pour le premier critère le comportement de l'intensité limite en fonction du désaccord n'est pas compatible avec les résultats de la résolution de l'équation de Fokker-Planck. En fait pour établir ce critère nous avons supposé que la vitesse quadratique moyenne est inférieure à la vitesse critique, ce qui n'est pas le cas, comme le montre la cinquième colonne du tableau. Le second critère est plus satisfaisant, en effet cette intensité varie dans le même sens que le désaccord. De plus sur le tableau (III.1) on constate, que sur le plan qualitatif, les valeurs déduites de ce critère ne sont pas du tout aberrantes comparées à celles données par le modèle utilisé.

**Remarque.**

*Cette technique offre une opportunité pour l'étude des nouveaux mécanismes de refroidissement. En effet, en lissant les résultats expérimentaux par la solution de l'équation de Fokker-Planck il est possible par exemple de déduire les différents paramètres de l'équation(III.36).*



### Partie III

#### Observation de la transition d'horloge atomique à césium sur une fontaine atomique.

##### III. 1. Description de l'expérience.

Le montage expérimental utilisé pour observer la transition hyperfine  $F = 3 m_f = 0 \rightarrow F = 4 m_f = 0$  est identique au précédent. Nous avons simplement ajouté une cavité micro-onde située à 2.7 cm du centre de la mélasse optique figure (III.29).

Cette expérience comporte la phase de réalisation de la fontaine qui a déjà été décrite dans la partie précédente de ce chapitre. A la fin de la phase de thermalisation les atomes sont rapidement ( quelques  $\mu s$  ) pompés dans le niveau  $F = 3$  (ou  $F = 4$ ). Les atomes lancés verticalement traversent une cavité micro-onde où à lieu l'excitation de la transition de l'horloge atomique. Le signal de l'horloge atomique est ensuite détecté par la technique de temps de vol. L'ensemble de ces différentes phases dont la séquence temporelle est représentée sur la figure (III.30), définit un cycle d'horloge de durée  $T_{\text{cycle}}$ .

Pour enregistrer le profil de Ramsey de la transition de l'horloge atomique , ce cycle doit être effectué pour chaque fréquence micro-onde.

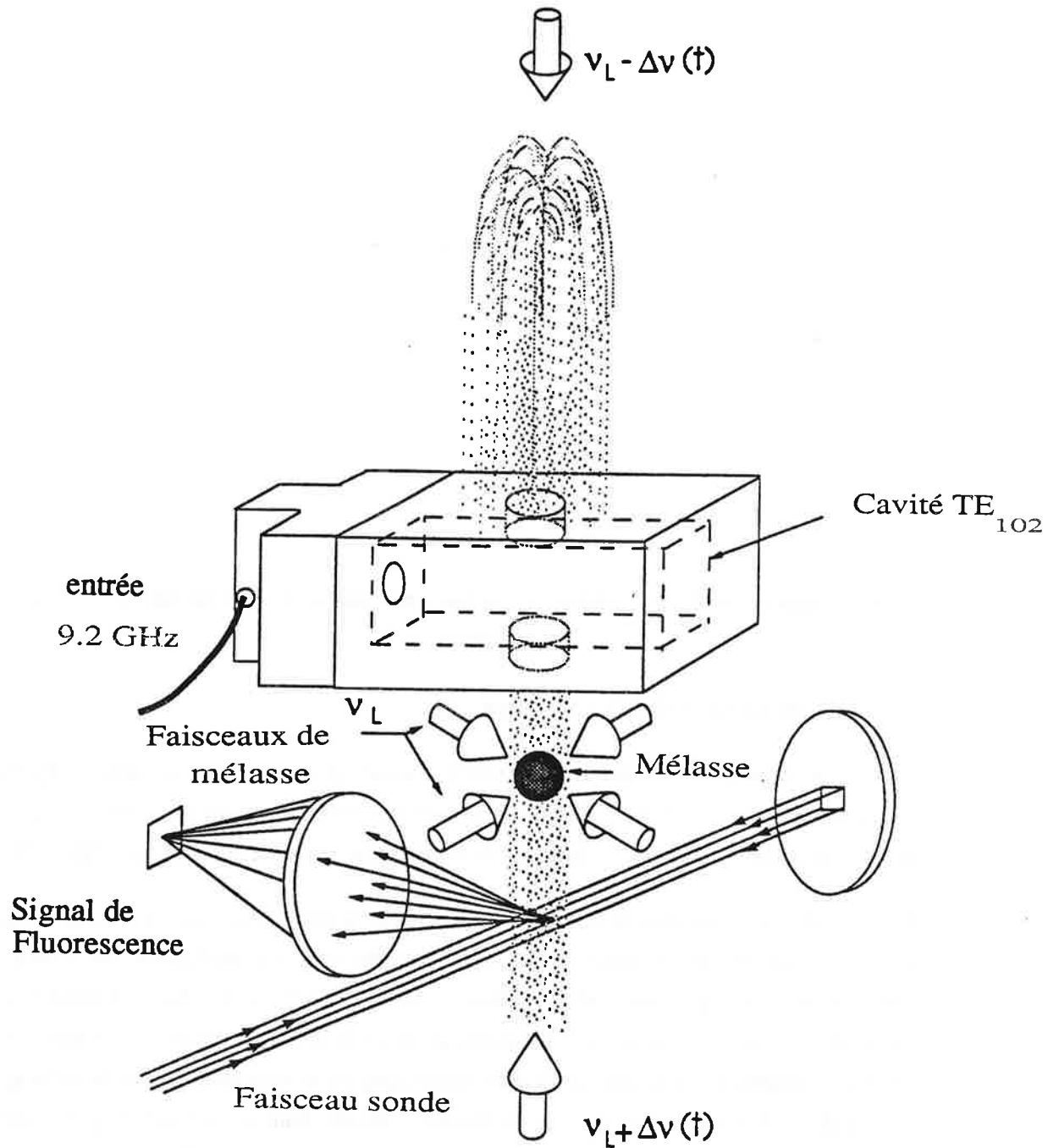


Figure (III. 29). Schéma de principe de l'expérience de l'horloge atomique.

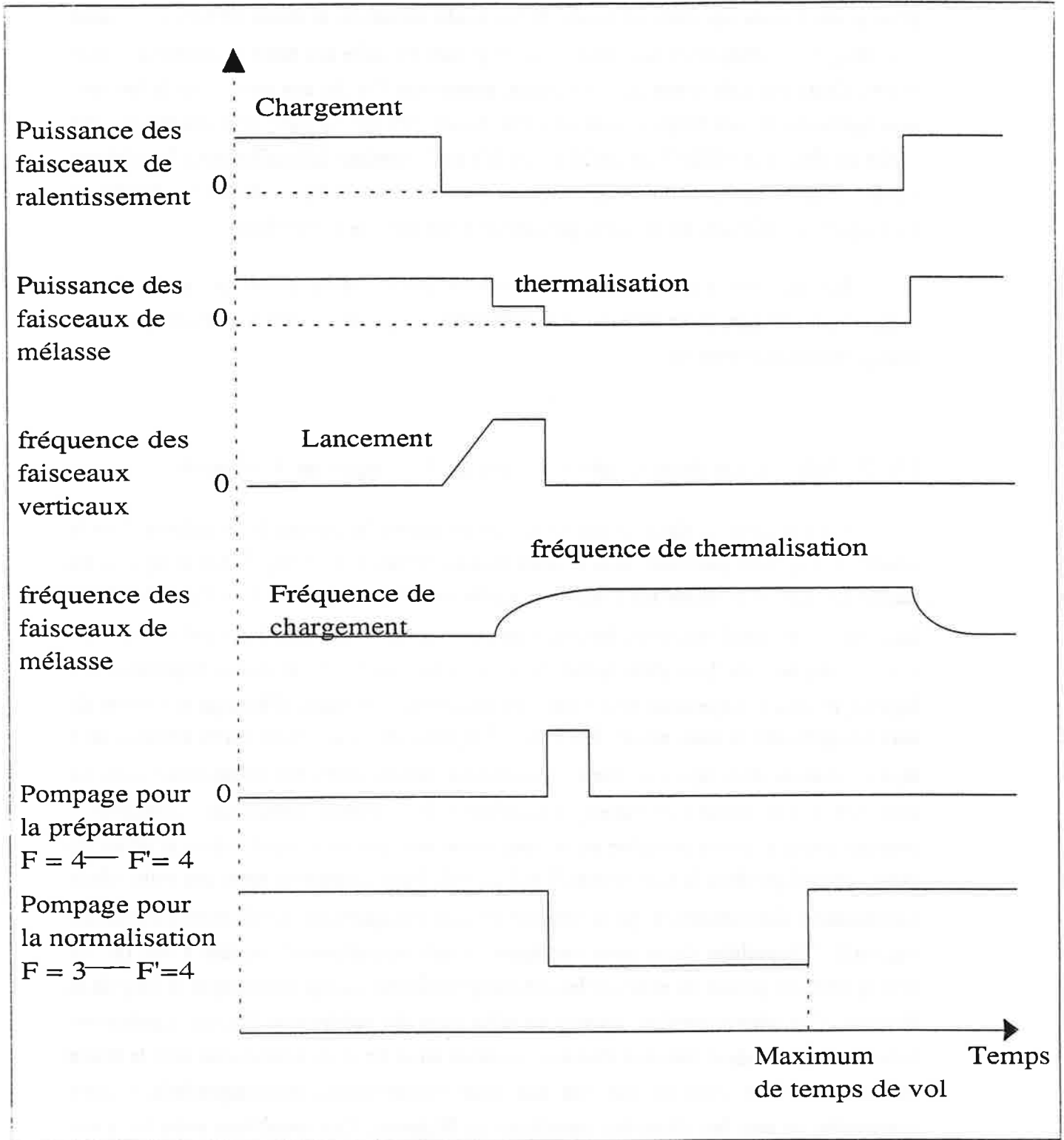


Figure (III. 30). Séquence temporelle des différents signaux de contrôle des différents modulateurs acousto-optiques.

Le système d'excitation micro-onde est constitué d'une cavité micro-onde réalisée à partir d'un guide d'onde standard en bande X. Le mode utilisé est le mode TE<sub>102</sub>. Le champ magnétique radiofréquence est vertical son amplitude est nulle aux bords et est maximale au centre. Deux trous de rayon égal à 8.5 mm, permettant l'accès aux atomes de la fontaine sont taillés sur la face longitudinale du guide figure (III.29). Le facteur de qualité de cette cavité est d'environ 1000. Cette cavité est excitée par le système déjà utilisé pour l'expérience d'horloge en jet ralenti et dont le principe est représenté sur la figure (II.28) du chapitre II. La fréquence à 9.2 GHz est mesurée par rapport à une horloge à Rubidium.

Un système à trois bobines d'Helmoltz permet d'appliquer un faible champ magnétique statique, pour résoudre les différentes composantes Zeeman et compenser le champ magnétique terrestre.

### III. 2. Préparation dans le niveau hyperfin $F=3$ $m_f=0$ ou $F=4$ $m_f=0$ .

Pour détecter le signal d'horloge sur un fond noir, les atomes de la mélasse dans le niveau  $F = 4$ , sont préparés dans le sous-niveau Zeeman  $F=3$   $m_f=0$ . Ce pompage est réalisé à l'aide d'une diode laser accordée sur la transition  $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow P_{3/2} F' = 4$ . Ce faisceau est mélangé aux deux faisceaux horizontaux de la mélasse. Leur polarisation est linéaire. Au bout de 2 ms d'interaction tous les atomes sont dans le niveau hyperfin  $F = 3$  figure ( III.31.a ). Cependant seulement 11% contribuent au signal d'horloge autrement dit sont pompés dans le sous-niveau  $F = 3$   $m_f = 0$  figure ( III.31.b ). Nous avons constaté qu'il était nécessaire d'appliquer un champ magnétique vertical d'environ 30 mG pour avoir un bon contraste de franges de Ramsey. La présence de ce champ magnétique est nécessaire pendant toute la durée effective de la fontaine et non pas seulement durant la phase de pompage optique dans le sous-niveau  $F = 3$   $m_f = 0$ . Nous constatons aussi que cette valeur est beaucoup plus importante que la variance du champ magnétique dans la zone d'interaction (qq mG). L'hypothèse émise pour expliquer un tel comportement consiste à dire que ce champ vertical permet de masquer les inhomogénéités du champ magnétique le long de la fontaine. Ces inhomogénéités peuvent en effet créer des cohérences Zeeman capables de brouiller la phase de la fonction d'onde des atomes entre les deux interactions avec la cavité micro-onde. Ceci n'est en fait vrai que pour d'importantes inhomogénéités. L'autre éventualité ce sont les effets des transitions de Majorana. Ces transitions entre les sous-niveaux Zeeman du même niveau hyperfin sont plus fréquentes à faible champ magnétique (18).

Le second type de pompage utilisé est un pompage à deux lasers accordés respectivement sur les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4'$  ( $\pi$ ) et  $F = 3 \rightarrow F' = 4'$  ( $\pi$  et  $\sigma$ ). Le

premier est envoyé dans une seule direction horizontale, le second qui sert aussi comme faisceau repompeur dans la mélasse optique, est présent dans les deux directions ( cette dernière condition est nécessaire pour un bon fonctionnement de la mélasse optique ). Le champ magnétique vertical est égal à 200 mG. Pour ne pas modifier la température d'équilibre dans la mélasse ce champ est modulé de façon à être égal à 30 mG en dehors de la phase de pompage. L'efficacité de pompage dans le sous-niveau hyperfin  $F = 4 m_f = 0$  est alors égale à 30%.

Dans les deux configurations utilisées les mesures des efficacités de pompage sont en bon accord avec les prévisions des différents modèles existants ( 19, 20, 21).

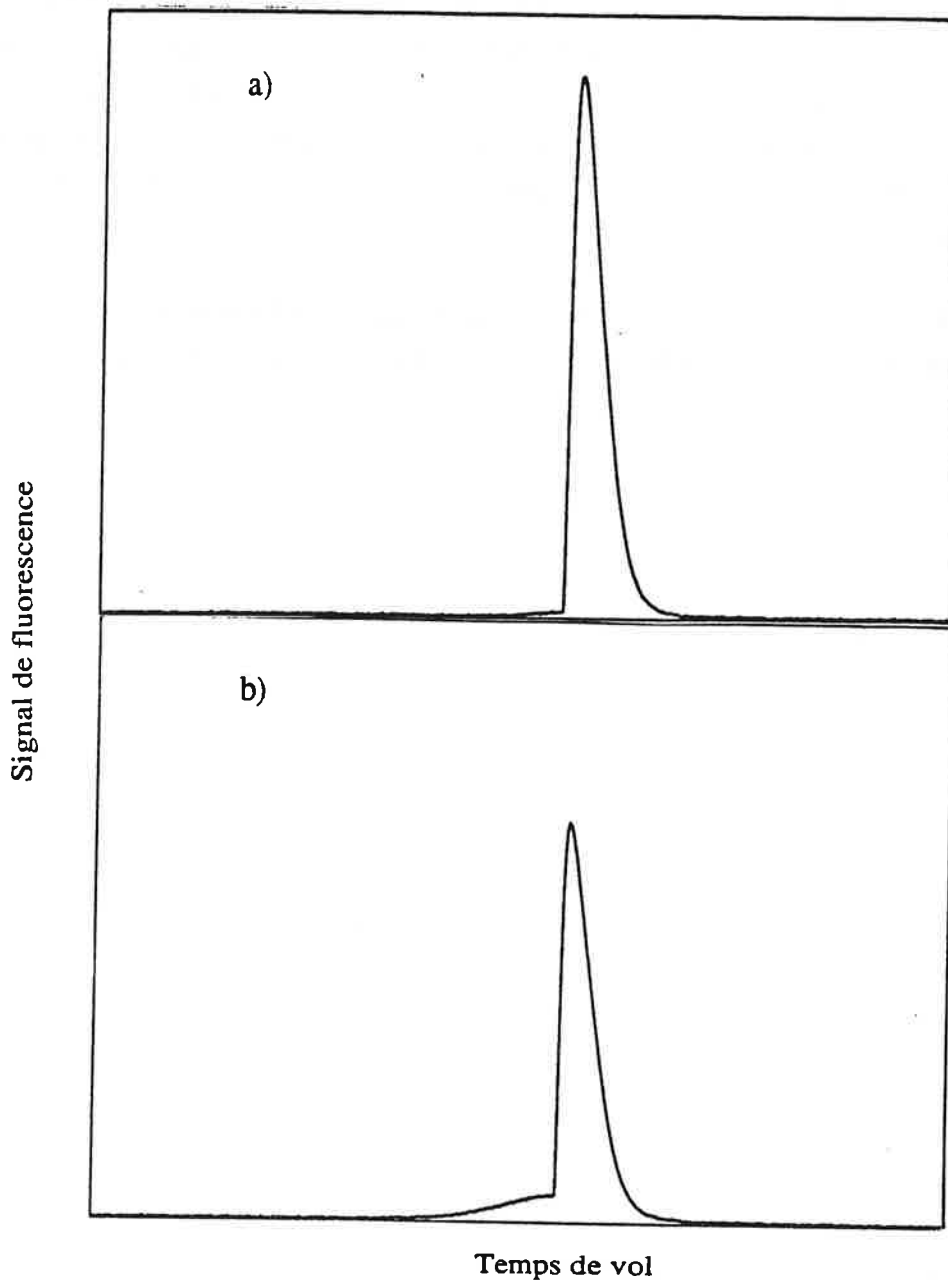


Figure (III.31). Pompage optique de préparation pour l'observation de la transition de l'horloge atomique. Le temps de vol est découpé en deux parties: la première partie constitue le signal d'horloge proprement dit. La seconde donne un signal proportionnel au nombre total d'atomes dans chaque fontaine (voir texte).

a) Plus de 95% du nombre total d'atomes dans la mélasse est pompé dans le niveau hyperfin  $F = 3$ .

b) Signal de franges de Ramsey à son maximum (à résonance): du rapport des aires, on déduit qu'environ 11% du nombre total d'atomes avait été pompé dans le sous-niveau hyperfin  $F = 3 \ m_f = 0$ .



### III. 3. Méthode de normalisation.

La normalisation du signal d'horloge est un point critique pour la qualité du rapport signal sur bruit. Il s'agit d'un signal pulsé. Si le nombre d'atomes n'est pas constant d'un cycle à l'autre, cela induit du bruit sur le signal des franges de Ramsey. Une forme de normalisation est nécessaire pour s'affranchir de telles fluctuations. Ces fluctuations peuvent provenir des fluctuations de fréquence des lasers de ralentissement ( voir chapitre I ) qui affectent le nombre d'atomes dans la mélasse ainsi que sa distribution spatiale. En effet, si la vitesse finale du jet ralenti fluctue, les atomes sont arrêtés en différents endroits de la mélasse. D'autre part, comme le temps nécessaire pour l'homogénéisation spatiale est égal à la durée de vie de la mélasse ( 0.5 - 2.5 s ), on ne peut pas se permettre une homogénéisation parfaite sans dégrader le rapport signal sur bruit. D'autres sources de fluctuations peuvent provenir de la non reproductibilité des conditions de lancement et du bruit de fréquence du laser sonde qui induit des fluctuations du signal de fluorescence détecté.

La méthode adoptée consiste à normaliser le signal d'horloge par un signal proportionnel au nombre d'atomes dans la mélasse optique. Pour cela on opère de la façon suivante: supposons que les atomes sont préparés dans le sous-niveau hyperfin  $F = 3 m_f = 0$ , comme le signal d'horloge est détecté par fluorescence sur la transition  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ , il est proportionnel à la probabilité de la transition  $F = 3 \rightarrow F = 4$ . Nous mesurons d'abord l'aire de la première moitié du signal de temps de vol. Cette aire notée  $A_{F=4}$  comprend uniquement les atomes qui ont subi la transition d'horloge. A l'instant  $t_{vMax}$  correspondant au maximum du signal de temps de vol, on applique un faisceau laser accordé sur la transition  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ . Ce laser permet de pomper tous les atomes qui se trouvent dans le niveau hyperfin  $F = 3$  vers le niveau hyperfin  $F = 4$ . Ainsi l'aire de la seconde moitié du profil de temps de vol notée  $A_{F=3+F=4}$  est proportionnelle au nombre d'atomes total dans la mélasse. Le signal d'horloge normalisé est proportionnel à la probabilité de transition et s'écrit:

$$S = \frac{A_{F=4}}{A_{F=3+F=4}} \quad (\text{III.34})$$

En pratique, le faisceau laser de pompage utilisé pour la normalisation est issu du laser repompeur mélasse et superposé au faisceau sonde. La fréquence du laser repompeur

est asservie pendant la période comprise entre la fin de la phase de thermalisation et le maximum du profil de temps de vol, on ouvre l'asservissement et on désaccorde la fréquence de 1.5 GHz par rapport à la transition  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ . A l'instant  $t$  égal à  $t_{vMax}$ , il est rapidement rendu résonant et asservi ( constante de temps inférieure à  $100 \mu s$  ).

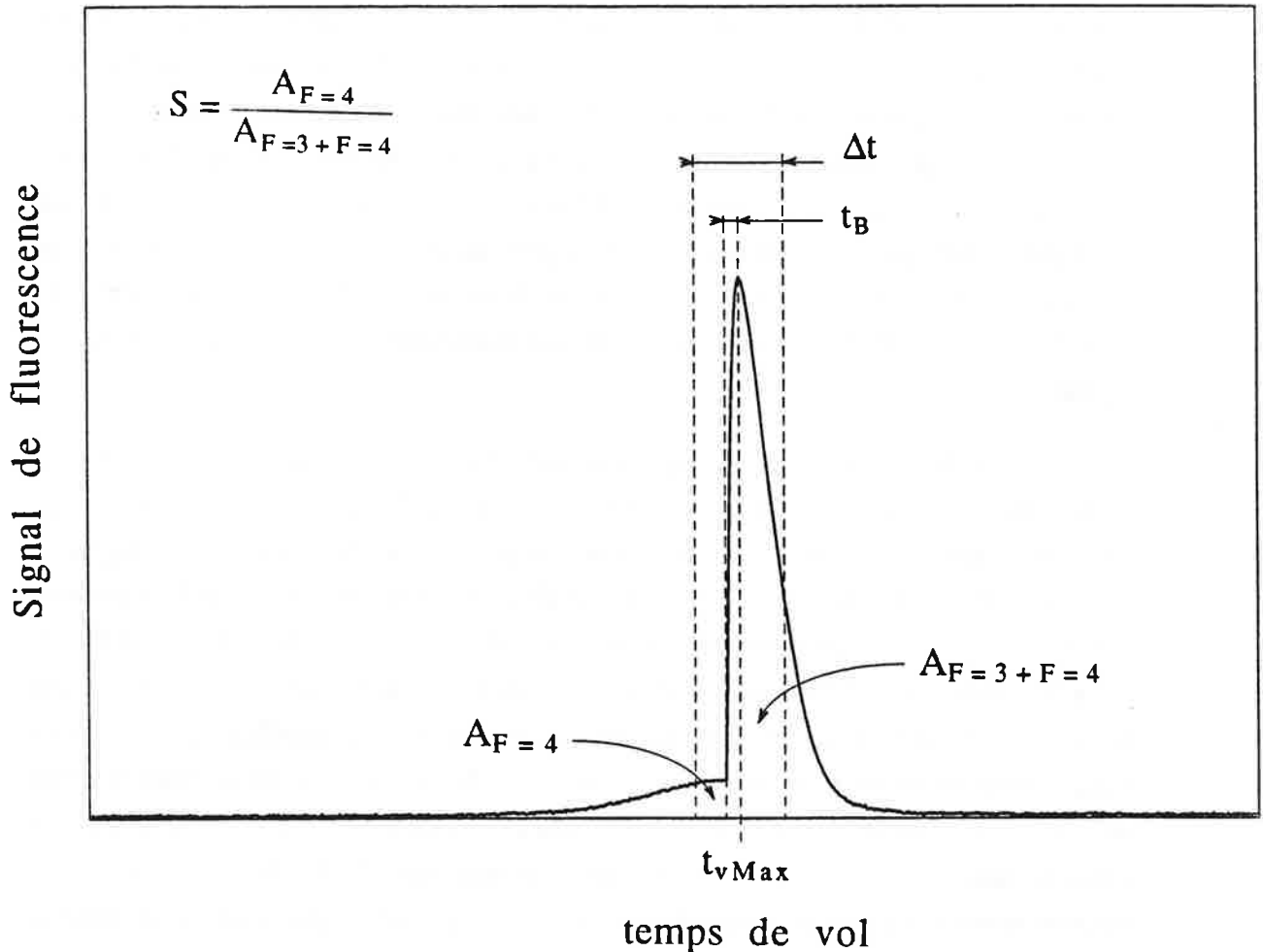


Figure (III.32). Méthode de normalisation.

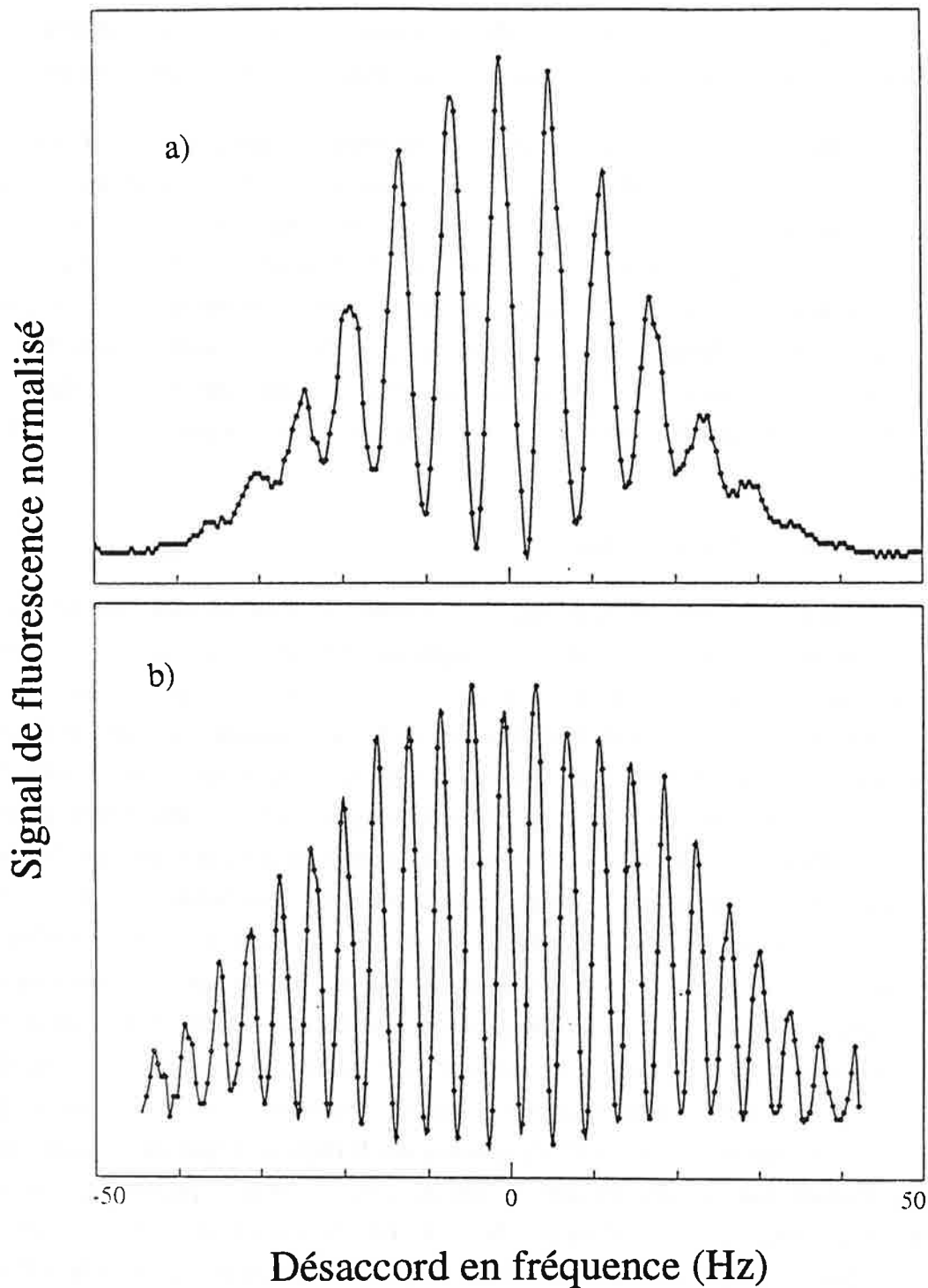
Pour que cette méthode de normalisation soit parfaite, il faudrait que les mêmes atomes contribuent au calcul de chacune des aires. Cette condition est vérifiée si la largeur du profil de temps de vol est plus faible que la durée moyenne de transit des atomes dans le faisceau sonde. Cette condition n'étant pas réalisée nous sommes donc amenés à intégrer le signal sur un intervalle de temps de l'ordre du temps de transit des atomes dans la sonde, ce qui dégrade légèrement le rapport signal sur bruit. Concrètement, figure (III.32), l'aire  $A_{F=3}$  est obtenue en intégrant le signal de temps de vol entre  $t_{max} - \Delta t$  et  $t_{max}$  et l'aire  $A_{F=3+F=4}$  entre  $t_B + t_{max}$  et  $t_B + t_{max} + \Delta t$ . La borne  $t_B$  permet de s'affranchir des effets transitoires du pompage optique. Une étude statistique des fluctuations du rapport  $S$  sur plusieurs cycles

nous a permis de dégager les valeurs optimales des paramètres  $\Delta t$  et  $t_B$ . Typiquement, on réduit l'effet des fluctuations du nombre d'atomes d'une fontaine à l'autre à  $10^{-3}$  environ.

L'inconvénient majeur de cette méthode de normalisation est que le signal dépend fortement de la forme du profil de temps de vol. Par exemple, si la vitesse de lancement fluctue très légèrement, ceci conduit à un signal parasite. Pour améliorer la qualité de détection, il serait indispensable d'utiliser une autre méthode de normalisation. On pourra, par exemple utiliser deux zones de détection successives et deux photodiodes différentes, de façon à résoudre temporellement les deux signaux de temps de vol. Dans ce cas la première détection ne doit pas changer le nombre d'atomes susceptibles d'être détectés dans la seconde. Pour des raisons d'encombrement mécanique, nous n'avons pas pu utiliser cette méthode.

### III. 4. Résultats expérimentaux.

La figure (III.33) présente les spectres de la transition de l'horloge atomique, obtenus pour deux fontaines atomiques de hauteur et température différentes. La fréquence micro-onde est balayée sur une plage de  $\pm 50$  Hz avec un pas de 0.5 Hz. Sur le spectre donné dans la figure(III.33.b), la température de la fontaine est de  $5.5 \mu\text{K}$ . Lancés avec une vitesse de 1.4 m/s les atomes atteignent une hauteur de 6.4 cm soit un temps moyen d'interaction de 0.25 s. La largeur à mi-hauteur de la frange centrale est égale à 2.0 Hz. Cette résolution est de 50 à 1000 fois plus grande que celle obtenue à l'aide des horloges à césium actuellement en fonction. Nous constatons que la frange centrale est légèrement moins intense que les deux latérales car la puissance dans la cavité est légèrement au delà de la puissance optimale définissant le pulse  $\pi/2$ . Le nombre de franges relativement important est la signature de la faible dispersion du produit  $b T_{\text{int}}$ , de l'amplitude du champ micro-onde dans la cavité, et du temps d'interaction. La distribution des temps d'interaction avec la micro-onde dépend de la distribution de vitesse et de la distribution spatiale des atomes dans la mélasse. Si la hauteur de la fontaine est du même ordre de grandeur que la dispersion spatiale longitudinale, le temps d'interaction est très sensible à cette dispersion. Dans le premier spectre la dispersion de vitesse longitudinale  $\delta v_z / v_z$  est de l'ordre de  $\pm 1.5\%$ . Sur la figure (III.33.a), la température des atomes est un peu plus élevée et vaut  $T = 26 \mu\text{K}$ , la hauteur de la fontaine est de 3.4 cm correspondant à une vitesse de lancement de 1.19 m/s. La largeur de la frange centrale est de 3.0 Hz. Le piédestal de Rabi s'étend sur une largeur de 50 Hz. Nous constatons que le spectre est moins contrasté dans les ailes que le spectre précédent. Ceci est dû à la hauteur de la fontaine qui est deux fois plus faible ( distribution des temps d'interaction ) et à la dispersion de la vitesse longitudinale qui est deux fois plus importante.



*Figure (III.33). Frange de Ramsey sur la transition de l'horloge atomique.  
 Points représente l'expérience et la courbe continue représente une interpolation cubique.  
 a)  $T = 26 \mu\text{K}$ ,  $v_i = 1.15 \text{ m/s}$ ,  $h = 3.4 \text{ cm}$ , largeur à mi-hauteur = 3.0 Hz.  
 b).  $T = 5.5 \mu\text{K}$ ,  $v_i = 1.4 \text{ m/s}$ ,  $h = 6.4 \text{ cm}$ , largeur à mi-hauteur = 2.0 Hz.  
 Chaque point du spectre est la moyenne de cinq fontaines successives.*

Pour estimer le rapport signal sur bruit la résonance de Ramsey, nous avons enregistré dans les mêmes conditions que la figure (III.33.b), un spectre sur une plage de fréquence de 3 Hz et avec un pas en fréquence de 0.2 Hz figure (III.34). La courbe en continue représente un lissage par moindre carrés par une fonction sinusoidale représentant la probabilité de transition théorique.

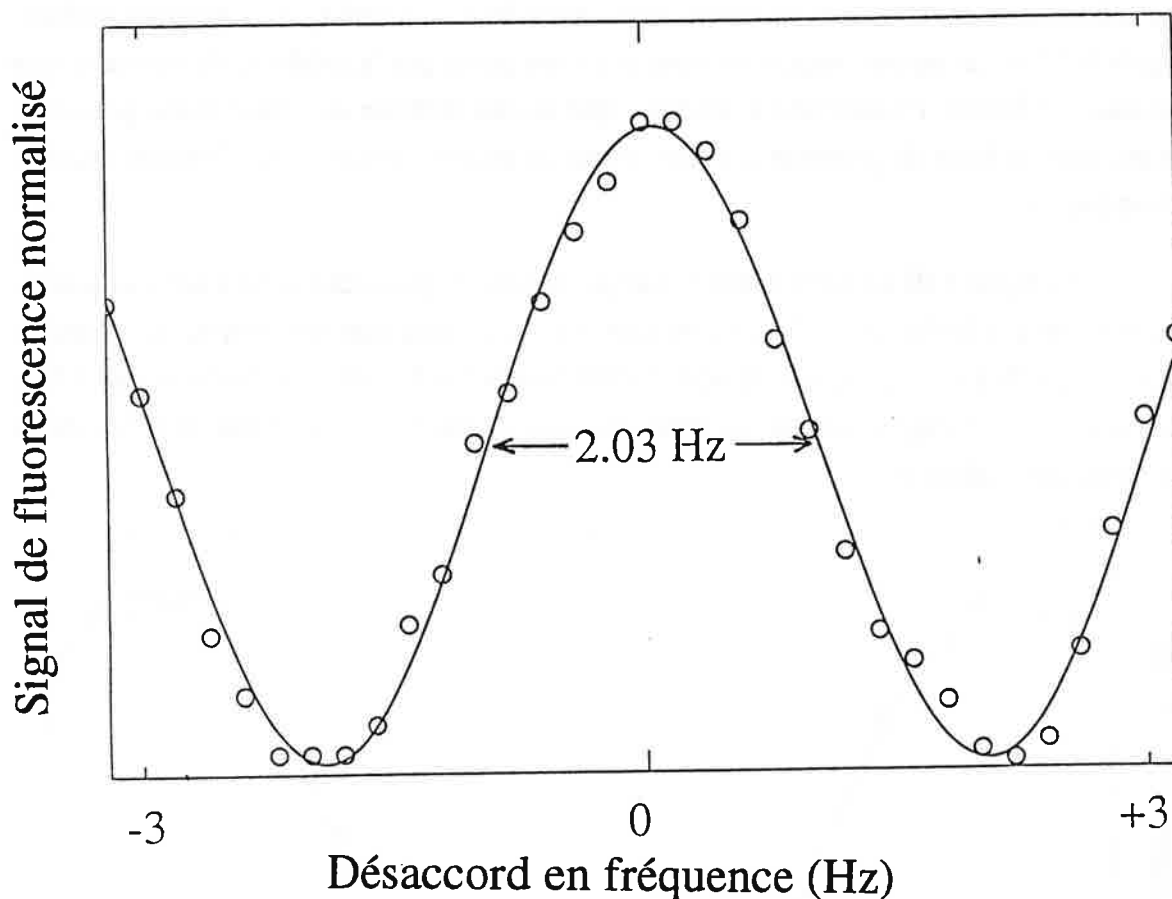


Figure (34). Frange centrale dans les mêmes conditions expérimentales que la figure (III.33.a). Les atomes sont préparés dans le sous-niveau hyperfin  $F = 3$ ,  $m_f = 0$ .

Chaque point du spectre est la moyenne de cinq fontaines successives.

Point représente les résultats expérimentaux et la courbe continue représente un lissage par moindre carrée à l'aide de la probabilité de transition théorique.

$$S_{th}(\omega) = \frac{1}{2} (1 + \cos(\omega - \omega_{at})T) \quad (\text{III.35})$$

où  $\omega$  est la fréquence micro-onde et  $\omega_{at}$  la fréquence atomique centrale.

La déviation standard en amplitude qui mesure également le rapport bruit sur signal est de 2.8%. Ce bruit est essentiellement dû au bruit en fréquence de la source à 9.2 GHz. La déviation standard en fréquence, est quant à elle, de l'ordre de 50 mHz où  $5.5 \cdot 10^{-12}$ . Elle est comparable à la variance d'Allan de l'oscillateur à quartz qui génère le signal à 9.2 GHz. Ceci montre bien que le rapport S/B est limité par le bruit en fréquence de la source. Cette constatation est confirmée par le fait que ce rapport s'améliore quand on dégrade la résolution en réduisant la hauteur de la fontaine, il vaut alors 30 sur un seul cycle d'horloge de durée égale à 1.1 s. Le rapport signal sur bruit est alors limité par la méthode de normalisation utilisée. Un facteur 10 pouvant encore être gagné si cette méthode de normalisation permettait d'atteindre le bruit de grenaille qui correspond au nombre d'atomes dans chaque cycle de fontaine.

La figure ( III.35 ) représente la frange centrale du profil de Ramsey dans les mêmes conditions que la figure (III.34 ) à ceci près que les atomes sont préparés dans le niveau  $F = 4$   $m_f = 0$ , par un pompage optique à deux lasers. La déviation standard est de 3.5 %. Dans ce cas, le rapport signal sur bruit est moins bon et est limité par la méthode de normalisation adoptée.

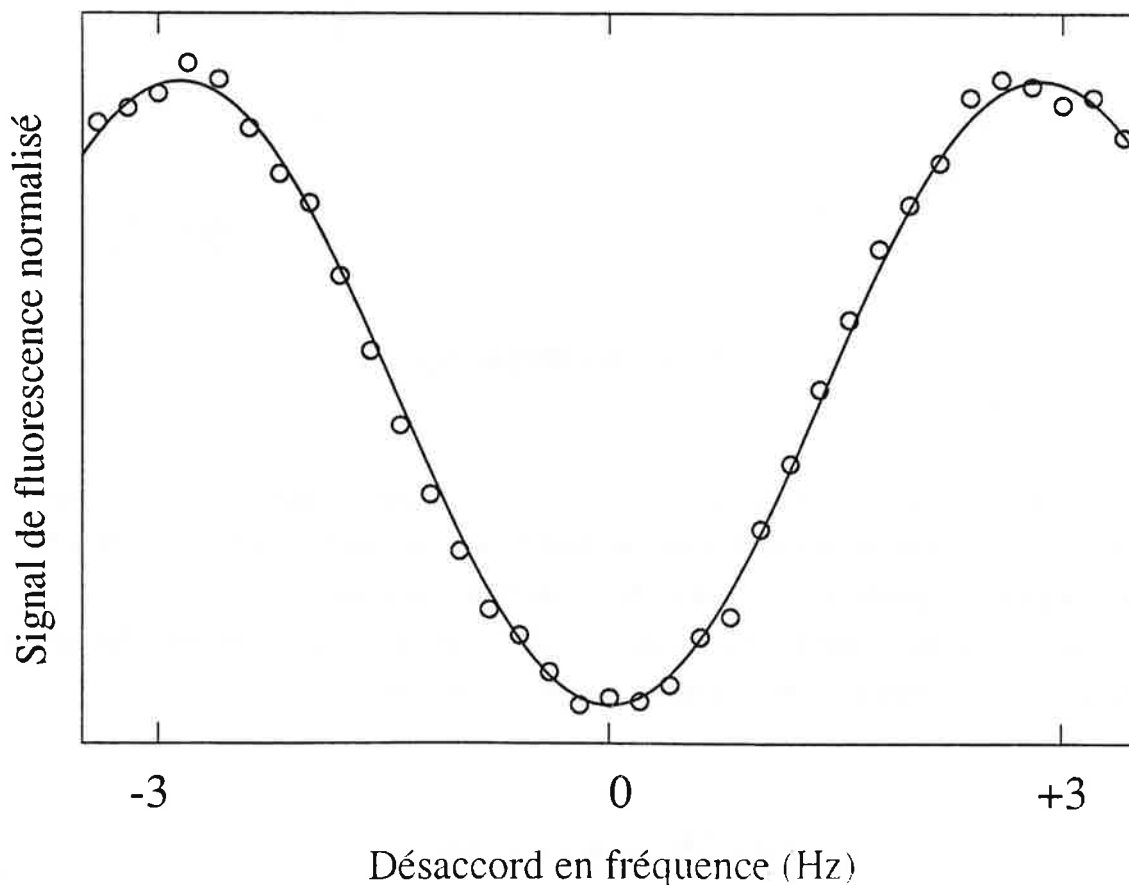


Figure (III.35). Frange centrale, même condition que la figure (III.34). Les atomes sont préparés dans le sous-niveau hyperfin  $F = 4$ ,  $m_f = 0$ .

### III. 5. Estimation de la stabilité de l'horloge atomique.

La stabilité de l'horloge est définie comme la stabilité d'un oscillateur asservi sur la fréquence de sa transition. Elle est conventionnellement caractérisée par la variance d'Allan déjà introduite dans le chapitre II. Pour une distribution monocinétique et en modulant la fréquence sur la demi-largeur de la frange, son expression est donnée par :

$$\sigma(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\pi\nu_0} \left( \frac{B}{S} \right)_{\text{cycle}} \left( \frac{\tau_{\text{int}}}{T_{\text{cycle}}} \right)^{-1/2} \quad (\text{III.36})$$

où  $\tau_{\text{int}}$  est la durée d'intégration et  $T_{\text{cycle}}$  représente la durée d'un cycle d'horloge.

Dans les conditions définies précédemment la variance d'Allan vaudrait:

$$\sigma(t) = 3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$$

Cette valeur est comparable à celle obtenue avec les meilleurs étalons primaires de laboratoire.

## Conclusion.

Nous avons mesuré des températures d'équilibre des atomes dans une mélasse optique à trois dimensions, aussi basses que  $2.5 \mu\text{K}$  avec une précision de  $\pm 0.6 \mu\text{K}$ . Nous avons ensuite étudié le comportement de la température d'équilibre en fonction de l'intensité moyenne des faisceaux de mélasse et du désaccord par rapport à la fréquence de résonance de la transition utilisée. Cette étude est un excellent test des théories de refroidissement sub-Doppler, en particulier du refroidissement lié à l'effet Sisyphes. A grand désaccord, nous avons trouvé une variation linéaire de la température en fonction du rapport  $\Omega^2/\delta$  qui représente la variation typique du déplacement lumineux du niveau fondamental. Nous avons également montré que le mécanisme Sisyphes reste efficace au delà de la plage de linéarité de la force. Ce résultat est tout à fait compatible avec un modèle qui s'est développé parallèlement à nos expériences. Pour interpréter ce résultat, ce modèle introduit la dépendance en vitesse du coefficient de diffusion dans une mélasse à gradient de polarisation. Ces expériences nous ont aussi permis de mettre en évidence l'existence d'une valeur seuil du rapport  $\Omega^2/\delta$  au-dessous de laquelle le mécanisme Sisyphes devient inefficace. Le comportement de ce phénomène en fonction de l'intensité et du désaccord a également été analysé.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous nous sommes intéressés à la réalisation et l'étude d'une fontaine atomique. Nous avons comparé trois méthodes de lancement : La méthode utilisant une force de pression de radiation verticale et sans refroidissement transverse, celle avec refroidissement transverse et finalement la technique d'une mélasse en mouvement. L'analyse des deux dernières méthodes, montre de façon particulièrement évidente, l'existence d'un fort coefficient de friction pour les faibles vitesses. Ce qui jusqu'ici n'était confirmé que par la mesure des températures sub-Doppler. Nous avons également montré qu'il était possible de réaliser, à partir d'une mélasse en mouvement, une fontaine atomique qui conserve les propriétés de la mélasse initiale. A titre d'exemple, la quasi-totalité des atomes de la mélasse sont lancés avec une vitesse initiale de  $1.4 \text{ m/s}$  puis refroidis à une température de  $5.5 \mu\text{K}$ . Nous avons pu montrer que le lancement est plus efficace à faible désaccord et haute intensité et de mettre en évidence l'existence d'une accélération maximale qui dépend de l'intensité, du désaccord à résonance et des caractéristiques intrinsèques de l'atome ( $\hbar k/m$  ou  $\hbar k^2/m$ )

Nous avons ensuite observé la transition d'horloge sur une fontaine atomique. La largeur à mi-hauteur de la frange centrale du spectre de Ramsey est égale à  $2.0 \text{ Hz}$  avec un rapport signal sur bruit de 30 sur un cycle d'horloge de  $1.1 \text{ s}$ . Cette résolution est de 50 à 100 fois plus importante que celle obtenue avec les meilleures horloges classiques. Nous sommes donc capables d'ajuster largement cette résolution en changeant uniquement la



hauteur de la fontaine ce qui n'est pas facilement réalisable dans les horloges classiques. La stabilité à court terme d'un oscillateur asservi sur cette transition serait égale à  $3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$  soit  $10^{-14}$  par jour. Ce résultat est comparable aux meilleurs étalons primaires actuels.

Dans le chapitre suivant nous allons établir une expression analytique de la variance d'Allan en fonction des paramètres de la fontaine et de la détection. Cette expression nous permettra de discuter l'importance de chaque paramètre et d'estimer la meilleure stabilité réalisable par cette technique. Nous aborderons également les problèmes de l'exactitude de l'horloge ainsi obtenue.



**Références.**

- (1) J.R.Zacharias, (1954) non publié.
- (2) N.F.Ramsey, *phys.Rev.* 78, 695 (1950); et *Molecular beams*, Oxford University Press, Oxford (1985).
- (3) P. Forman, *Proceeding of IEEE*, vol. 73, N<sup>o</sup>. 7, 1181 (1985).
- (4) Voir revue speciale *J. Opt. Soc. Am.* B2 (1985) et B6 (1989).
- (5) A. de Marchi, *Metrologia*, 18, 103 (1982).
- (6) G.Beausoleil et T.W.Hansch, *Phys. Rev.* A33, 1661, (1986).
- (7) J.L.Hall et M.Zhu, *J. Opt. Soc. Am.* B6, 2194 (1989).
- (8) M.Kasevich et al, *Phys. Rev. Lett.* 63, 612 (1989).
- (9) P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, C. Tanner, R. Watts, and C. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am.* B6, 2023 (1989).
- (10) Y. Shevy, D. Weiss and S. Chu, in *Spin Polarised Quantum Systems*, S. Stringari, ed. ( World scientific, Singapore, 1989), p. 287.
- (11) P.Lett, R.Watts, C.Westbrook, W.D.Phillips, P.Gould and H.Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 61, 169 (1988).
- (12) J.Dalibard et C.Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* B6, 2023 (1989).
- (13) P.Ungar, D.Weiss, E.Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am.* B6, 2058 (1989)
- (14) Y.Castin et J.Dalibard, *Europhys. Lett*, 14, 761 (1991).
- (15) Y. Castin. Thèse. (1992).
- (16) E.Riis, D.Weiss, K.Moler and S.Chu, *Phys. Rev. Lett.* 64, 1658 (1990).
- (17). D.Weiss et al, *Proc of the L.I.K.E workshop*, Isola d'Elba (1990).
- (18). J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standard* ( Adam Hilger ) 1989.
- (19). E.D. Leclercq et P. Mangin E.F.T.F.P (1989).
- (20) P.Tremblay et C. Jacques, *Phys. Rev.* A41, 4989 (1990).
- (21) V. Giordano. Thèse. Paris XI (1987).



**Chapitre IV**

**Perspectives et performances d'une horloge à atomes froids**

Chapter 7

Introduction to Professional Sales and Marketing

## Introduction.

Dans les deux chapitres précédents nous avons observé la transition de l'horloge à césium sur un jet ralenti et refroidi par laser et sur une fontaine atomique réalisée à partir d'une mélasse en mouvement. Nous avons dans chaque cas estimé la stabilité de l'horloge atomique susceptible d'être réalisée. Sur le tableau (I.1), nous avons reporté les principaux résultats obtenus.

	Conditions	Résolution des franges de Ramsey	Facteur de qualité de la transition	Stabilité à court terme
Jet ralenti	$v_f = 50$ m/s $T = 140$ mK	3 KHz	$3.07 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^{-9} \tau^{-1/2}$
Fontaine atomique	$v_0 = 1.4$ m/s $T = 5.5$ $\mu$ K $10^7$ atomes	2 Hz	$4.6 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$

Tableau (I.1)

Cependant, pour faire une analyse plus profonde de l'apport de ces deux méthodes à l'horloge à césium, il est nécessaire d'estimer les erreurs systématiques qui affectent l'exactitude de la mesure de la fréquence de la transition d'horloge. Comme il a été mentionné auparavant, ces erreurs sont souvent liées soit directement soit indirectement au mouvement des atomes dans l'échantillon utilisé. D'autre part, dans la mesure où l'on propose de nouveaux schémas d'horloge, il est également intéressant d'estimer les performances ultimes qu'on peut espérer atteindre avec des conditions expérimentales optimisées.

Dans ce chapitre nous allons essayer de répondre à ces questions. Dans un premier stade, nous analyserons la stabilité potentielle dans chaque expérience. Pour cela nous établirons deux expressions analytiques de la variance d'Allan en fonction des paramètres caractéristiques de chaque technique. En optimisant ces paramètres et en se basant sur les résultats expérimentaux nous donnerons une estimation des meilleures performances potentielles.

La seconde partie sera consacrée au calcul des erreurs systématiques essentiellement liées au mouvement des atomes utilisés. Nous ferons un bref rappel de ces notions pour un jet ralenti et pour une fontaine atomique. Ces résultats seront comparés à ceux des meilleures horloges existantes actuellement.

Nous donnerons finalement quelques perspectives des techniques de refroidissement en métrologie et en spectroscopie à haute résolution.

## I. Analyse de la stabilité d'une horloge à atomes froids.

### I.1.Rappels.

a. Nous rappelons que la stabilité de l'horloge est définie comme la stabilité d'un oscillateur asservi sur la fréquence centrale de la transition atomique ( frange centrale du profil de Ramsey). Elle est commodément caractérisée par la variance d'Allan (1). Pour signal pulsé, une distribution de vitesse monocinétique et en modulant la fréquence sur la demi-largeur de la frange, elle est donnée d'après (2) par

$$\sigma(\tau) = \frac{\delta\nu}{\pi\nu} \left( \frac{B}{S} \right)_{\text{cycle}} \left( \frac{T_{\text{cycle}}}{\tau} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.1})$$

où  $T_{\text{cycle}}$  représente la durée d'un cycle d'horloge.

$(S/B)_{\text{cycle}}$  est le rapport signal sur bruit sur un cycle d'horloge.

$\delta\nu$  la largeur à mi-hauteur de la frange centrale.

$\tau$  le temps d'intégration du signal.

b. La largeur à mi-hauteur en fréquence du profil de Ramsey autour de la résonance est donnée (§ II.55) par

$$\delta\nu = \frac{1}{2 T_{\text{int}}} \quad (\text{Hz}) \quad (\text{IV.2})$$

où  $T_{\text{int}}$  est la durée de précession libre en seconde ( temps de vol entre les deux excitations ).



**I.2.Hypothèse et notations:**

Pour le calcul du rapport signal sur bruit, on supposera que le système de détection utilisé est suffisamment performant pour atteindre la limite du bruit de grenaille. Si l'on appelle  $N$  le nombre d'atomes dans la zone de détection et dans l'hypothèse où la statistique de détection est poissonnienne, le rapport signal sur bruit est donné par:

$$S/B = \sqrt{N} \quad (\text{IV.3})$$

Appelons  $v_0$  la vitesse moyenne de passage dans la cavité des atomes de la fontaine atomique. Le temps entre deux excitations micro-ondes s'écrit comme:

$$T_f = \frac{2 v_0}{g} \quad (\text{IV.4})$$

Pour un jet atomique, appelons  $v_f$  la vitesse finale du jet atomique ralenti, et  $L_c$  la longueur de la cavité, ce temps s'écrit:

$$T_{\text{jet}} = \frac{L_c}{v_f} \quad (\text{IV.5})$$

**I.3. Stabilité d'une horloge atomique sur jet ralenti par la technique de balayage de fréquence.**

Pour établir une expression générale de la stabilité, nous allons nous inspirer du modèle développé dans la première partie du chapitre II. Pour suivre le raisonnement, il est conseillé de se reporter à la séquence temporelle de l'expérience représentée sur la figure (II.22) du chapitre II. Soit  $I_f$  l'intensité du jet ralenti à une vitesse  $v_f$ . A un instant  $t$  donné après la fin du processus de ralentissement, elle s'écrit:

$$I_f(v_f, t) = n(v_f, t) v_f S \quad (\text{IV.6})$$

où  $n(v_f, t)$  est la densité un instant  $t$  après la fin du processus de ralentissement. Son expression est donnée dans (II.31).

$S$  est la section des trous de la cavité micro-onde.

Nous rappelons (chapitre II) qu'un cycle d'horloge est défini comme suit: on ralentit d'abord les atomes pendant une durée  $T_{\text{ramp}}$ , ces atomes sont pompés optiquement dans le sous niveau Zeeman  $F = 3, m_f = 0$ . La zone pompe est située à une distance  $L_{\text{sp}}$  de la zone de détection. Les atomes traversent ensuite la cavité micro-onde. La répartition temporelle des impulsions dans la cavité est choisie telle que tous les atomes de vitesse  $v_f$  subissent une excitation de Ramsey. La durée de la fenêtre de détection est égale  $T_D$ . Le nombre d'atomes  $N$  ayant subi la transition d'horloge et qui sont détectés, est donné par:

$$N(v_f) = \epsilon_p v_f S \int_{T_p}^{\text{Min}\left(\frac{L}{v_f}, T_D\right)} n(v_f, t) dt \quad (\text{IV.7})$$

où  $\epsilon_p$  est l'efficacité de pompage dans le sous-niveau hyperfin  $F = 3, m_f = 0$ .

$T_p$  est le temps de transit entre la zone de pompage et la zone de détection.

$L$  est la distance entre le four et la zone de détection. Le temps  $L/v_f$  représente l'intervalle de temps maximal, après la fin de la rampe de ralentissement, au delà duquel il n'y a plus d'atomes ralentis.

Dans l'hypothèse d'une détection à la limite du bruit de grenaille atomique, le rapport signal sur bruit vaut d'après (IV.3):

$$S/B = \sqrt{N(v_f)} \quad (\text{IV.8})$$

la largeur à mi-hauteur est donnée par les équations (IV.2) et (IV.5)

$$\delta v \approx \frac{v_f}{2 L_C} \quad (\text{IV.9})$$

La durée d'un cycle d'horloge s'écrit ( voir le chapitre II ):

$$T_{\text{Cycle}} = T_{\text{Ramp}} + T_p + T_D \quad (\text{IV.10})$$

où  $T_{\text{ramp}}$  est la durée de la rampe de balayage de la fréquence laser.

$T_p$  est le temps de transit entre la zone de pompage optique dans  $F = 3$ ,  $m_f = 0$  et la zone de détection. En remplaçant dans l'expression générale de la stabilité le signal sur bruit, la largeur de la raie ainsi que la durée d'un cycle d'horloge par leurs expressions définies respectivement dans (IV.9,10,11), on obtient:

$$\sigma(\tau) = \frac{v_f}{2 \pi L_c v} \frac{1}{\sqrt{N(v_f)}} \left( \frac{T_{\text{Ramp}} + T_p + T_D}{\tau} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.11})$$

La durée du cycle d'horloge, constitue un facteur de perte. De plus, comme le montre l'expression du nombre d'atomes utiles (IV.7), il faudrait que les atomes soit pompés juste à l'entrée de la cavité pour ne pas dégrader le rapport signal sur bruit.

La figure (IV.1) représente la variation de la stabilité en fonction de la vitesse finale du jet ralenti. Dans ce tracé, nous avons supposé que la distribution initiale du jet atomique est une distribution maxwellienne à une température de  $150^\circ$ . Les paramètres sont:  $T_{\text{rampe}}$  égale à 10 ms,  $T_D$  égale à 8 ms, la divergence du jet non ralenti à 4 mrd, la décélération optimale égale à  $29000 \text{ m/s}^2$ , la distance zone pompage-zone sonde et la longueur de la cavité valent 10 cm chacune, l'intensité jet thermique est égale à  $10^{10}$  atomes/s et l'efficacité de pompage est supposée égale à 100%. La stabilité décroît rapidement à partir des faibles vitesses, elle passe ensuite par une valeur minimale de  $6 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ . Cette valeur représente le meilleur compromis entre la résolution et le rapport signale sur bruit.

Quand la vitesse augmente, la stabilité varie très lentement. En effet sur le domaine de vitesse 10-150 m/s le gain en stabilité est inférieur à un ordre de grandeur: Le gain en intensité du jet ralenti est rapidement compensé par la perte en résolution. Cette stabilité optimale est comparable à celle des meilleures horloges conventionnelles;

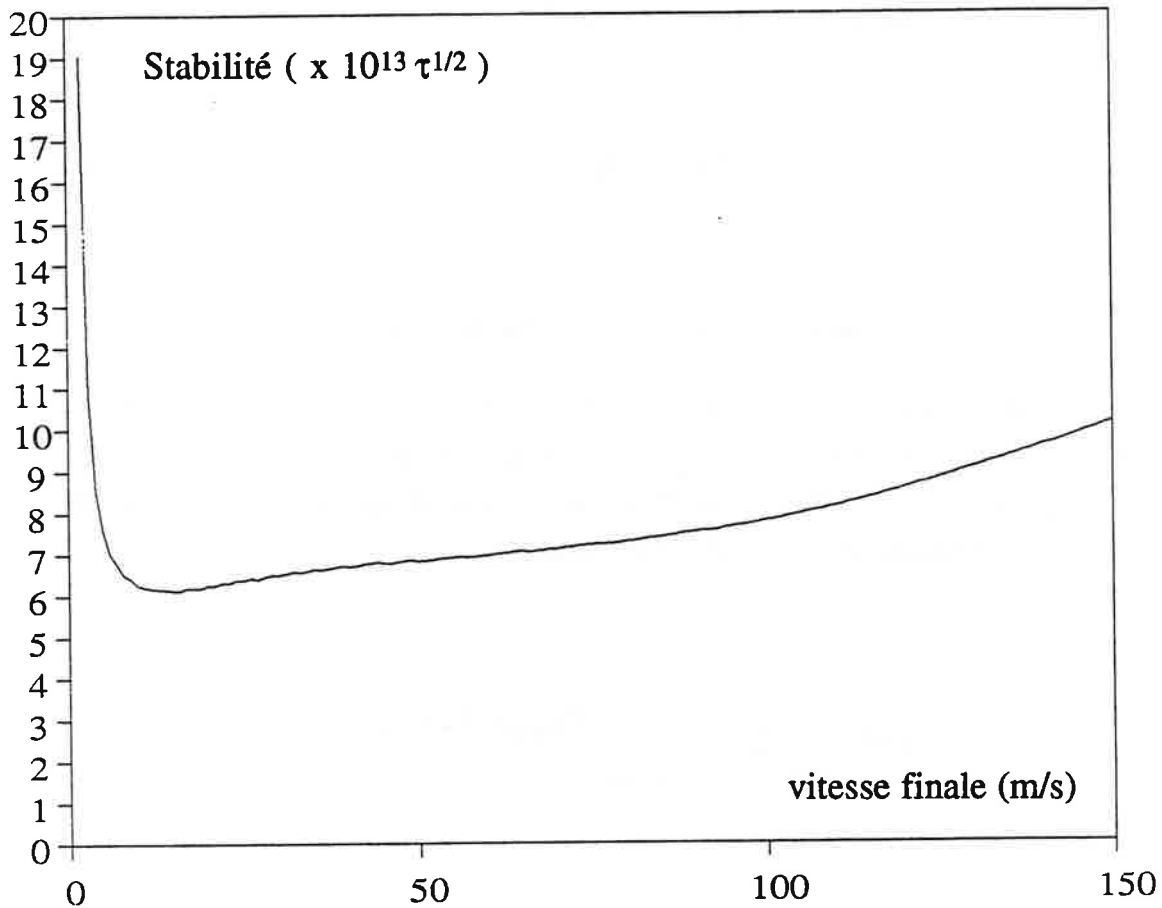


Figure (IV.1). Variation de la variance d'Allan en fonction de la vitesse finale.  
 $\theta_D = 4$  mrd, Distribution Maxwell-Boltzman ( $150^\circ$ ),  $L_{sp} = 10$  cm,  $L_c = 10$  cm, accélération =  $29000$  m/s<sup>2</sup>.

#### I.4. Stabilité d'une horloge réalisée à l'aide d'une fontaine atomique.

Dans le même esprit que précédemment, nous allons établir une expression analytique de la stabilité obtenue avec une fontaine où les atomes sont à une température d'équilibre T.

Soit  $N_0$  le nombre initial d'atomes dans la mélasse, le nombre d'atomes dans la fontaine qui traversent une ouverture de rayon  $R$ , après un temps de vol  $T_f$  s'écrit (voir Annexe III)

$$N = N_0 \left( 1 - \exp \left( - \frac{R^2}{2 \sigma^2 (T_f)} \right) \right) \quad (\text{IV.12})$$

$\sigma (T_f)$  est la variance caractérisant la distribution spatiale transverse des atomes dans la fontaine c'est une fonction de la température d'équilibre de la mélasse (annexe III), elle s'écrit :

$$\sigma^2 (t) = \sigma_0^2 + 2 (v_{\text{rms}} T_f)^2 \quad (\text{IV.13})$$

où

$\sigma_0$  est la variance de la distribution spatiale initiale des atomes dans la mélasse. Cette distribution est supposée gaussienne.

et

$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{k_B T}{2 m}}$$

$k_B$  est la constante de Boltzman et  $m$  la masse atomique.

La durée d'un cycle d'horloge s'écrit:

$$T_{\text{cycle}} = T_{\text{charge}} + T_f \quad (\text{IV.14})$$

où  $T_{\text{charge}}$  représente la durée de la phase de chargement et  $T_f$  est le temps de vol libre entre les deux interactions de Ramsey, l'une à la montée, l'autre à la descente.

Dans l'hypothèse où  $T_{\text{charge}} \approx T_f$ , la durée du cycle d'horloge se réduit à  $T_f$ .

D'autre part, on a, d'après les relations (IV.2) et (IV.4)

$$\delta v \approx \frac{g}{4 v_0} \quad (\text{IV.15})$$

Quand la détection est parfaite et atteint la limite du bruit de grenaille atomique, le rapport S/B est égal à  $\sqrt{N}$ . En remplaçant dans (IV.1) les grandeurs N et  $\delta v$  par leurs expressions données dans (IV.12) et (IV.15), la variance d'Allan s'écrit:

$$\sigma(\tau) = \left(\frac{1}{\pi v}\right) \frac{1}{\sqrt{N_0}} \frac{1}{\left(1 - \exp\left(\frac{R^2}{2 \sigma^2(T_f)}\right)\right)^{1/2}} \left(\frac{1}{2 T_f \tau}\right)^{1/2} \quad (\text{IV.16})$$

Nous allons discuter deux cas, selon que l'étalement de la distribution spatiale des atomes dans la fontaine est inférieur ou supérieur à l'aire de l'ouverture de la cavité.

a. Si  $v_{\text{rms}} T_f \ll R$ , la stabilité de l'horloge  $\sigma(\tau)$  se réduit à:

$$\sigma(\tau) = \left(\frac{\lambda}{\pi c}\right) \frac{1}{\sqrt{N_0}} \left(\frac{1}{2 T_f \tau}\right)^{1/2} \quad (\text{IV.17})$$

où c est la vitesse de la lumière

La stabilité s'améliore comme la racine carrée de la durée de la fontaine et du nombre d'atomes dans la fontaine. Cependant, aux températures actuellement réalisables ( $\approx 5 \mu\text{K}$ ) et dans le domaine micro-onde, il est généralement difficile de réaliser la condition  $v_{\text{rms}} T_f \ll R$ .

b. Si  $v_{\text{rms}} T_f \gg R$  la stabilité  $\sigma(\tau)$  s'écrit:

$$\sigma(\tau) = \left( \left( \frac{\lambda}{\pi R} \right)^2 \frac{1}{N_0} \left( \frac{K_B T}{M c^2} \right) \left( \frac{T_f}{\tau} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{IV.18})$$

M la masse atomique de l'élément considéré.

$\lambda$  est la longueur d'onde associée à la transition d'horloge.

T est la température d'équilibre.

Pour des fontaines de grande taille, on perd en stabilité, comme la racine carrée de la température et de la durée  $T_f$ . La stabilité s'améliore comme  $\sqrt{N_0}$ . Pour un nombre d'atomes dans le sous-niveau Zeeman  $F = 3$ ,  $m_f = 0$ , égal à  $10^7$ , et une température d'équilibre de  $5 \mu\text{K}$ , nous avons:

$$\sigma(\tau) = 2 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$$

soit  $10^{-16}$  par jour. Cette stabilité est équivalente à celle des meilleurs Maser à hydrogène existants.

#### **Discussion : Choix des trous de passage des atomes dans la cavité**

On ne peut pas augmenter le rayon des trous de passage R, au delà d'une fraction de la longueur d'onde, au risque d'un brouillage de franges par effet Doppler ( le résidu d'onde progressive dépend du facteur de qualité de la cavité ). Pour aller plus loin il faut recourir aux méthodes sub-Doppler: soit par sélection mécanique (3) (on bloque la trajectoire des atomes qui retombent dans une zone de phase opposée à celle vue à l'allée), soit par franges de Ramsey à trois ou quatre zones. Si l'on peut ainsi gagner sur le nombre d'atomes détectés, il sera difficile d'éviter en retour une perte sur l'exactitude.

## II. Exactitude.

### II.1. Rappels.

La probabilité de transition entre deux niveaux suite à une double excitation de durée  $\tau_{on}$  chacune et séparée d'un temps mort  $\tau_{off}$  s'écrit près de la résonance comme:

$$P(\omega, \tau_{off}, \tau_{on}) = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \left( (\omega - \omega_{at}) \tau_{off} + \delta\phi \right) \right) \sin^2(b\tau_{on}) \quad (IV.19)$$

nous rappelons que

$\omega$  la fréquence et la fréquence de Rabi du champ micro-onde.

$b = \mu_B B/2$  où  $B$  est l'amplitude du champ micro-onde et  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr.

$\omega_{at}$  est la fréquence atomique.

$\delta\phi$  est un déphasage qui inclut les différentes erreurs systématiques qui affectent l'écart d'énergie des niveaux de la transition d'horloge.

Cette expression de la probabilité de transition suppose un jet monocinétique. S'il existe une distribution de vitesse, ou plus généralement une distribution des temps d'interaction, le déphasage  $\delta\phi$  dépend de l'amplitude du champ micro-onde (4). Dans la suite, nous négligerons toutes distributions de temps d'interaction. Cette approximation est tout à fait justifiée par les résultats obtenus dans les deux chapitres précédents. Pour établir les expressions des différentes erreurs systématiques, nous nous limiterons à de simples rappels. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à (4,5).

## II. 2. Effets relativistes:

### II. 2. 1. Effet Doppler du second ordre:

L'expression générale du déplacement de fréquence du à l'effet Doppler du second ordre s'écrit:



$$\left. \frac{\delta v}{v} \right)_{2^{\circ} \text{ Doppler}} = - \frac{1}{2 c^2 T_{\text{int}}} \int_0^{T_{\text{int}}} v^2(t') dt' \quad (\text{IV.20})$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $T_{\text{int}}$  représente le temps total d'interaction et  $v(t)$  la vitesse instantanée des atomes.

$$\begin{aligned} \text{Jet atomique :} \quad \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{2^{\circ} \text{ Doppler}} &= - \frac{v_f^2}{2 c^2} \\ \text{Fontaine atomique :} \quad \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{2^{\circ} \text{ Doppler}} &= - \frac{v_0^2}{6 c^2} \end{aligned} \quad (\text{IV.21})$$

### II. 2. 2. Déplacement gravitationnel vers le rouge:

$$\left. \frac{\delta v}{v} \right)_{\text{grav.r.s}} = \frac{g}{c^2 T_{\text{int}}} \int_0^{T_{\text{int}}} h(t) dt \quad (\text{IV.22})$$

appliquée respectivement à un jet ralenti et à une fontaine atomique cette expression devient:

$$\begin{aligned} \text{Jet atomique :} \quad \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{\text{grav.r.s}} &\approx 0 \\ \text{Fontaine atomique :} \quad \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{\text{grav.r.s}} &= \frac{v_0^2}{3 c^2} \end{aligned} \quad (\text{IV.23})$$

$m$  est la masse atomique.

$\Delta U$  représente la variation de l'énergie potentielle gravitationnelle sur la longueur de la cavité. Généralement, dans une cavité de quelques centimètres de longueur, cet effet est négligeable dans un jet atomique. Dans une fontaine atomique, le déplacement gravitationnel vers le rouge est proportionnel à la vitesse de lancement. Il réduit l'effet Doppler du second ordre. Les effets relativistes se regroupent dans:

$$\begin{aligned} \text{Jet atomique : } \left. \frac{\delta\nu}{\nu} \right)_{2^\circ \text{ Doppler}} &\approx -\frac{v_f^2}{2c^2} \\ \text{Fontaine atomique : } \left. \frac{\delta\nu}{\nu} \right)_{2^\circ \text{ Doppler}} &= \frac{v_0^2}{6c^2} \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

#### II. 4. Effet Doppler résiduel:

Il est techniquement impossible de réaliser des ondes stationnaires parfaites dans une cavité micro-onde. Il existe toujours un résidu d'onde progressive induit par les pertes sur les parois ou par les imperfections géométriques des parois. Ce défaut se traduit par un effet Doppler résiduel qui engendre un déplacement de fréquence donnée (4) par:

$$\left. \frac{\delta\nu}{\nu} \right)_{\delta\phi} = \frac{\delta\phi_p}{\pi v_0} \frac{1}{2 T_{\text{int}}} \quad (\text{IV.25})$$

ou  $\delta\phi_p$  représente le déphasage moyen entre le premier passage et le second passage dans la cavité.

Pour estimer ce résidu d'onde stationnaire, on a généralement recours à des méthodes expérimentales (renversement des jets atomiques). En prenant comme valeur de ce déphasage, celle du PTB, soit  $10^{-5}$  rd, le déplacement en fréquence vaut respectivement pour un jet ralenti et une fontaine atomique:

$$\begin{aligned} \text{Jet atomique : } & \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{\delta\phi} \approx 2 \cdot 10^{-16} \frac{v_f}{L_c} \\ \text{Fontaine atomique : } & \left. \frac{\delta v}{v} \right)_{\delta\phi} \approx 8 \cdot 10^{-16} \frac{1}{v_0} \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

## II. 5. Entraînement de la fréquence par cavité:

Généralement la fréquence atomique mesurée est différente de la fréquence de la transition atomique proprement dite. La fréquence atomique apparente dépend de la méthode utilisée pour observer la résonance atomique et du taux de couplage entre les atomes et le champ micro-onde. Dans l'horloge à césium, où cette résonance est déterminée en interrogeant la différence de population entre les deux niveaux hyperfins du niveau fondamental, ce décalage en fréquence s'écrit (4):

$$(v - v_{at}) = (v_c - v_{at}) \left( \frac{Q_c}{Q_{at}} \right)^2 \left( \frac{1 + \frac{\alpha}{1+s_0} \frac{Q_c}{Q_{at}}}{1 + \frac{\alpha}{1+s_0} \frac{Q_{at}}{Q_c}} \right) \quad (\text{IV.27})$$

où

$v_c$  est la fréquence de résonance de la cavité vide.

$v_{at}$  est la fréquence de la transition atomique.

$v$  la fréquence apparente mesurée des atomes.

$Q_c$  et  $Q_{at}$  sont respectivement les facteurs de qualité de la cavité et de la transition.

$s_0$  est la saturation de la transition. Dans la suite elle sera considérée de l'ordre de l'unité.

$\alpha$  est un paramètre défini comme le rapport de la puissance  $\Delta P$  dissipée ou absorbée par les atomes dans la cavité et la puissance dissipée par les pertes dans la cavité

$$\alpha = \frac{\Delta P}{P} \quad (\text{IV.28})$$

Dans les horloges classiques  $\alpha \ll 1$  et  $Q_c / Q_{at} \ll 1$ . Le déplacement de fréquence induit s'écrit d'après (4):

$$(\nu - \nu_{at}) = (\nu_c - \nu_{at}) \left( \frac{Q_c}{Q_{at}} \right)^2 \quad (IV.29)$$

Pour un facteur de qualité de la cavité égale à  $10^4$  et une transition de 3 KHz, si la cavité est asservie à  $10^{-7}$  près, cet effet est estimé à  $10^{-15}$ .

Dans une fontaine atomique, les atomes traversent la cavité à une vitesse de l'ordre du mètre par seconde. Pour une cavité de 1 cm de hauteur, le temps de séjour est de l'ordre de 10 ms, soit 100 fois plus long que dans les horloges conventionnelles. Pour faire une impulsion  $\pi/2$ , il est nécessaire de diminuer la puissance micro-onde appliquée à la cavité, d'un facteur  $10^4$ . Les pertes dans la cavité sont proportionnelles à la puissance appliquée, et sont donc réduites dans le même rapport. Le seuil maser est beaucoup plus bas. Ainsi l'entraînement de la fréquence par la cavité peut être considérablement augmenté. Pour un nombre d'atomes donné dans la cavité, plus la vitesse de lancement est grande plus on est loin du seuil maser, ce qui est tout à fait normal car le temps de séjour dans la cavité est court. Examinons le cas le plus défavorable, où les atomes effectuent tout leurs temps de vol dans la cavité. La vitesse de lancement nécessaire pour une telle situation est égale à 0.5 m/s, dans ce cas la fréquence de Rabi correspondant à une impulsion  $\pi/2$  est égale à 79 rd s<sup>-1</sup>. La puissance absorbée par les atomes est égale à ( nous avons considéré une cavité dont les performance sont donnée dans la page 689 de la référence (4)) :

$$\Delta P \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ W}$$

d'autre part, la puissance dissipée par les pertes dans cette cavité est égale à:

$$P \approx 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ W}$$

Pour ce dernier calcul nous avons supposé une cavité de facteur de qualité égale à 10 000, le paramètre  $\alpha$  est égal à  $10^{-6}$ . Si la cavité est asservie à  $10^{-7}$  près, nous avons

$$\frac{\delta \nu}{\nu} < 10^{-16}$$

## II. 5. Effet du rayonnement du corps noir.

Le champ électrique induit par les radiations du corps noir dans l'enceinte à vide peut induire un déplacement des niveaux hyperfins par effet Stark et changer par conséquence la fréquence de la transition d'horloge (6). La variation relative de la fréquence induite par cet effet est donnée dans (4) et vaut

$$\left. \frac{\delta\nu}{\nu} \right)_{\text{corp noir}} = -1.69 \cdot 10^{-14} \left( \frac{T^\circ (\text{K})}{300} \right)^4 \quad (\text{IV.30})$$

où T est la température dans l'enceinte. Si cette température est contrôlée à 0.5°C près, le déplacement de la fréquence centrale par le rayonnement du corps noir, reste inférieur à  $10^{-16}$ . Dans une fontaine atomique, il faudrait que cette température soit homogène sur toute la hauteur de la fontaine.

## II. 6. Effet des inhomogénéités du champ magnétique.

En présence d'un champ magnétique statique B, la fréquence de la transition d'horloge  $F = 3 m_f = 0 \rightarrow F = 4 m_f = 0$  s'écrit (4):

$$\nu - \nu_{\text{HFS}} = 427.45 \cdot 10^8 B^2 \quad (\text{Hz}) \quad (\text{IV.31})$$

où le champ magnétique B est exprimé en Tesla,  $\nu_{\text{HFS}}$  est l'écart d'énergie entre les deux niveaux hyperfins à champ magnétique nul.

Dans les horloges conventionnelles, on applique généralement un champ statique d'environ  $6 \cdot 10^{-3}$  Tesla pour résoudre les différentes transitions Zeeman. Il y a un déplacement moyen de la transition de 1.5 Hz. L'incertitude sur le déplacement en fréquence a deux origines: la connaissance absolue de la valeur de B et ses fluctuations autour de sa valeur moyenne. Cette incertitude s'écrit (4):

$$\delta(\nu - \nu_{\text{HFS}}) = 427.45 \cdot 10^8 \sigma^2 \text{ (B)} \quad (\text{IV.32})$$

où  $\sigma$  (B) représente la variance caractérisant les inhomogénéités du champ.

Dans une fontaine atomique la résolution des franges de Ramsey est de 1-2 Hz, le piédestal de Rabi s'étend sur 50-100 Hz, un champ magnétique de  $10^{-4}$  Tesla est suffisant pour résoudre les différentes composantes Zeeman. Le déplacement de la fréquence d'horloge induit par la dépendance quadratique de la transition en fonction du champ magnétique égal à  $4 \cdot 10^{-14}$ .

En mesurant le déplacement des franges de Ramsey sur une transition qui dépend du champ magnétique au premier ordre, en fonction de la hauteur atteinte par les atomes dans la fontaine, on peut dresser la carte du champ magnétique dans la zone de la fontaine. La résolution des franges obtenues permettrait une précision de mesure de  $10^{-10}$  Tesla.

## II. 7. Collision par échange de spin.

Les collisions entre atomes alcalins peuvent induire des déplacements d'énergie et des élargissements des niveaux hyperfins. Dans les horloges classiques, ces effets ont toujours été légitimement négligés. Cependant dans les nouvelles sources d'atomes froids où la densité est plus importante et la vitesse relative entre atomes peut être réduite d'un facteur dix mille, le problème d'échange de spin par collision doit être sérieusement considéré. Récemment une équipe de l'université d'Eindhoven (7) s'est penchée sur l'étude de ces effets dans une fontaine atomique. Ils ont alors montré que, dans le domaine de température exploré (0-20  $\mu\text{K}$ ), l'élargissement  $\Gamma_c$  et le déphasage induit par ces collisions varient très peu en fonction de la température et dépendent du champ magnétique et des populations des différents sous-niveaux Zeeman. Dans des conditions expérimentales proches des nôtres, ces auteurs donnent

$$\Gamma_c = 5 \cdot 10^{-11} n \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

$$\left. \frac{\delta\nu}{\nu} \right|_{\text{coll}} = 2 \cdot 10^{-22} n$$

où  $n$  est la densité d'atomes dans la fontaine ( $\text{cm}^{-3}$ ).

Pour une fontaine atomique pulsée et dans le cas le plus défavorable où  $10^7$  atomes occupent un volume moyen de  $1 \text{ cm}^3$  pendant leur temps de vol, le temps de relaxation

est de 2000 s. Ce temps est très grand devant le temps de fontaine. Cependant le déplacement en fréquence est de  $2 \cdot 10^{-15}$ . Un tel déplacement semble accessible à ce type d'expérience, mais peut poser une limitation ultime à l'exactitude de l'horloge utilisant cette technique.

### **Conclusion: Perspectives.**

Les résultats, obtenus à l'aide de la fontaine atomique semble très encourageants et totalement convainquants quand à l'importance de ces nouvelles techniques dans l'avenir des horloges atomiques. On peut espérer un gain potentiel de deux ordres de grandeur, aussi bien en terme de stabilité ( $10^{-16}$  par jour) qu'en terme d'exactitude ( $10^{-16}$ ). Une limitation possible à cette exactitude pourrait être l'effet d'échange de spin par collision. L'utilisation d'un piège magnéto-optique comme source d'atomes froids, où la densité est relativement élevée (Jusqu'à  $5 \cdot 10^{12}$  atomes / $\text{cm}^3$ ), doit permettre de mesurer les déplacements de fréquence collisionnels. Ainsi, dans une fontaine pulsée si les déplacements de fréquence par collision d'échange de spin s'avèrent très importants, il est tout à fait envisageable d'utiliser les techniques présentées dans ce mémoire pour réaliser une fontaine continue. Dans ce cas ces effets seront considérablement réduits. Cependant nous serons confrontés au problème des déplacements lumineux induits par les différents faisceaux lasers utilisés pour réaliser la fontaine.

En ce qui concerne l'expérience sur jet ralenti, les résultats sont moins spectaculaires. Cependant, en tant que technique de spectroscopie à haute résolution, cette méthode reste intéressante en soit. En effet, à longueur d'interaction donnée, il est possible d'améliorer la résolution d'au moins un ordre de grandeur. Cette technique est relativement facile à réaliser. Elle serait bien adaptée à la spectroscopie à haute résolution dans le domaine optique, pour les résonances de largeur allant de la centaine de hertz au kilohertz. De plus, une grande variété d'atomes peuvent être ralentis. Cependant, pour réaliser une fontaine atomique, il semble impératif de pouvoir réaliser un refroidissement sub-Doppler. Si l'atome de césium présente cette "vertu", ce n'est pas le cas de tous les éléments, comme le calcium par exemple. Il faut en effet disposer d'une transition optique fermée, dont le niveau fondamental présente une structure dégénérée. De plus il faut atteindre des températures très basses, de l'ordre du micro-kelvin pour que la fontaine soit réellement crédible, cette dernière contrainte, nécessite une faible énergie de recul, soit des éléments "lourds". J. Hall et M. Zhu, ont fait une recherche sur ce sujet (8), en analysant la structure et les propriétés atomiques d'un certain nombre d'atomes afin de voir s'ils sont adaptés pour la réalisation d'une fontaine atomique. Dans le domaine optique, l'atome d'argent semble aujourd'hui un bon candidat.

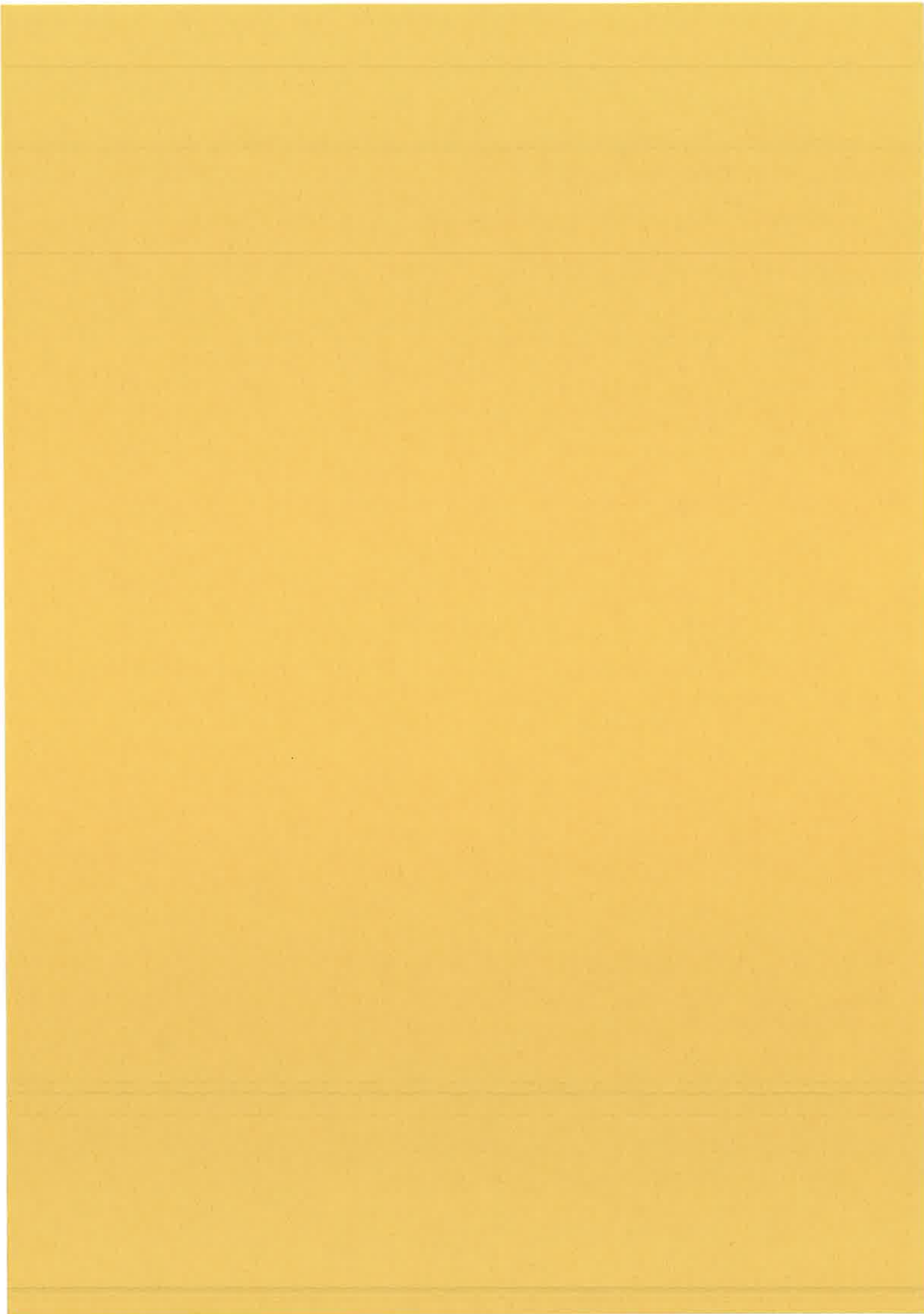
Pour conclure, nous pouvons faire une petite comparaison (9,10) entre l'utilisation des atomes neutres et des ions piégés, tous deux refroidis par laser pour les standards de fréquence. Les ions piégés ont l'avantage de présenter des temps effectifs de mesures extrêmement longs et donc des facteurs de qualité considérables. Cependant la répulsion coulombienne entre les ions du piège, vient détériorer l'exactitude. En effet, tous les ions ne peuvent pas se trouver simultanément au centre du piège où les perturbations par champs électrique et magnétique sont les plus faibles. Il semble ainsi qu'une horloge à ions soit une horloge à très faible nombre d'ions, voire un ion unique. On est alors confronté à un problème de rapport signal sur bruit. Cet inconvénient disparaît pour les atomes neutres, qui cependant, ont à priori des facteurs de qualité potentiels plus limités: le temps effectif d'interaction est de l'ordre de la seconde sur terre et de plusieurs secondes en micro-gravité. Cependant la possibilité d'utiliser un grand nombre d'atomes simultanément, rend très attractifs de tels étalons.

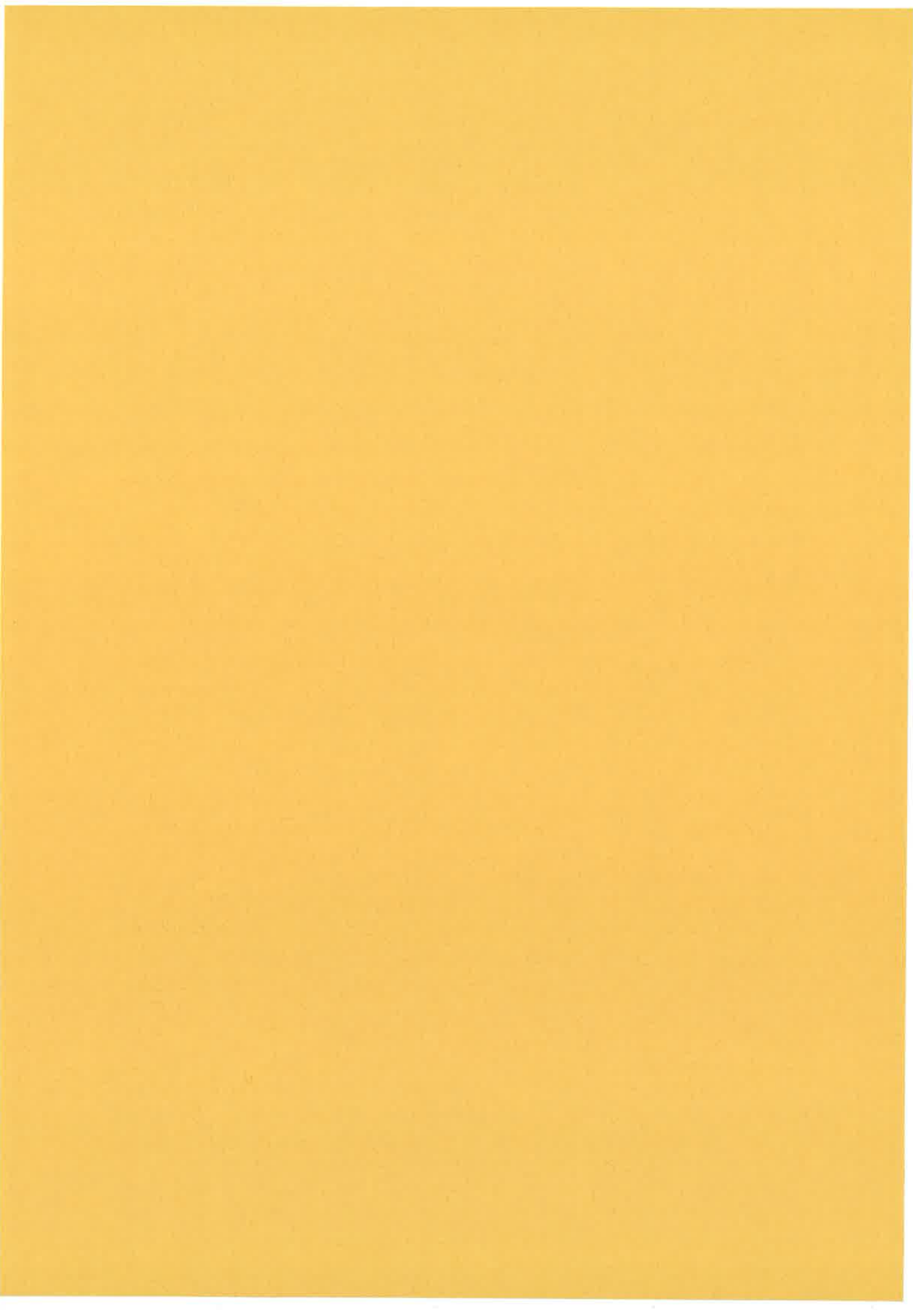


**Références.**

- (1) D. J. Allan, Proc, IEEE, **54**, 221 (1966).
- (2) D. J. Wineland et al, IV Symposium on Frequency Standards and Metrology, edited by A. De Marchi (springer verlag) 1989 P. 71.
- (3) G. Kramer , J. Opt. Soc. Am. **68** ( 1978) 1634.
- (4). J. Vanier and C. Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards (Adam Hilger) 1989.
- (5) A. De Marchi, Metrologia, **18** (1982) 103.
- (6) W. M. Itano, L. Lewis and D. Wineland, Phys. Rev. A, **25** (1982) 1233.
- (7) E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof and D. Van Bragt. ( to be published).
- (8) J. L. hall and M. J. Zhu. J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 2194.
- (9) R. E. Drullinger, D. J. Wineland and J. C. Berquist
- (10) M. Jardino, M. Desaintfuscien, R. Barrilet, J. Viennet, P. petit and C. Audoin, Appl. Phys. 24 107 (1981).







## **Conclusion générale**

La réalisation et l'étude d'un jet atomique ralenti par laser, ainsi que son utilisation pour l'observation de la transition de l'horloge atomique, constitue la mise au point d'un nouveau outil de spectroscopie à haute résolution. Telle qu'elle est utilisée dans ce mémoire, cette technique simple et facilement utilisable est sujette à plusieurs améliorations. Par exemple, l'augmentation du flux d'atomes lents par confinement transverse, à l'aide d'une mélasse à deux dimensions. Outre la spectroscopie à haute résolution, cette méthode présente en général d'importantes retombées pour toute expérience utilisant un jet atomique, notamment en physique des collisions où l'ajustement et le contrôle de la vitesse moyenne constitue un atout important.

L'étude de la température d'équilibre d'une mélasse optique en fonction de l'intensité laser et du désaccord à résonance a permis de tester la théorie de refroidissement à gradient de polarisation. Cette étude a permis également une détermination précise de la température d'équilibre minimale des atomes de césium réalisée à l'aide de ce mécanisme:  $2.5 \mu\text{K} \pm 0.6 \mu\text{K}$ . Cette température correspond à une vitesse quadratique moyenne de 3.6 fois la vitesse de recul d'un seul photon et une longueur de de Broglie de  $0.25 \mu\text{m}$ .

Nous avons observé des franges de Ramsey de 2 Hz de large sur une fontaine atomique réalisée à l'aide d'une mélasse optique en mouvement. La stabilité potentielle d'un oscillateur asservi sur ce signal de frange est égale à  $3 \cdot 10^{-1/2} \tau^{-1/2}$ . Cette performance est comparable sinon meilleure que celle de toutes les horloges à césium en fonction actuellement.

A l'issue de ces résultats et en tenant compte des améliorations susceptibles d'être apportées à notre montage expérimental, nous estimons qu'il est possible, d'apporter un gain de deux ordres de grandeur, à la stabilité et à l'exactitude, par rapport aux meilleures horloges actuelles. Néanmoins, l'horloge à atomes froids prendra encore quelques années de développement. Trois points nécessitent une considération, la réalisation d'un oscillateur locale de stabilité à court terme de  $10^{-14}$  sur une seconde, une bonne fiabilité à long terme des lasers de refroidissement et la compréhension du rôle des collisions d'échanges de spin.

En conclusion, si l'on fait un bilan global sur l'avancement des travaux scientifiques dans le domaine des atomes froids depuis le début du travail présenté dans ce mémoire, on s'aperçoit que beaucoup de notions ont été comprises, et plusieurs résultats préliminaires dans les divers applications ont été obtenus. Cependant, ce

### *Conclusion générale*

domaine semble ouvert sur plusieurs années encore, en particulier la recherche de modèle à trois dimensions, la recherche de température plus basses ( résonance noir à plusieurs dimensions ), le développement d'interféromètre atomique et la recherche des effets quantiques collectifs.

**Annexe AI**

**Diode Laser**

**Principe et technique de stabilisation par couplage optique avec une cavité  
Fabry-Perot confocale**

U. 1965

U. 1965

U. 1965



## I.Principe de fonctionnement d'une diode laser.

Le milieu amplificateur dans un laser à semi-conducteur consiste en une jonction P-N, d'où le terme de diode laser. Quand cette jonction est polarisée en directe, un électron dans la bande de conduction est bloqué par la barrière de potentiel et tombe dans la bande de valence, en émettant un photon d'énergie de l'ordre de celle du gap de la zone active définie par la jonction. La cavité laser est obtenue par un clivage des faces du cristal perpendiculaires au plan de la jonction. La variation du gap d'un semi-conducteur en fonction de la température et du courant est à l'origine de la dépendance spectrale des diodes-laser en fonction de ces deux paramètres. Cependant cette structure à simple jonction présente deux inconvénients majeurs: d'abord le courant seuil nécessaire pour réaliser une inversion de population entre les bandes de valence et de conduction est très important, ensuite le champ électromagnétique s'étend sur toute la zone transverse ce qui constitue un important facteur de perte. Les diodes-laser utilisées dans nos expériences sont constituées d'un semi-conducteur type GaAlAs. Ces diodes utilisent une structure à double hétérojonction N-P-P: un semi-conducteur P(1) de faible gap est pris en sandwich entre deux semi-conducteurs N, P(2) de gap plus élevé figure (AI. 1.a). Le semi-conducteur type P (2) confine les porteurs injectés dans la zone active ( jonction N-P (1) ) figure (AI. 1.b). L'indice de réfraction de cette zone est toujours supérieure à celui de deux autres zone et varie transversalement de façon à réaliser un guide d'onde diélectrique qui confine le champ électromagnétique. Cependant cette variation d'indice se traduit par un effet de "fente" sur les faces de sortie ce qui explique le caractère divergent du faisceau laser. Dans ce type de structure le courant seuil est typiquement de 60-100 mA. La figure (AI.2) extraite de la référence (1) montre un comportement typique de la longueur d'onde émise par une diode monomode en fonction de la température de la jonction.

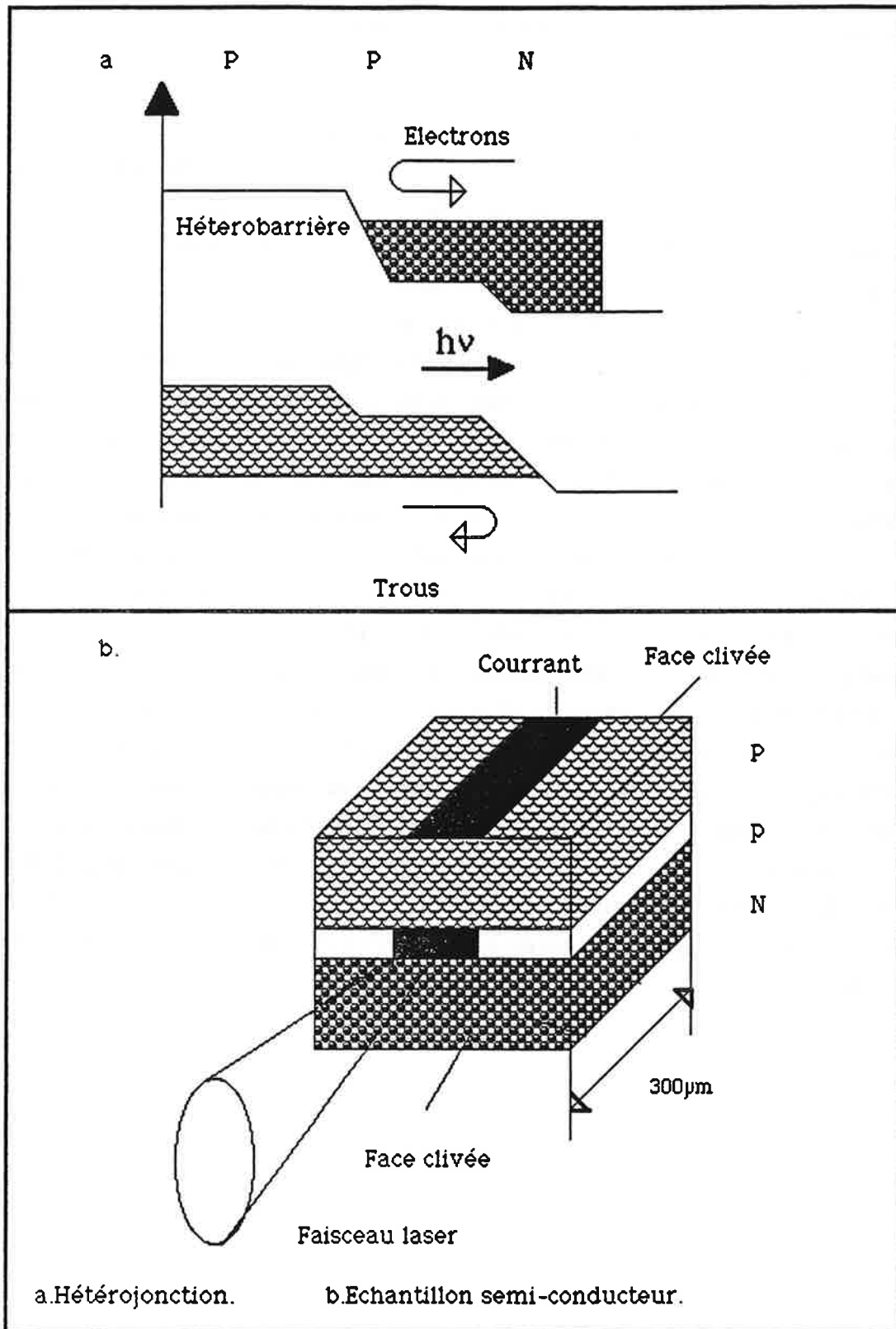


Figure (A1.1). Principe d'une diode laser à double hétérojonction.

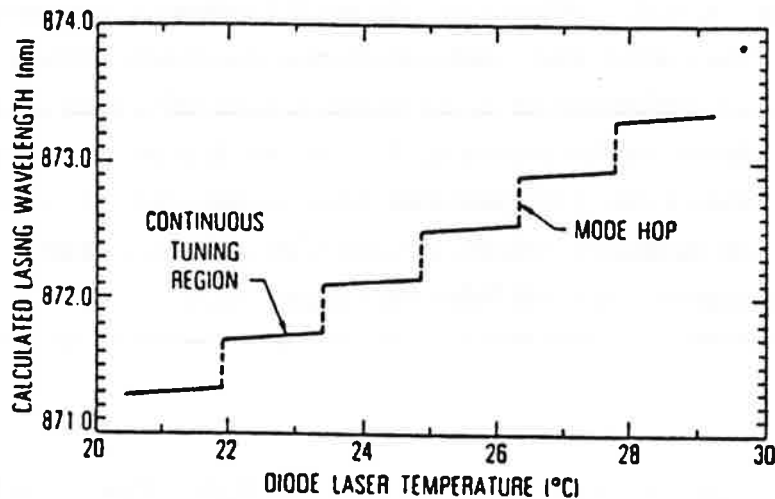


Figure (AI.2). Variation typique de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température de la jonction.

## II. Stabilisation d'une diode laser par couplage avec une cavité Fabry-Perot confocale.

### II.1 Introduction.

La pureté spectrale des diodes-laser est souvent assez médiocre. Même quand elles sont monomodes, la faible valeur du coefficient de qualité de la cavité laser induit un important niveau de bruit en fréquence et par conséquent une grande largeur spectrale. Cette largeur est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de megahertz. Pour l'utilisation de ce type de laser en spectroscopie par exemple, il est indispensable d'avoir recours à des techniques d'affinement spectral. Dans la suite nous décrivons une technique de stabilisation de la fréquence par couplage optique avec une cavité Fabry-Perot confocale de grande finesse. Cette méthode consiste à réinjecter dans la diode-laser un faisceau de transmission de ce Fabry-Perot et permet de réduire la largeur spectrale du laser d'un facteur 100 à 1000. Nous présenterons un modèle simple statique, permettant de comprendre le principe et définir les paramètres ajustables qui optimisent cette stabilisation en fréquence. Pour plus de détail se référer à (2).

## II.2. Rappel: Cavité Fabry-Perot confocale.

Une cavité Fabry-Perot confocale est constituée de deux miroirs sphériques de rayon de courbure  $R_c$  et de coefficient de réflexion  $R$ . La distance entre les deux miroirs est égale à  $2R_c$ . Cette configuration confère au système un caractère confocal : un faisceau incident en un point quelconque sur un des miroirs de la cavité va créer quatre faisceaux de sortie. Si le faisceau incident pénètre sur l'axe optique de la cavité sous une incidence quasi-nulle, les aberrations sphériques sont réduites au minimum, un des faisceaux de transmission ressort parallèle au faisceau incident. C'est ce faisceau qu'on va utiliser pour coupler la diode-laser avec la cavité Fabry-Perot figure (A1.3).

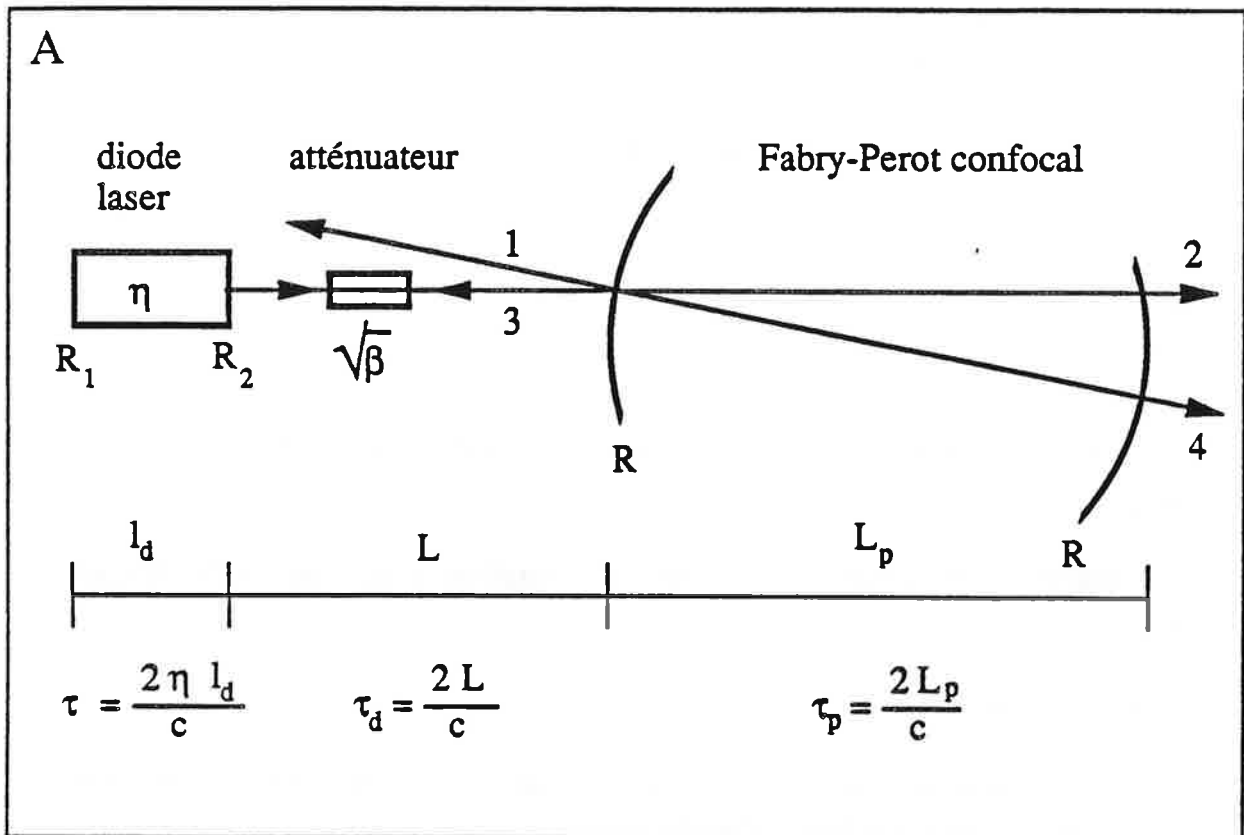


Figure (A1.3). Cavité Fabry-Perot confocale, en configuration géométrique permettant de minimiser des aberrations sphériques.

L'amplitude complexe du champ électrique associé s'écrit en négligeant les pertes sur les miroirs comme:

$$E = \frac{(1-R)R e^{-\frac{3}{2}i(\omega-\omega_0)\tau_p}}{1-R^2 e^{-2i(\omega-\omega_0)\tau_p}} E_i \quad (\text{A1.1})$$

$E_i$  est l'amplitude du champ incident:

R coefficient de réflexion des miroirs du Fabry-Perot

$\omega$  pulsation de la vibration incidente

$2\pi \omega_0$  est la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Perot.

et  $\tau_p$  est le temps d'aller-retour dans la cavité Fabry-Perot.

### II.3. Modèle statique

Soit  $E_0$  l'amplitude du champ laser à un point de la cavité et  $E_r$  l'amplitude, au même point du faisceau laser réinjecté. De la figure (A1.4), nous pouvons déduire la relation entre  $E_r$  et  $E_0$ .

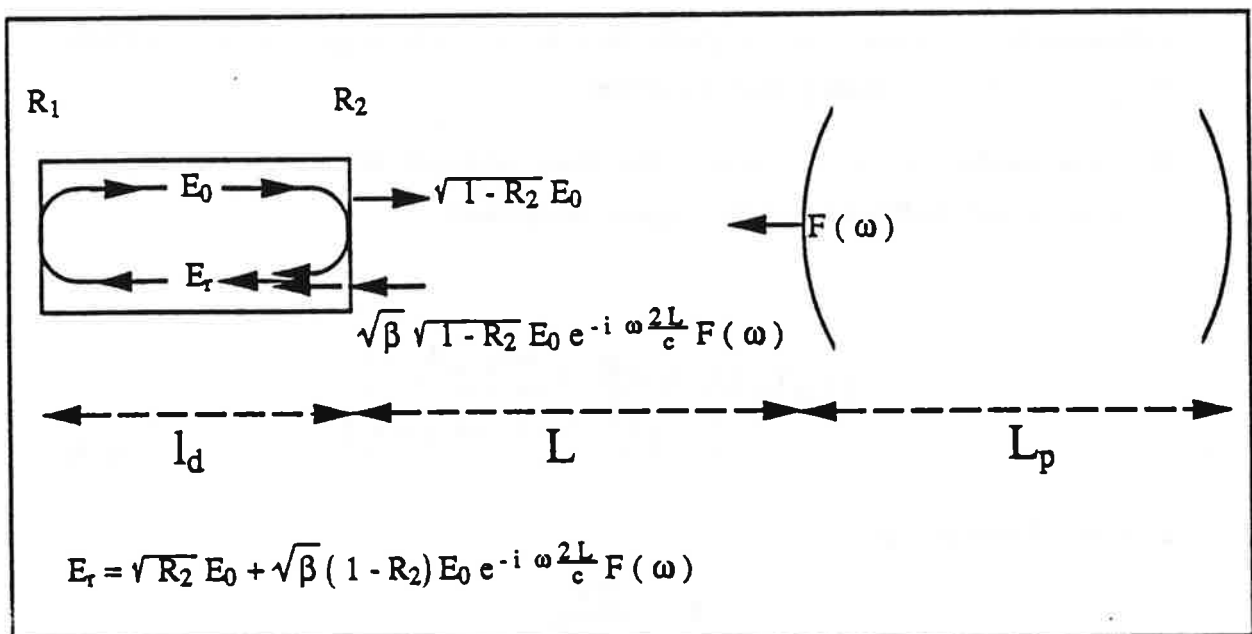


Figure (A1.3). Amplitude des différents champs électrique régnants dans le montage d'une diode laser couplée avec une cavité Fabry-Perot confocale.

En présence du couplage avec la cavité Fabry-Perot confocale, le champ électrique stationnaire  $E_0$  dans la diode-laser doit rester identique à lui même après un aller-retour dans la cavité et son amplitude doit être égale à la somme du champ intra-cavité et celle du champ réinjecté.

$$E_0 = E_0 \sqrt{R_1 R_2} e^{-2ikl_d} \left\{ 1 + \sqrt{\beta} \frac{(1 - R_2)}{\sqrt{R_2}} e^{-i\omega \tau_d} F(\omega) \right\} \quad (\text{AI.2})$$

où  $\tau_d$  est le temps d'un aller-retour entre la diode-laser et la cavité Fabry-Perot

$l_d$  est la longueur de la cavité laser

$R_1$  et  $R_2$  sont les coefficients de réflexion des facettes de la diode. Dans la suite on va supposer qu'ils sont égaux ( $R_1 = R_2 = R_0$ ).

$\beta$  mesure l'énergie effective réinjectée dans la diode il est également appelé taux de couplage.

$k$  vecteur d'onde qui comporte une partie réelle associée à la propagation et une partie imaginaire correspondant au gain et aux pertes:

$F(\omega)$  fonction de transfert de la cavité Fabry-Perot qui s'écrit dans le cas où le couplage s'effectue à l'aide du faisceau (3) de la figure (AI.3) comme:

$$F(\omega) = \frac{(1 - R) \sqrt{R}}{(1 - R^2)^2} \frac{e^{-i\omega \tau_p} - R^2 e^{i\omega \tau_p}}{1 + F^2 \sin^2(\omega \tau_p)} \quad (\text{AI.3})$$

Le facteur  $F$  est défini par

$$F = \frac{2R}{1 - R^2}$$

En présence du couplage, la variation du gain et de la fréquence de la diode-laser en fonction des paramètres de la diode-laser libre et des propriétés de la cavité Fabry-Perot, s'obtient en explicitant l'équation (AI.2). Nous n'allons pas décrire les détails des calculs qui sont déjà développés dans (2). Dans l'hypothèse où le faisceau réinjecté ne modifie pas sensiblement le gain et l'indice, les caractéristiques statiques de la diode couplée s'écrivent:

$$\Delta G = -2K \frac{n_0 R}{n_g} \cos\theta \frac{\cos[\omega \tau_d + \omega \tau_p] - R^2 \cos[\omega \tau_d - \omega \tau_p]}{1 + F^2 \sin^2 \omega \tau_p} \quad (\text{AI.4})$$

$$\omega_{sc} - \omega = K \frac{\sin[\omega\tau_d + \omega\tau_p + \theta] - R^2 \sin[\omega\tau_d - \omega\tau_p + \theta]}{1 + F^2 \sin^2 \omega\tau_p} \quad (\text{AI.5})$$

où le coefficient de couplage K est défini par:

$$K = \frac{c F_{cfp} (1 - R_0)}{4 \pi n_{0R} l_d \sqrt{R_0}} \sqrt{\beta (1 + \alpha^2)} \quad (\text{AI.6})$$

Pour simplifier les expressions précédentes nous avons supposé que le coefficient de réflexion de la cavité Fabry-Perot est proche de l'unité.  $F_{cfp}$  représente la finesse de la cavité Fabry-Perot confocale qui s'écrit comme:

$$F_{cfp} = \pi \frac{R}{1 - R^2}$$

$n_{0R}$ ,  $\omega_{sc}$ ,  $g_0$  sont l'indice, la fréquence et le gain de la diode-laser en absence du couplage. Le facteur  $\alpha$  est appelé coefficient de couplage phase amplitude. Sa valeur non-nulle constitue l'une des caractéristiques importantes des lasers à semi-conducteur. Le paramètre  $\theta$  est défini par  $\text{tg}\theta = \alpha$ .

Dans la suite, nous nous intéresserons à l'étude de la fréquence du laser couplé dont l'expression est donnée par (AI.5). On se limite au cas particulier où, au maximum de résonance du Fabry-Perot, le champ est réinjecté déphasé d'un angle  $\theta$  par rapport au champ régnant dans la cavité et sa fréquence vérifie la condition suivante:

$$\omega (\tau_p \pm \tau_d) + \theta = 2 n \pi \quad (n \text{ est un entier}) \quad (\text{AI.7})$$

Dans ce cas particulier toutes les fréquences propres du laser couplé sont égales. La figure (AI.5) montre l'évolution de la fréquence du laser couplé en fonction de celle du laser libre.

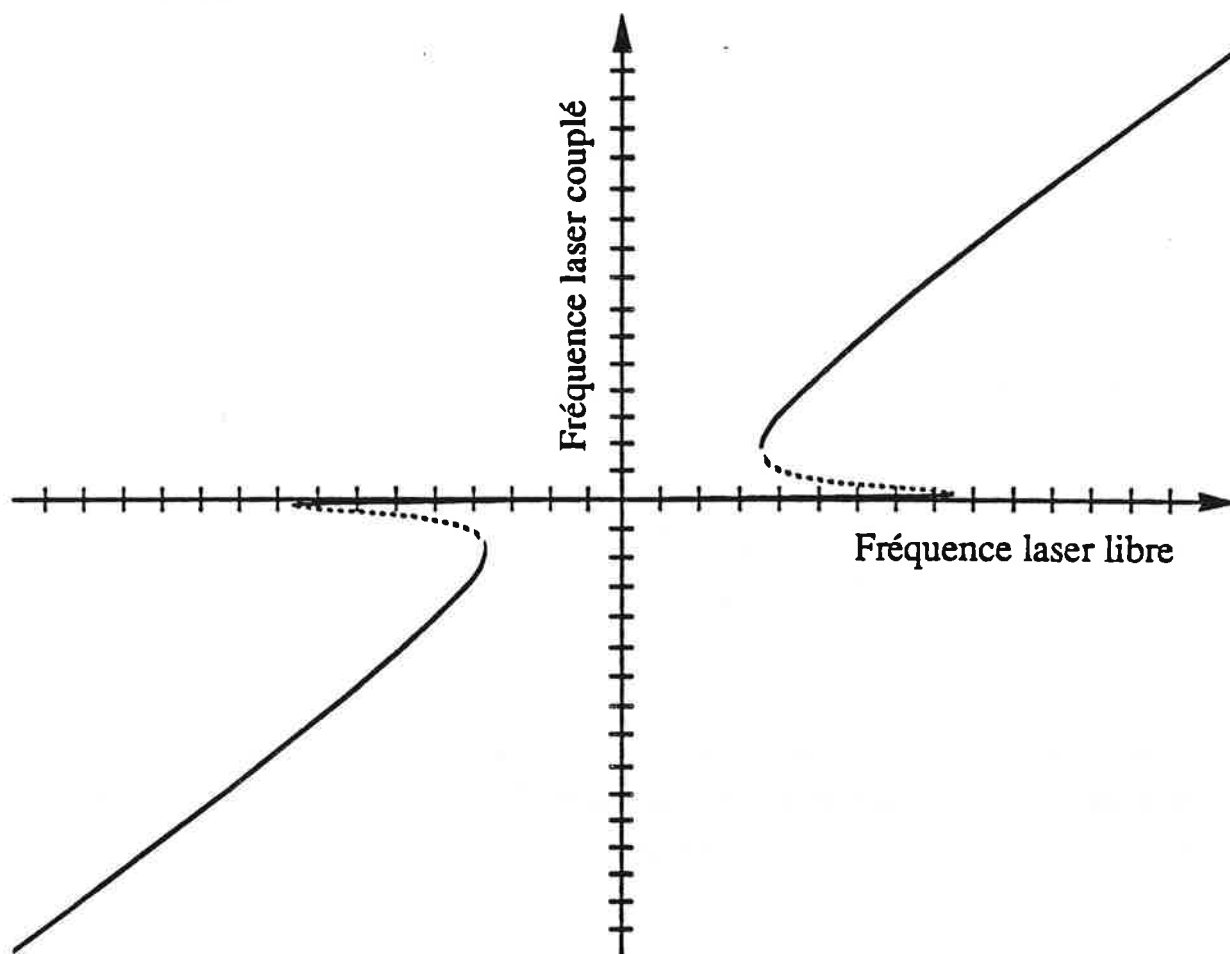


Figure (A1.5). Variation de la fréquence de la diode-laser couplée avec une cavité Fabry-Perot confocale par un faisceau de transmission, en fonction de la fréquence libre. La courbe en trait plein indique les solutions stables. Une unité sur l'axe des ordonnées est égale à la fréquence de résonance du Fabry-Perot.

L'origine des axes représente la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Perot. cette courbe est symétrique par rapport à l'origine. On constate que le comportement spectral est totalement affecté autour de la résonance du Fabry-Perot. Pour une valeur donnée de la fréquence libre, il existe plusieurs solutions possible pour la fréquence du laser couplé. Les solutions correspondant à une pente négative ne présentent aucune signification physique. En effet, en aucun cas la variation de la fréquence de la diode-laser libre due à une variation du courant injecté où à une variation de la température ne peut changer de sens par la présence de la cavité Fabry-Perot qui constitue un élément passif. La pente de cette courbe est minimale quand la fréquence du laser libre est égale à la fréquence de résonance du Fabry-Perot ( autour de l'origine). Soit  $p$  l'inverse de cette pente, dans ce cas il vaut:



$$P \approx 1 + 2 K \tau_p$$

ce paramètre est supérieur à l'unité. Il est appelé facteur de réduction statique des fluctuations de fréquence. En effet, si la fréquence de la diode-laser libre varie sur une plage donnée, le couplage optique avec la cavité réduit cette variation d'un facteur  $p$ : le couplage avec la cavité Fabry-Perot stabilise la fréquence laser. Le facteur de réduction statique  $p$  dépend du coefficient  $K$  défini dans (AI.6), qui est proportionnel à la finesse  $F$  de la cavité et au taux de couplage  $\beta$ . En tenant compte uniquement du bruit blanc en fréquence, la largeur de raie de la diode couplée s'écrit:

$$\Delta\nu_{\text{couplée}} = \frac{\Delta\nu_0}{(1 + 2 K \tau_p)^2}$$

où  $\Delta\nu_0$  est la largeur spectrale libre de la diode laser non-couplée..

Pour les données numériques suivantes:

$\beta = -40$  dB,  $n_{0R} = 3.5$ ,  $n_g = 4$ ,  $L_d = 250\mu\text{m}$ ,  $L = 20$  cm,  $R = 98.5\%$ ,  $R_0 = 30\%$  et  $\alpha = 4$

le couplage optique réduit la largeur spectrale libre d'un facteur égal à 500.

La figure (AI.6) représente la transmission de la cavité Fabry-Perot en fonction de la fréquence du laser libre. On se place toujours dans l'hypothèse où la condition (AI.7) est vérifiée. Cette figure constitue une autre manière de mettre évidence la stabilisation de la fréquence due au couplage. On constate sur cette figure que le pic de résonance est élargi par le couplage: la fréquence du laser couplé se verrouille sur la fréquence de résonance du Fabry-Perot. Dans la référence (2) on montre que la plage de verrouillage est proportionnelle à la finesse et à la racine carrée du taux de couplage.

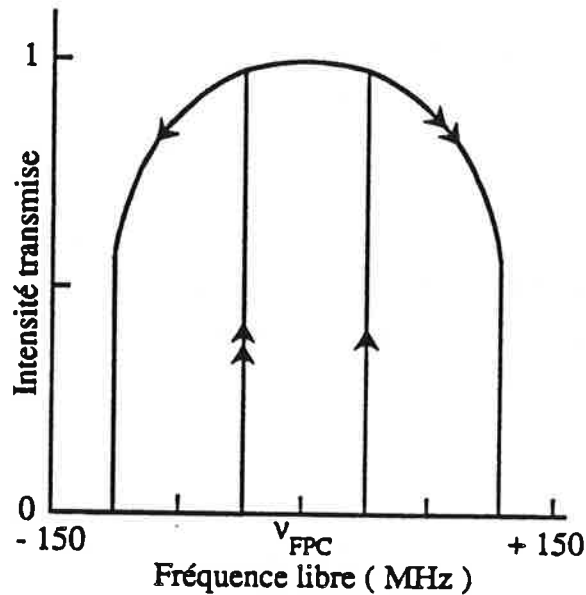


Figure (AI.6). Transmission du Fabry-Perot de couplage,  $\beta = 10^{-5}$ .

Dans ce qui a précédé, nous nous sommes placés dans l'hypothèse où la condition (AI.7) est vérifiée. Une dérive de la longueur Fabry-Perot, de la distance Fabry-Perot diode ou du taux de la lumière réinjectée violerait cette condition et se manifesterait par des instabilités qui altèrent la qualité spectrale du couplage. Dès que

$$\frac{\pi}{2} \leq \omega (\tau_p \pm \tau_d) + \theta \leq \pi$$

la fréquence laser ne peut plus rejoindre la fréquence de résonance qui se situe désormais sur une portion de courbe à pente négative. D'un point de vue pratique une boucle d'asservissement sur la longueur du Fabry-Perot et sur la distance laser -cavité permettant de corriger ces dérives est indispensable.

Nous abordons maintenant brièvement le problème d'accordabilité de la fréquence de la diode-laser couplée en fonction de la fréquence du laser libre, la longueur de la cavité Fabry-Perot et de la distance entre la diode-laser et la cavité Fabry-Perot.

### Variation de la fréquence libre

Le changement de pente de la courbe statique représenté sur la figure (AI.4) a lieu lorsque la fréquence du laser couplé est égale à la demi-largeur d'un pic de résonance de la cavité Fabry-Perot, soit  $\omega = 1 / F \tau_p$ , les paramètres  $F$  et  $\tau_p$  sont définis plus hauts. La fréquence du laser libre correspondante est déduite de la relation (AI.5) et s'écrit quand la réflexion des miroirs du Fabry-Perot est proche de l'unité comme:

$$\omega_{sc} \approx \frac{1}{F\tau_p} (1 + K \tau_p)$$

Cette fréquence définit la moitié de la plage d'accordabilité maximale pour un changement de courant injecté ou de la température. Elle croît comme le coefficient de couplage  $K$ .

### Variation de la longueur de la cavité Fabry-Perot

Dans la référence (2), on montre que pour une valeur donnée de la finesse et du taux de couplage, il existe une valeur limite d'accordabilité quand le facteur de couplage  $K$  augmente. Pour une finesse de 100 et un intervalle spectrale libre de 375 MHz, cette plage est égale à 100 MHz.

### Variation de la fréquence en fonction de la distance diode cavité Fabry-Perot

Quand la distance  $L$  entre la diode-laser et le Fabry-Perot est du même ordre de grandeur que la longueur  $L_c$  de cette cavité, la fréquence du laser couplé est moins sensible à une variation de  $L$  qu'à une variation identique de  $L_c$ . Ainsi la cavité Fabry-Perot apparaît comme le facteur déterminant du couplage. A fort taux de couplage, la plage d'accordabilité de la distance  $L$  tend vers une limite, typiquement dans les conditions numériques définies précédemment cette limite vaut 150 MHz pour  $\tau_d$  égal à  $2 \tau_p$ . Elle croît également comme la largeur du pic de résonance du Fabry-Perot.

Sur les plages d'accordabilité discutées précédemment le facteur de réduction statique  $p$  n'est évidemment pas constant et devient très faible lorsque nous nous trouvons loin de la condition d'égalité des fréquences propres du laser couplé.

Pour conclure sur cette appendice, nous pouvons dire que le couplage est plus stable à résonance avec la cavité Fabry-Perot. La plage de verrouillage de la fréquence varie dans le même sens que le taux de couplage et la finesse. Une étude dynamique du champ électrique intra-cavité est nécessaire pour l'analyse de la stabilité du couplage (2).

Les diodes utilisées dans nos expériences, sont stabilisées et balayées en fréquence. Pour maintenir le couplage avec la cavité, au cours du balayage, nous avons balayé simultanément le courant injecté, la distance entre la diode-laser et la cavité Fabry-Perot ainsi que la longueur de cette cavité. La distance est asservi sur un signal d'absorption saturée.

**Références**

(1) E. Verdasco and A. Gonzalez Urena, *J. Chem. Phys.*, **93** 428 (1990).

(2) P. Laurent Thèse de Doctorat, Université Paris XI.

**Nota**

La figure (AI.2) est extraite de la référence (1), toutes les autres figures à l'exception de la figure (AI.1) sont extraites de la référence (2).



**Annexe AII**

**Déconvolution du profil de temps de vol d'une fontaine atomique**





## Détermination du nombre d'atomes dans la mélasse optique à partir du signal de temps de vol.

Pour définir les conditions optimales de fonctionnement d'une fontaine atomique il est nécessaire de connaître la fraction d'atomes emportés dans la mélasse mobile, pour cela il va falloir remonter à la distribution de vitesse des atomes dans cette mélasse. Dans la suite nous développerons un modèle simple qui permet de déduire cette information à partir du signal de temps de vol, en tenant compte de deux effets: le premier est un effet géométrique ( effet fontaine), qui correspond à l'extension transverse de la distribution spatiale des atomes induite par la température. Le second est dû au mode de détection adopté. Comme on collecte le signal de fluorescence, le nombre de photons échangés dépend du temps de séjour des atomes dans le faisceau sonde: les atomes échangent plus ou moins de photons avec la sonde selon que leur temps de transit est plus ou moins long.

### a. Effet géométrique.

On suppose que la distribution spatiale transverse initiale des atomes dans la mélasse est une distribution gaussienne (1).

$$n(r) = \frac{1}{2\pi\sigma_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_0}\right) \quad (\text{AII.1})$$

où

$\sigma_0$  est la variance spatiale initiale;

$r$  est la coordonnée polaire radiale d'un atome de la mélasse

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{AII.2})$$

où  $(x,y)$  sont ses coordonnées cartésiennes transverses.

Au cours du vol libre dans le champ de la pesanteur, la distribution spatiale reste toujours gaussienne, seule la variance est affectée par la température. Si la durée du vol libre est  $t_v$ , la nouvelle variance s'écrit:

$$\sigma^2(t_v) = \sigma_0^2 + 4 \frac{K_B T}{m} t_v^2 \quad (\text{AII.3})$$

où  $m$  est la masse atomique

$K_B$  représente la constante de Boltzman

$T$  est la température d'équilibre des atomes supposée constante pendant toute la durée du vol libre

Calculons maintenant le nombre total d'atomes  $N_d(t_v)$  qui sont détectés dans une zone définie par une ouverture circulaire de rayon  $R$ . Nous avons considéré une ouverture circulaire pour simplifier les calculs. Une zone de détection de forme quelconque et de même dimensions ne change pas sensiblement le résultat (1). Le nombre d'atomes détectés s'écrit:

$$N_d(t_v) = N(t_v) \int_0^R 2\pi n(r) r dr \quad (\text{AII.4})$$

où  $N(t_v)$  est le nombre totale d'atomes ayant une vitesse initiale  $v_0$  dans la mélasse. Il existe une relation bijective entre cette vitesse et le temps de vol  $t_v$  :

$$v_0(t_v) = \frac{1}{2} g t_v - \frac{h}{t_v} \quad (\text{AII.5})$$

$h$  est la distance entre le centre de la mélasse et le centre du faisceau sonde.

en remplaçant la distribution spatiale transverse initiale  $n(r)$  par son expression donnée dans (AI. 1) et en calculant l'intégrale,  $N_d(t_v)$  s'écrit:

$$N_d(t_v) = N(t_v) \left( 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2(t_v)}\right) \right) \quad (\text{AI.6})$$

**b. Effet du temps d'interaction avec le faisceau sonde.**

Calculons maintenant le nombre de photons échangés par les atomes en fonction de leur vitesse moyenne de transit dans le faisceau sonde. Si la taille de ce faisceau est trop petite par rapport à la distance  $h$  entre le centre de la mélasse et la zone de détection ( ce qui est le cas dans notre expérience ), cette vitesse de transit est approximativement égale à la vitesse finale des atomes au niveau du centre de la zone sonde et vaut:

$$v(t_v) = \frac{1}{2} g t_v + \frac{h}{t_v} \quad (\text{AII.7})$$

on suppose également que le chauffage transverse induit par la sonde est négligeable.

Soit  $\zeta$  la probabilité par unité de temps d'échanger un photon.  $\zeta$  dépend des paramètres atomique et des caractéristiques du laser sonde. Le nombre  $S_f(t_v)$  de photons émis après un temps d'interaction  $t$  avec le faisceau sonde s'écrit:

$$S_f(t_v) = \zeta t N_d(t_v) \quad (\text{AII.8})$$

nous rappelons que  $N_d(t_v)$  représente le nombre d'atomes présents dans la zone de détection.

$t$  est relié à la vitesse moyenne  $v(t_v)$  des atomes au niveau de la sonde par

$$t = \frac{L}{v(t_v)} \quad (\text{AII.9})$$

où  $L$  représente la taille du faisceau sonde.

**c. Relation entre le signal de temps de vol et la distribution de vitesse dans la fontaine.**

Le signal de fluorescence  $S(t_v)$  collecté dans la zone de détection est proportionnel au nombre de photons échangés il s'écrit

$$S(t_v) = \varepsilon_d S_f(t_v) \quad (\text{AII.10})$$

$\varepsilon_d$  est l'efficacité de détection

En utilisant les résultats obtenus dans les deux paragraphes précédants, ce signal s'écrit:

$$S_f(t_v) = \varepsilon_d \frac{\zeta L}{v(t_v)} N(t_v) \left( 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2(t_v)}\right) \right) \quad (\text{AII.11})$$

Exprimons maintenant le nombre d'atomes dans la mélasse mobile en fonction du signal de fluorescence. Pour avoir un ordre de grandeur comparatif du nombre d'atomes lancés, nous avons choisi de normaliser ce nombre par rapport au nombre total d'atomes dans la mélasse. Cette dernière information est obtenue en mesurant l'aire sous la courbe  $S_0$  du profil de temps de vol des atomes d'une mélasse au repos.  $N_0$  vaut alors:

$$N_0 = \frac{S_0}{\varepsilon_d \xi L} v(t_{v0}) \quad (\text{AII.12})$$

où  $\varepsilon_d$ ,  $\xi$  et  $L$  sont définis plus haut.

$v(t_{v0})$  est la vitesse au niveau de la sonde d'un atome initialement au repos dans la mélasse, elle s'écrit tout simplement:

$$v(t_{v0}) = \sqrt{2gh}$$

où  $g$  est le champ de la pesanteur.

ainsi le nombre d'atomes dans la mélasse de vitesse  $v_0(t_v)$  (AII.5) s'écrit:

$$N(t_v) = \frac{v(t_v)}{v(t_{v0})} \frac{S_f(t_v)}{S_0} \frac{1}{\left( 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2(t_v)}\right) \right)} \quad (\text{AII.13})$$

Il est ainsi facile de reconstituer la distribution de vitesse dans la mélasse mobile en utilisant cette relation bijective entre le nombre d'atomes dans la mélasse mobile et le signal de temps de vol. concrètement ceci est réalisé numériquement en échantillonnant le profil de temps de vol et en utilisant la relation (AII.5), pour convertir l'axe des temps de vol en un axe de vitesse.

Sur la figure (III.24), nous avons représenté différents profils de temps de vol et la distribution de vitesse associée. Il apparait clairement, juste en comparant l'allure des deux profils ( temps de vol et distribution de vitesse associée) qu'une information correcte sur l'efficacité de lancement ne peut pas être déduite directement du profil de temps de vol.

**Référence**

(1) D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungard and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. **B6** 2072, (1989).

**Publications**





## Microwave resonance on a laser-cooled cesium beam: prospects for a cesium frequency standard

J. Yu, S. Guellati, M.-C. Gagné, A. Clairon<sup>1</sup> and J.-L. Picqué

*Laboratoire Aimé Cotton, C.N.R.S., 91405 Orsay, France*

Received 6 November 1990

The atomic clock transition ( $F=3, M_F=0 \leftrightarrow F=4, M_F=0$ ) has been studied on a laser-cooled cesium atomic beam. Diode lasers have been used for laser cooling of the atoms, and for preparation and detection of the microwave transition. Both Rabi spectra and Ramsey fringes have been obtained. The observed lineshapes are characteristic of the narrow velocity distribution of the atoms. The residual width of the velocity distribution was estimated from the observation of Rabi oscillations. The high signal-to-noise ratio of the experimental spectra demonstrate the attractive possibilities opened by laser cooling in spectroscopy and frequency standard applications.

### 1. Introduction

The atom-radiation interaction induces momentum exchanges between photons and atoms, leading to laser cooling of atomic beams or laser storage of neutral atoms [1]. These techniques open new possibilities in metrology and high resolution spectroscopy [2]. In particular, the application to optical or microwave frequency standards should yield improved performances in the near future [3-5].

In this paper, we present results concerning the observation of the Cs atomic clock transition in a cooled atomic beam. In the first section, we investigate the process of laser cooling by the frequency chirping technique. We point out important factors in the design of a spectroscopic experiment using a cooled atomic beam, with a linear configuration. Then in the second section, we report some observations on the clock transition for different schemes of microwave excitation, such as the one pulse interaction scheme (Rabi resonance), the two successive pulses interaction scheme (Ramsey fringes) and the multiple pulses interaction scheme. Finally, we discuss the results, with a view towards applications to frequency standards and spectroscopy.

### 2. Frequency chirping laser cooling of an atomic beam

The laser cooling of atoms results from photon absorption-spontaneous emission cycles. Each cycle changes the velocity  $v$  of the atoms (mass  $m$ ) on the average by an amount  $\Delta v = h\nu/mc$  in the direction of the incident photons of energy  $h\nu$ . It is thus possible to slow down atoms by irradiating an atomic beam with a counterpropagating laser beam. Nevertheless, after a number of cooling cycles, the first order Doppler effect shifts the atoms out of resonance. Two methods have been used to compensate this effect: spatially varying a magnetic field (Zeeman tuning cooling) [6] or continuously sweeping the laser frequency (frequency chirping cooling) [7]. The light pressure force, provided by the cooling laser, bunches the atoms around a reduced velocity. The narrowing of the initial velocity distribution is however limited by velocity diffusion, induced by the random character of spontaneous emission.

In our experiment, the frequency chirping cooling technique is used. Each frequency chirping sequence produces a packet of cooled atoms propagating along the interaction axis. Those travelling cooled atoms constitute a potential signal for applications. Fig. 1 illustrates a typical configuration for a spectroscopy experiment using a cold atomic beam. Atoms are first

<sup>1</sup> L.P.T.F., Observatoire de Paris, 75014 Paris, France.

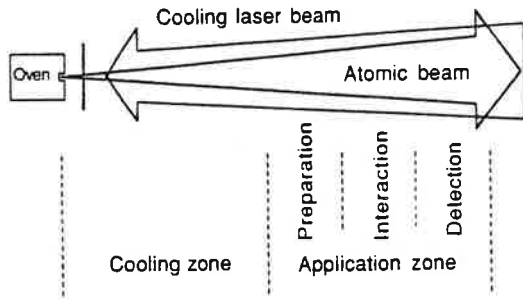


Fig. 1. Experimental configuration for the application of a cooled atomic beam to high resolution spectroscopy.

slowed and cooled in a zone about 1 m in length (the cooling zone) and then travel freely through an application zone. The latter is separated into three regions, respectively referred to as preparation, interaction and detection regions. Such a geometry implies a time sequential experiment. In order to design an optimal experimental chronology, the time evolution of cooled atoms density at the detection zone after each frequency chirping sequence has to be well known.

A simple phenomenological model allows us to determine the evolution of the cooled atoms density with respect to various parameters. This model is essentially based on the conservation of the flux of atoms during the cooling process. It takes into account the spatial divergence of the atomic beam arising from various effects: geometrical collimation, progressive reduction of the longitudinal velocity and transverse diffusion of the atoms by photons. The effect of this diffusion process increases the amplitude of the transverse random motion of the atoms by a quantity  $\sigma$ . The gravitational effect must also be taken into account because it pulls atoms of small velocities out of the apparatus axis. At the detection zone, and for a time delay  $\tau$  after the end of a frequency chirping sequence, the density  $n$  of slowed atoms with velocity  $v_f$  is evaluated as follows

$$n(v_f, \tau) = \int_{v_f}^{\sqrt{v_i^2 + 2a(L - v_f\tau)}} \frac{R^2}{(KR + \sigma)^2} \rho(v_i) dv_i, \quad (1)$$

where  $\rho$  represents the initial velocity distribution.  $L$  is the distance between the oven and the detection zone,  $v_i$  is the initial atomic velocity,  $a$  is the de-

celeration induced by the cooling laser, and  $R$  is the radius of the atomic beam (evaluated at the detection region in the absence of the cooling laser);  $K$  is a parameter depending on  $v_i, v_f, a, L, \tau$ , which accounts for the divergence induced by the beam deceleration.

The theoretical evaluation of  $n$  versus  $\tau$ , for a chosen velocity (50 m/s), is compared with the corresponding experimental curve in fig. 2. The experimental curve is obtained by selectively measuring the fluorescence signal of the cooled atoms irradiated at a fixed frequency by a laser in the detection zone (laser L3B in fig. 3). The decay of the signal is due to the frequency chirping character of the cooling technique and to the limited interaction length. Atoms escaping out of the oven after the beginning of the frequency chirp cannot undergo the entire cooling process. Consequently, at the end of the chirping sequence, the cooled atom density decreases as one gets closer to the oven. Good agreement is found between the calculated and experimental data, which indicates that the assumptions underlying the phenomenological model are reasonable. Such an analysis of the signal behaviour has permitted us to determine the time sequence for the production and utilization of cooled atoms in the experiment.

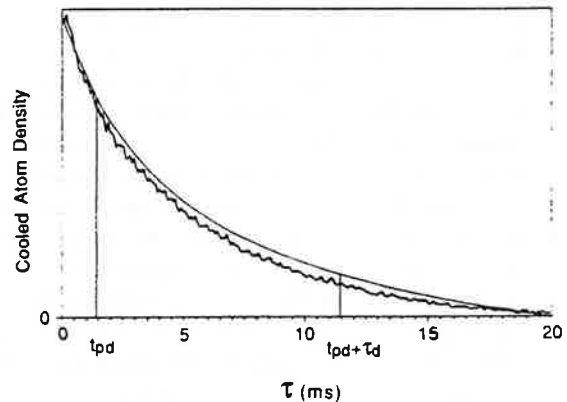


Fig. 2. Time evolution of the cooled atom density at the detection zone (measured by laser-induced fluorescence) after a chirping sequence. The velocity of the beam is 50 m/s. A theoretical fit is also shown. From the end of a cooling chirp, the atoms arrive at the detection zone at time  $t_{pd}$  and they are detected over a period  $\tau_d$ . The potential signal in a spectroscopic experiment is proportional to the area under the curve between times  $t_{pd}$  and  $t_{pd} + \tau_d$ .

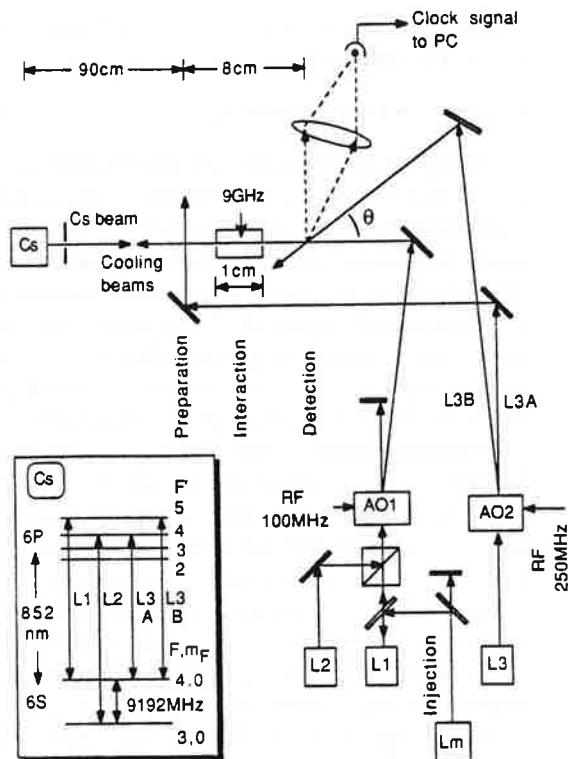


Fig. 3. Schematics of the experimental set-up and diagram of the relevant energy levels in cesium.

### 3. Observation of the cesium clock transition

We describe now the application of a laser cooled atomic beam to the observation of the Cs atomic clock transition. Fig. 3 shows a schematics of the experimental set-up. The principle of the experiment is the following. The cesium atoms travel successively through a cooling section and an atomic clock section. In a first step (cooling period), the atomic beam interacts with the beams of two counter-propagating lasers (L1, L2). The cooling laser (L1) is tuned to the  $6^2S_{1/2} F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$  transition. At the same time, the atoms are continuously transferred from the hyperfine level  $6^2S_{1/2} F=3$  of the ground state to the other one,  $6^2S_{1/2} F=4$ , by a pumping laser (L2) tuned to the transition  $6^2S_{1/2} F=3 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F'=4$ . We emphasize here that spectrally narrowed lasers produce a narrower velocity distribution and a more intense cold atom beam than free running lasers [8]. In a second step, we realize

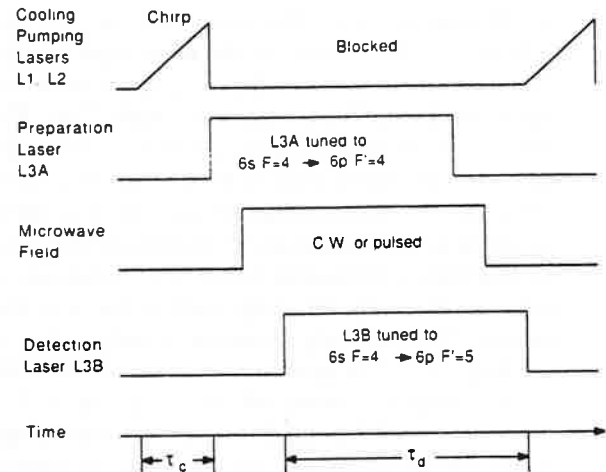


Fig. 4. Time sequence of the experiment. The packet of cold atoms (cooled during  $\tau_c$ ) undergo successive interactions with the preparation laser, the microwave field and the detection laser (during  $\tau_d$ ) as travelling forward the apparatus. Then, the microwave frequency is incremented and the sequence repeated.

an optically pumped cesium clock [9] working on cold atoms. The cooled atoms are transferred from the state  $6^2S_{1/2} F=4$  to the  $6^2S_{1/2} F=3$  state by optical pumping on the transition  $6^2S_{1/2} F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F'=4$  (laser L3A in fig. 3: preparation region). The cooled atoms then cross a microwave cavity in resonance with the cesium clock transition  $6^2S_{1/2} F=3, M_F=0 \leftrightarrow 6^2S_{1/2} F=4, M_F=0$  (interaction region). Finally, the atoms in the  $6^2S_{1/2} F=4$  state are selectively detected by measuring the fluorescence induced by laser excitation on the  $6^2S_{1/2} F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$  transition (laser L3B in fig. 3: detection region). The time sequence of our experiment is shown in fig. 4.

#### 3.1. Experimental set-up

The cooling laser is a 30 mW power cw single-mode STC diode (L1 in fig. 3). It is locked to a low power single-mode diode laser (Hitachi-HLP1400) by optical injection. This master laser (Lm in fig. 3) is stabilized to an external confocal Fabry-Perot cavity by optical feedback [10]. The intrinsic linewidth of the cooling laser is then less than 100 kHz. By sweeping up the master laser frequency and thus, the cooling laser frequency, the Doppler shift of decelerating

atoms is compensated. The sweeping range, typically 350 MHz, is determined by the atom-light interaction length ( $\approx 1$  m), and the sweep duration which optimizes the cooling process is typically 7 ms. The stability of the final velocity, chirp after chirp, depends on the reproducibility of the frequency scanning. The starting frequency of each chirp is offset locked to one of the saturated absorption lines (hyperfine lines or cross-over lines) in a cesium cell in order to insure that all chirps start at the same frequency. This servoloop insures a reproducibility of the frequency chirp to within 1 MHz, which yields a final velocity stability of about  $\pm 1$  m/s. The pumping laser (L2 in fig. 3), which is simply swept by the application of a current ramp, has a spectral width of about 20 MHz. The beams of the cooling and the pumping lasers are combined on a polarizing prism and fed through the Cs beam tube via an acousto-optic device (A.O.1 in fig. 3), acting as a switch. At the entrance window, the cooling beam is typically 1 cm diameter and 10 mW power; the pumping laser has to be at least the same diameter and more than 1.5 mW power.

The clock experiment is achieved by setting a microwave cavity (resonating at 9192 MHz) in the interaction zone of fig. 1. This cavity provides an interaction length of 1 cm. Three pairs of Helmholtz coils surround the cavity, in order to compensate the earth's magnetic field. One of these produces a bias static field ( $\approx 400$  mG) in order to separate the Zeeman components of the hyperfine transition. The bias field is chosen parallel to the microwave magnetic field so as to excite the  $F=3, M_F=0 \leftrightarrow F=4, M_F=0$  clock transition. Upstream and downstream from the cavity, the slowed atoms cross the pumping laser beam (L3A) and the probe laser beam (L3B). Those two beams, detuned by  $\nu_{AO}$  by the interposition of an acousto-optic modulator (A.O.2 in fig. 3), stem from a single diode laser. This laser (Hitachi-HPL1400) is stabilized by optical feedback and locked to the hyperfine line  $6^2S_{1/2} F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F=4$  (frequency  $\nu_{4-4}$ ) in a cesium cell. The resulting linewidth is thus less than 100 kHz. Due to the optical pumping by L3A, about 10% of the slowed atoms are sent to the  $F=3, m_F=0$  Zeeman sublevel, and thus can be transferred to the  $F=4, m_F=0$  level by the microwave field. The probe beam, crossing the cold atoms at an angle  $\theta$ , is tuned to resonance with the

transition  $6^2S_{1/2} F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F=5$  (frequency  $\nu_{4-5}$ ). The following condition is realized:

$$\nu_{4-4} + \nu_{AO} + (v_f/c) \cos \theta = \nu_{4-5}, \quad (2)$$

$\nu_{AO}$  being the acousto-optic driving frequency and  $v_f$  the velocity of cold atoms. Thanks to this arrangement, the  $6^2S_{1/2} F=3, M_F=0 \leftrightarrow 6^2S_{1/2} F=4, M_F=0$  clock transition is detected on a dark background. Moreover, only the atoms of velocity  $v_f$  are seen; the high velocity tail, typical of a frequency chirped laser cooled atomic beam, is ignored. Fluorescence photons are collected by a focusing optics, which provide a detection solid angle of  $\pi/4$  steradians.

At the end of each cooling process, the laser beams L1 and L2 are switched off by the acousto-optic switch A.O.1. The microwave interrogation thus takes place without light shift due to the cooling lasers. The microwave field can be applied continuously or can be pulsed. In the former case (Rabi resonance), the cooled atoms (velocity  $v_f$ ) undergo a single interaction of time duration  $\tau_i = l_c/v_f$ , corresponding to their transit time inside the cavity (length  $l_c$ ). The resonance line shape is of Rabi type, with fwhm  $\Delta\nu = 0.79/\tau_i$  for a monokinetic beam [2.11]. In the latter case, the cooled atoms undergo several successive interactions. The transition line resulting from the interference of those interactions, presents sinusoidal oscillations (fringes) with a Rabi shape envelope. For Ramsey resonance (two pulses for each atom), the pulse duration  $\tau_{on}$  and spacing  $\tau_{off}$  are chosen to meet the following condition

$$\tau_{on} + \tau_{off} = \tau_i/2, \quad (3)$$

in order to insure that all atoms interact with two microwave pulses during their transit in the cavity. We note that this condition is velocity selective and is thus verified only by the atoms having the chosen final velocity. The fwhm of the fringes is  $\Delta\nu = 0.5/\tau_{off}$  [2.11]. Condition (3) can be generalized to  $n$  pulses interaction:

$$\tau_{on} + \tau_{off} = \tau_i/n, \quad (4)$$

which insures that all atoms interact with  $n$  microwave pulses during their transit in the cavity. For  $n \geq 3$ , the number of fringes decreases as  $n$  increases, due to some additional interferences. For example, the spectrum obtained with 4 pulses presents only

one fringe over two compared to the number of fringes obtained with 2 pulses.

A detection window is opened with delay and duration adapted to the final velocity of the atoms. The typical duration of the entire cycle, "cooling period-microwave interaction", is 20 ms. After each cycle, the resonance signal is stored, the microwave frequency is incremented, and the sequence is repeated.

### 3.2. Results and discussion

The clock transition was observed with a cooled atomic beam of velocity 50 m/s, for which the transit time in the cavity is 200  $\mu$ s. An example of the spectrum, obtained when a microwave field is continu-

ously applied (one  $\pi$  pulse of duration 200  $\mu$ s for each atom), is shown in fig. 5a (Rabi spectrum). This spectrum is an average of 10 sweeps of  $\pm 10$  kHz amplitude around the central frequency. The observed pattern presents a central peak with two lateral lobes, as predicted by theory [11]. Ramsey fringes are shown in fig. 5b for two  $\pi/2$  microwave pulses (duration  $\tau_{on}=8$   $\mu$ s) separated by  $\tau_{off}=92$   $\mu$ s. This spectrum is an average of 20 sweeps of  $\pm 100$  kHz around the central frequency. The lineshape appears as a Rabi envelope (whose width depends on the pulse microwave duration,  $\tau_{on}$ ) on which fringes are superimposed. Fig. 5c shows the resonance line obtained for the case where all cooled atoms undergo 4 microwave interactions (duration  $\tau_{on}=8$   $\mu$ s, sep-

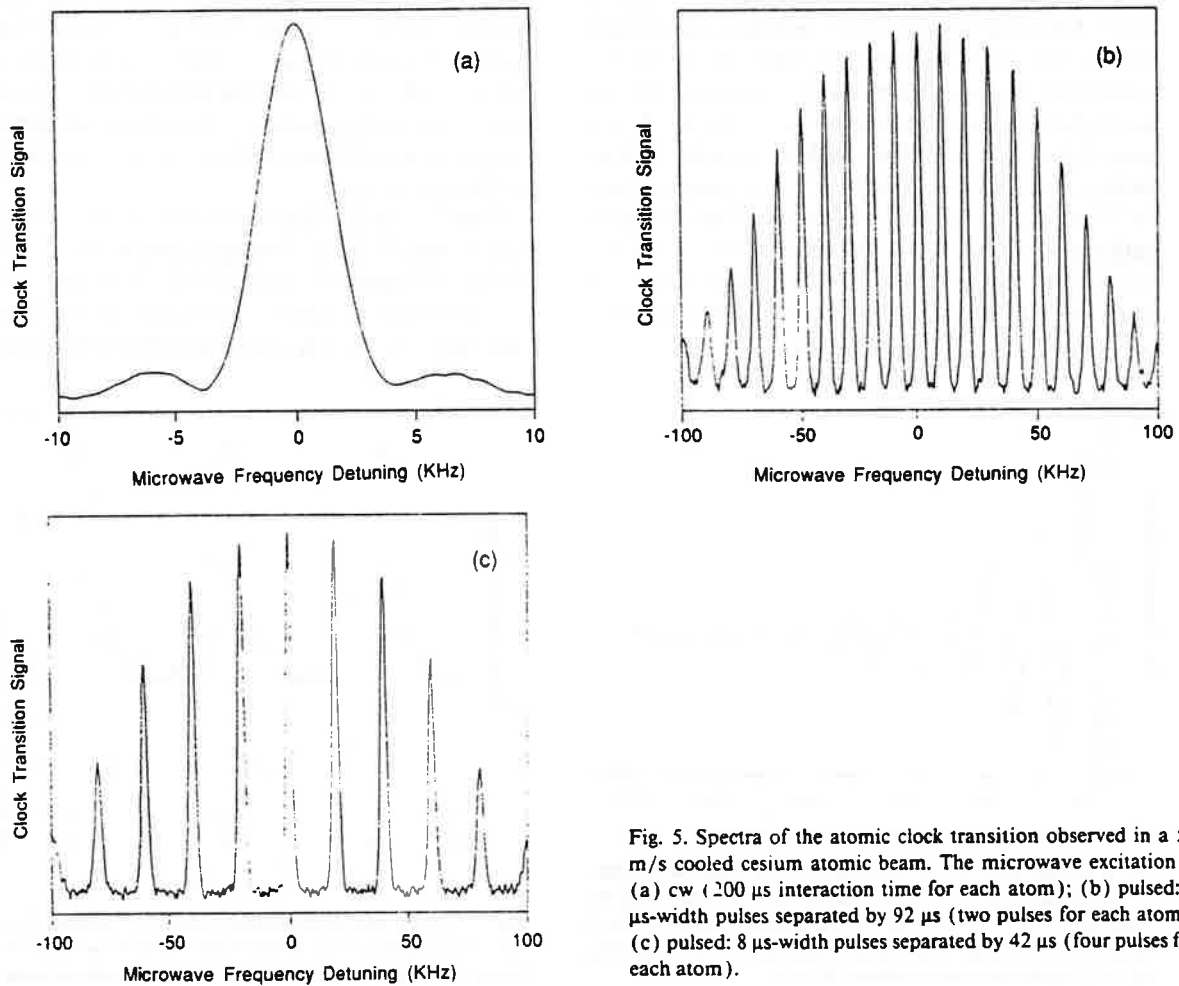


Fig. 5. Spectra of the atomic clock transition observed in a 50 m/s cooled cesium atomic beam. The microwave excitation is (a) cw (200  $\mu$ s interaction time for each atom); (b) pulsed: 8  $\mu$ s-width pulses separated by 92  $\mu$ s (two pulses for each atom); (c) pulsed: 8  $\mu$ s-width pulses separated by 42  $\mu$ s (four pulses for each atom).

arated by  $\tau_{\text{off}} = 42 \mu\text{s}$ ) during their transit in the cavity. By comparing this spectrum to that of fig. 5b, one sees only half the totality of the main fringes. For figs. 5a, b, c, each sweep represents 400 data acquisitions. The total acquisition time per data point is 16 ms, consisting of a 8 ms signal storage time plus a 7 ms cooling time plus a 1 ms delay time between cooling and signal detection.

All these spectra confirm the quasi-monokinetic character of the cooled atomic beam. We estimated the residual width of the velocity distribution using an original method, based on the observation of Rabi oscillations. These oscillations of the transition probability were obtained by setting the frequency of the microwave field at the center of the resonance and varying the microwave magnetic field amplitude. Fig. 6 shows an experimental recording of the Rabi oscillations along with a theoretical fit (smooth line). The decrease in the Rabi oscillation amplitude results both from the inhomogeneity of the microwave field on the atomic beam section and the velocity distribution of the cooled atomic beam. By deconvolution, the fwhm of the latter is estimated to be less than 5 m/s (corresponding to a temperature of 72 mK). A rigorous evaluation of the fwhm is rather difficult because of the contribution of the microwave field inhomogeneity. The temperature obtained by this method is superior to the Doppler limit.

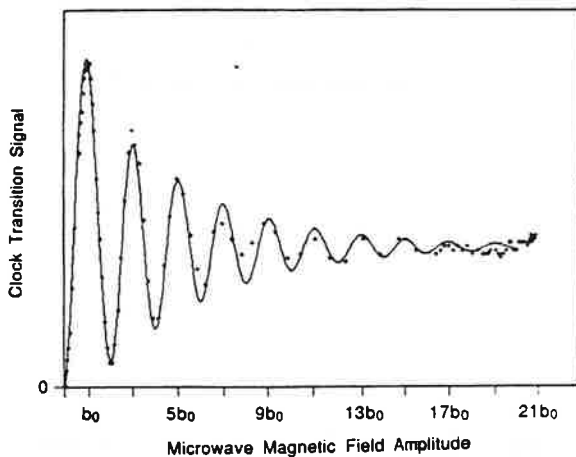


Fig. 6. Atomic clock signal versus microwave magnetic field amplitude, measured at the central frequency of the line (Rabi oscillations). The horizontal axis is graduated in  $b_0$  units, where  $b_0$  is the amplitude of the microwave magnetic field corresponding to a  $\pi$ -pulse for the atomic velocity 50 m/s.

It should be essentially limited by the inhomogeneity of the laser beam intensities over the atomic beam section.

The fact of studying the microwave resonance on such a "monokinetic" beam has permitted us to observe several Rabi lateral lobes and the totality of the Ramsey fringes, which is not achievable if a thermal beam is used. Contrary to the theoretical prediction, it can be observed (figs. 5b and 5c) that the fringes are not perfectly sinusoidal. Moreover, the experimental linewidths are a bit narrower than the expected widths (10% narrower for the Rabi line and 16% for the Ramsey fringes). These anomalies can be explained by microwave leakage outside the cavity through the atomic beam passage holes. For the Rabi interaction, the effective atom-microwave interaction length is thus slightly longer than the cavity length and, for the multi-pulses interaction, the effective number of pulses is thus larger than expected. Indeed, by accounting for these effects in the calculation of the spectra, we could obtain excellent agreement with experiment. A comparison between experiment and theory is shown in fig. 7, for the case of Ramsey fringes.

Finally, the signal-to-noise ratio of our spectra is larger than 20 for an averaging over 4 sweeps (total integration time per data point of  $4 \times 16$  ms), which is satisfying for a preliminary experiment. We think that the S/N ratio is essentially limited by the fluc-

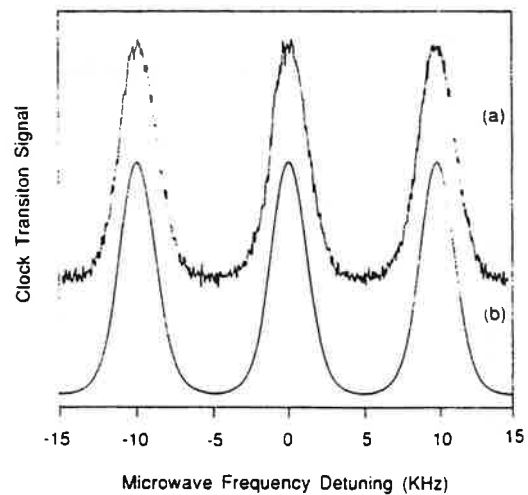


Fig. 7. Central part of the Ramsey spectrum, obtained for two-pulses interaction ( $8 \mu\text{s}$  pulses separated by  $92 \mu\text{s}$ ) in a 50 m/s beam: (a) experimental spectrum; (b) calculated spectrum.

tuation of the cooled atomic beam intensity. By further improving the spectral quality of both the cooling and pumping lasers, and also by improving the stability of their frequency chirping ranges, we can reduce this fluctuation. Moreover, with additional improvements such as increasing the total solid angle of the detection and using a more sophisticated pumping scheme (with two lasers), in order to optically pump all the atoms to the  $F=3$ ,  $M_F=0$  sub-level we believe that the S/N ratio could easily be increased by 1 or 2 orders of magnitude.

For lower velocities, the clock transition signal falls off rapidly. For example, we observed that with a 20 m/s beam, in the same experimental conditions, the signal-to-noise ratio was reduced to 4. This is due to the transverse diffusion of the atoms, becoming important when the longitudinal velocity is comparable with the transverse velocity, and to the effect of gravitation, pulling the slow beam out of the detection zone. To maintain a reasonable signal-to-noise ratio, we estimate that the lowest velocity that can be used in a linear configuration experiment is around 10 m/s. The longest interaction time for a 1 cm interaction zone is thus of the order of 1 ms. To obtain ultra-long interaction times, it would be necessary to replace the linear geometry by more elaborate ones, such as three dimensional molasses [3] or atomic fountain [4]. This would be worthwhile only in atomic systems having a correspondingly long lifetime (microwave transitions, for example). Nevertheless, for atomic systems having a lifetime less than 1 ms (e.g. transitions between Rydberg states), the linear configuration is appropriate.

#### 4. Conclusion

We have set an experiment which consists of observing the atomic clock transition on line with a diode laser cooled cesium beam. By measuring the time evolution of the cooled atoms, we have designed an optimized time sequence for this type of experiment. Microwave spectra, obtained with a 50 m/s cooled beam, and for different excitation schemes (single and multi-pulses interaction), were

observed with a good signal-to-noise ratio ( $> 20$ ). The resolution of several Rabi lateral lobes and the observation of the totality of the Ramsey fringes is characteristic of a narrow velocity distribution of the atoms. The spectra are in excellent agreement with calculations which take into account the microwave leakage out of the cavity. The residual velocity distribution width of cooled atoms was estimated by measuring the decrease in the amplitude of Rabi oscillations. It is estimated to be less than 5 m/s, corresponding to a temperature of 72 mK. The simple linear experimental configuration of our experiment seems well appropriate for atomic systems having lifetime durations of less than 1 ms.

#### Acknowledgements

This work was partially supported by Bureau National de Métrologie (BNM). One of the authors (M.-C.G.) wishes to thank the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la recherche (FCAR) and the Prêt d'Honneur de la Société St-Jean Baptiste du Québec for postdoctoral fellowships.

#### References

- [1] For a review of this field, see the special issues on the Mechanical effects of light, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, No. 11 (1985), and 6, No. 11 (1989).
- [2] J.L. Picqué, A. Clairon, J. Yu and S. Guellati, *Ann. Phys. C1*, 15 (1990) 31.
- [3] D.W. Sesko and C.E. Wieman, *Optics Lett.* 14 (1989) 269.
- [4] M.A. Kasevich, E. Riis and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 612.
- [5] J.L. Hall, M. Zhu and P. Buch, *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989) 2194.
- [6] W.D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 596.
- [7] W. Ertmer, R. Blatt, J.L. Hall and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 996.
- [8] C. Salomon and J. Dalibard, *C.R.A.S.* 306 (1989) 1319.
- [9] M. Arditi and J.L. Picqué, *J. Phys. Lett.* 41 (1980) L379.
- [10] Ph. Laurent, A. Clairon and Ch. Bréant, *IEEE J. Quant. Electron.* 25 (1989) 1131.
- [11] N.F. Ramsey, *Molecular beams* (Oxford Univ. Press, London, 1956).





**Laser Cooling of Cesium Atoms below  $3 \mu\text{K}$ .**

C. SALOMON(\*), J. DALIBARD(\*), W. D. PHILLIPS(\*)<sup>(†)</sup>  
 A. CLAIRON(\*\*) and S. GUELLATI(\*\*\*)

(\*) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne  
 (Unité de Recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Paris 6, associée  
 au CNRS-U.R.A. 18), Département de Physique de l'ENS  
 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France*

(\*\*) *Laboratoire Primaire du Temps et Fréquences  
 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

(\*\*\*) *Laboratoire Aimé Cotton - Bâtiment 505, 91405 Orsay, France*

(received 31 May 1990; accepted in final form 26 June 1990)

PACS. 32.80P - Optical cooling of atoms; trapping.

PACS. 42.50 - Quantum optics.

**Abstract.** - We have measured the temperature of cesium atoms released from optical molasses. For a wide range of laser intensity and detuning from resonance, the temperature depends only on the intensity-to-detuning ratio. The lowest temperature achieved is  $(2.5 \pm 0.6) \mu\text{K}$ , which corresponds to an r.m.s. velocity of 12.5 mm/s or 3.6 times the single-photon recoil velocity. This is, to our knowledge, the coldest kinetic temperature ever measured for three-dimensional (3D) cooling.

The reduction of kinetic motion of atoms using momentum and energy exchange with laser fields has produced extremely low kinetic temperatures in recent years [1]. Here we report new measurements on laser-cooled cesium atoms which show that the temperature is a simple, nearly linear function of the ratio of laser intensity  $I$  and detuning  $\delta$  from resonance, in agreement with recently developed theoretical models [2, 3]. We have also determined the range of  $I$  and  $\delta$  for which the cooling works. For large detuning, a minimum and constant ratio of  $I/\delta$  is required and the corresponding lowest temperature is  $(2.5 \pm 0.6) \mu\text{K}$ .

We use a configuration of three pairs of mutually orthogonal laser beams, called optical molasses by the Bell labs group that performed the first 3D laser cooling of neutral atoms in 1985 [4]. At that time it was believed that the laser cooling in optical molasses was due simply to differential radiation pressure induced by Doppler shifts [5]. The lower limit of this Doppler cooling is given [6] by  $k_B T_{\text{Dop}} = \hbar\Gamma/2$ , where  $\Gamma^{-1}$  is the radiative lifetime of the

---

<sup>(†)</sup> Permanent address: National Institute of Standards and Technology, PHY B160, Gaithersburg, MD 20899, USA.

excited state (30 ns for the  $6P_{3/2}$  state of Cs, giving  $T_{\text{Dop}} = 125 \mu\text{K}$ ). In 1988, a group at NIST measured temperatures much lower than this Doppler cooling limit [7]. Soon after, new mechanisms for laser cooling were proposed independently by a group at ENS in Paris and a group at Stanford [2, 3]. These mechanisms use the multilevel structure of the ground state of alkali atoms and the laser polarization gradients unavoidable in these 3D experiments. Differential light-shifts of the various Zeeman sub-levels lead to a much stronger cooling than in the two-level case, and therefore much lower temperatures.

An important prediction of the theory [2] is that for  $|\delta| \gg \Gamma$  and  $\Omega \ll |\delta|$ :

$$k_B T \approx C \hbar \Omega^2 / |\delta|, \quad (1)$$

where  $C$  is a numerical factor on the order of 0.1, the detuning  $\delta = \omega_L - \omega_A$  is negative, and  $\Omega = 2d \cdot E / \hbar$  is the Rabi frequency describing the coupling between the atomic dipole moment and the electric field vector  $E$ . By convention,  $\Omega$  refers in the following to the Rabi frequency of a single travelling wave. When decreasing the laser intensity, eq. (1), which shows the proportionality of the temperature to the light shift, is expected to hold until the intensity is too low for the new mechanism to work.

Our experimental set-up (see fig. 1a)) has been described previously [8, 9]. A cesium atomic beam is first slowed by a counterpropagating laser beam. Some of the nearly stopped atoms ( $|v| \leq 3 \text{ m/s}$ ) then load the molasses where the strong laser cooling provides viscous confinement. The molasses beams are derived from a stabilized ring dye laser (Coherent 699-21) and are tuned below the  $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$  transition. A «repumping» diode laser beam tuned to the  $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 4$  transition is combined with one or two of

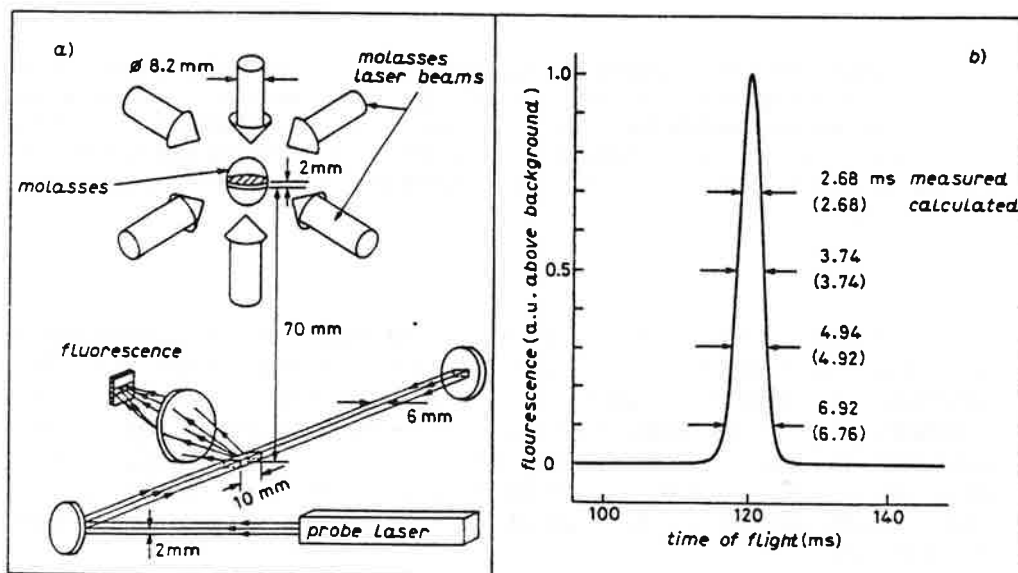


Fig. 1. - a) Apparatus: atoms from a laser-cooled atomic beam (not shown) are further cooled and confined at the intersection of three pairs of mutually orthogonal, counterpropagating laser beams. Cold atoms from a 2 mm high slice of the molasses are dropped into the probe. The probe-induced fluorescence is collected by a lens, imaged onto a photodiode, and recorded vs. time. b) Experimental time-of-flight spectrum for the  $\text{lin} \perp \text{lin}$  configuration with  $|\delta|/2\pi = 52 \text{ MHz}$  and  $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.22$ ,  $T = 2.5 \mu\text{K}$ . By comparing the measured widths of the TOF spectrum at various fractions of its full height with the calculated ones, we confirm that the initial velocity distribution is closely Maxwellian and can be assigned a temperature.

the pairs of molasses beams to prevent optical pumping into the  $F = 3$  ground state. The residual magnetic field in the molasses region is  $\approx 1 \mu$ T.

The molasses laser beams are apertured to 8.2 mm diameter, with the intensity uniform over this diameter to better than 15%. We have used two different polarization configurations: i)  $\text{lin} \parallel \text{lin}$ , where the polarization vector in each counterpropagating beam pair is linear and orthogonal to that of the other pairs; ii)  $\text{lin} \perp \text{lin}$ , where each travelling wave has a linear polarization orthogonal to that of the counterpropagating wave. The maximum intensity used for these experiments is 4 mW/cm<sup>2</sup> per wave. ( $\Omega = \Gamma$  for 2.25 mW/cm<sup>2</sup> on the  $F = 4$ ,  $m_F = 4 \rightarrow F' = 5$ ,  $m_{F'} = 5$  transition.) With this intensity, the observed mean confinement time of an atom in the molasses is 0.35 s for  $\text{lin} \parallel \text{lin}$  and 0.70 s for  $\text{lin} \perp \text{lin}$  at a detuning of  $-10$  MHz, *i.e.* about two linewidths. After loading the molasses at these laser parameters for 1.5 s and achieving a density of about  $10^8$  atoms/cm<sup>3</sup>, we turn off the slowing laser. We then rapidly ( $< 2$  ms) switch the detuning and lower the intensity of the molasses laser. After the switching we allow 100 ms for the atoms to reach a constant temperature. By this technique we can measure temperatures at intensities as low as 0.04 mW/cm<sup>2</sup> or at detunings as great as  $-240$  MHz, while still maintaining the high density obtained with the optimal loading parameters given above<sup>(1)</sup>.

We measure the velocity distribution of the atoms by a time-of-flight (TOF) method [7]. The atoms confined in the molasses are released by suddenly turning off the molasses laser beams using an acousto-optic modulator ( $< 10 \mu$ s fall time to an extinction of  $10^{-5}$ ) followed within 2 ms by a mechanical shutter. The atoms then travel ballistically to a 2 mm high probe laser beam, centered at 70 mm below the molasses centre, where they are detected by fluorescence. The probe is derived from a frequency stabilized diode laser tuned to the  $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5$  transition, has an intensity of 0.33 mW/cm<sup>2</sup>, is  $\sigma^+$  polarized, retroreflected and is detuned half a linewidth below resonance to minimize longitudinal heating. Each atom scatters an average of  $\sim 10^4$  photons, providing efficient detection.

The distribution of detection times (TOF spectrum) is determined by the initial, thermal spread of vertical atomic velocities and by the molasses and probe geometry. In order to reduce the molasses geometry contribution, we «slice» the molasses: just after the molasses beams are turned off, we irradiate the atoms with a horizontal, unidirectional beam in the middle of which is a sharp, 2 mm high shadow. After 7 ms of irradiation, all of the atoms except those in a 2 mm high slice are given enough transverse momentum that they fall to the side of the probe.

We use a Monte Carlo simulation to take account of the molasses and probe geometry and of the effect of the slicing operation on the TOF spectrum. We have checked that most of the measured TOF signals are compatible with a Maxwellian distribution of velocities by comparing the widths at 0.1, 0.3, 0.5, and 0.7 of full height for experimental and calculated spectra (see fig. 1b)). Therefore, we have assigned to each TOF spectrum a temperature determined from the 0.5 width, provided that the other widths differ by less than 5% from the calculated ones.

These measured temperatures, plotted *vs.* laser intensity at various laser detunings, are shown in fig. 2a) for the  $\text{lin} \parallel \text{lin}$  configuration. The intensity is given in units of  $\Omega^2/\Gamma^2$ .  $\Omega^2$  is calculated for the  $F = 4$ ,  $m_F = 4 \rightarrow F' = 5$ ,  $m_{F'} = 5$  transition and is the average of  $\Omega^2$  for the 6 beams. (The 6 intensities are generally equal to better than 10%.)

For a given detuning, the temperature decreases with decreasing intensity and is well represented by a straight line for most of the range, in agreement with eq. (1). However, for

<sup>(1)</sup> At a detuning of  $-250$  MHz the laser is resonant with the  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  transition. TOF signals are not seen for tunings below this resonance, but reappear at tunings just below  $F = 4 \rightarrow F' = 3$ .

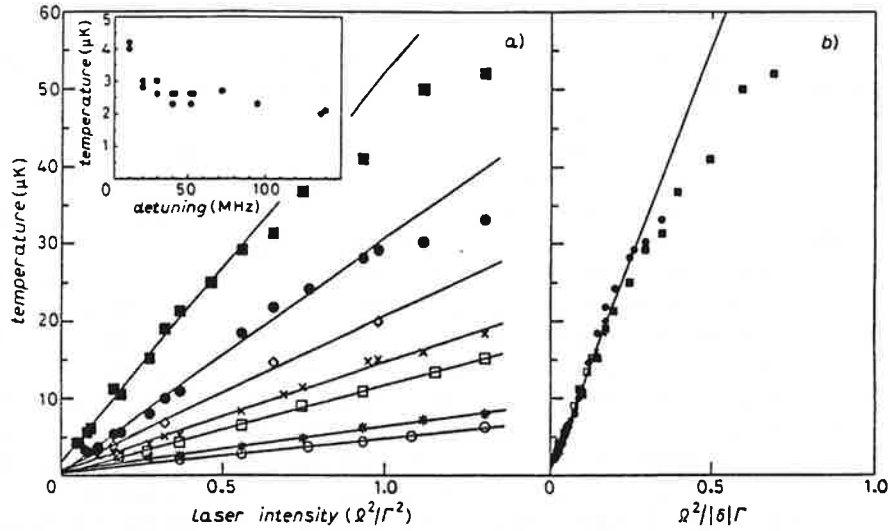


Fig. 2. - Temperature as a function of laser intensity and detuning. *a*) The lines are least-squares fits to those points which for a given detuning are within the range of validity of eq. (1). Insert: lowest temperature achieved as a function of detuning, for both polarization configurations. For  $|\delta| \gg \Gamma$  ( $\Gamma/2\pi = 5.3$  MHz) the lowest temperature is essentially constant. *b*) Temperatures of *a*) plotted against  $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ . The straight line is a fit to the points with small  $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ .  $|\delta|/2\pi = 10$  MHz ( $\blacksquare$ ), 20 MHz ( $\bullet$ ), 30 MHz ( $\diamond$ ), 40 MHz ( $\times$ ), 54 MHz ( $\square$ ), 95 MHz ( $\ast$ ), 140 MHz ( $\circ$ ).

each detuning, there is a lower limit to the intensity for which the molasses can function. As the intensity is decreased toward this limit, we observe a «disintegration» of the molasses which manifests itself as a dramatic decrease in the size of the TOF signal and the appearance of wide wings on the TOF spectrum. The signal finally disappears at an intensity which is nearly linear in detuning, and approximately given, to within about 15% for a given laser intensity calibration (see below), by  $\Omega^2/|\delta|\Gamma = (0.6 + 2.5\Gamma/|\delta|) \cdot 10^{-2}$ . At high intensity and for the smallest detunings, we observe a deviation from the linear law mentioned above; in this domain, the temperature increases more slowly than the laser intensity.

In order to further illustrate the agreement with eq. (1), we have replotted in fig. 2*b*) the temperature as a function of  $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ . This strikingly demonstrates that the temperature depends only on this single parameter and is quite linear for small values of  $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ . We determine  $C$  of eq. (1) by calculating  $C(\delta) = |\delta|(\partial T/\partial I)$  for each  $\delta$ . Excluding the  $\delta = -10$  MHz data, these  $C(\delta)$  are, as expected from eq. (1), independent of  $\delta$ , to within a standard deviation of 5%. Expressing  $T$  in units of  $\hbar\Gamma/k_B$ , and detuning and Rabi frequency in units of the natural width  $\Gamma$ ,  $C$  is dimensionless, and for  $\text{lin}\parallel\text{lin}$  we find the average  $C_{\parallel} = 0.45$ . The  $\text{lin}\perp\text{lin}$  data are similar and give  $C_{\perp} = 0.35$ .

The lowest measured temperature is  $(2.5 \pm 0.6) \mu\text{K}$ . As shown in the insert of fig. 2, it is nearly independent of detuning for  $|\delta| > 2\Gamma$  and we find that it is also independent of the polarization choice of the experiment. The corresponding r.m.s. velocity along the vertical axis  $v_{\text{r.m.s.}} = (2k_B T/M)^{1/2}$  is only 12.5 mm/s or 3.6 times the single photon recoil velocity  $v_{\text{rec}} = \hbar k/M$ . Still narrower TOF peaks with  $\langle T \rangle < 2 \mu\text{K}$  have been obtained but showing significantly non-Gaussian character in the wings.

The uncertainty (standard deviation) of  $0.6 \mu\text{K}$  includes the following contributions. Uncertainty in vertical thickness of the slice and the probe:  $0.3 \mu\text{K}$ ; uncertainty in the calculated effect of the slicing:  $0.3 \mu\text{K}$ ; statistical fluctuations in the measured TOF widths:  $0.3 \mu\text{K}$ ; heating by the probe beam, which affects the time an atom spends in the probe:

$0.1\ \mu\text{K}$ . Other effects, such as uncertainty in the distance between the slice and the probe, each contribute less than  $0.1\ \mu\text{K}$ . At higher temperature the uncertainty in  $T$  is dominated by 5% statistical fluctuations and a 10% uncertainty due to the slicing.  $C_{\parallel}$  and  $C_{\perp}$  have in addition a 20% intensity calibration uncertainty for a total of 25%. Their ratio (1.29) is uncertain only by a statistical 7% and therefore differs significantly from unity.

Finally, we note that, while we have measured the temperature along a single vertical axis, considering the symmetry of the optical molasses, we have no reason to believe that the velocity distribution is anisotropic. Furthermore, we have checked that for intensity variations up to 30% in the vertical beams, the resulting temperature still depends only on the average of the intensity of the six beams. This suggests that such intensity anisotropies do not significantly alter the isotropy of the velocity distribution.

We now compare our experimental results with theoretical predictions. First, we emphasize that we know of no quantitative theoretical predictions for the temperature expected in three dimensions for a  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  transition. Theory has considered simpler transition schemes in one dimension [2,3]. For 1D counterpropagating waves, two polarization gradient mechanisms giving sub-Doppler-limit temperature have been identified: ellipticity gradient where orthogonal linear polarizations produce cooling by a «Sisyphus mechanism», and rotation of polarization where  $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$  polarizations lead to cooling by velocity-induced radiation pressure imbalance.

For large  $|\delta|$  and small velocity the force for Sisyphus cooling is larger than for  $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$  by a factor of  $|\delta|/\Gamma$ . This more efficient cooling is accompanied by a similarly stronger heating due to the fluctuations of the light shift gradient force which are not present in a pure  $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$  case. This leads for both mechanisms to nearly equal temperatures given by (1) with  $C \approx 0.1$ . Our observations confirm very well this prediction, but with  $C \approx 0.4$ . This difference may well result from the fact that in 3D, for a given intensity per beam ( $\Omega^2$ ), the average intensity is three times larger than in 1D and also from the fact that the prediction is for simpler transition schemes than in Cs.

In our experiment, the two mechanisms are clearly mixed up since both types of polarization gradient occur in the molasses. While one might suppose that the Sisyphus mechanism is dominant at large detuning, at first sight we have a problem in interpreting our experiment in terms of this single mechanism. As calculated in [2] for the Sisyphus mechanism, there is a critical velocity  $v_c$ , varying as  $1/\delta^2$ ; below  $v_c$  the cooling force  $f(v)$  increases linearly with  $v$ , while above  $v_c$  it decreases as  $1/v$ . It would seem that eq. (1) is valid for Sisyphus cooling only over the range  $v_{\text{r.m.s.}} < v_c$ . However, for most of our experimental points the measured  $v_{\text{r.m.s.}}$  is greater than  $v_c$ , and yet we observe excellent cooling<sup>(2)</sup>. Fortunately this apparent contradiction is lifted because, as shown in [10], the momentum diffusion due to the fluctuations of the gradient force also decreases for  $v > v_c$ . It turns out that eq. (1) remains valid for Sisyphus cooling over a different range given by  $v_{\text{r.m.s.}} < v_c(|\delta|/\Gamma)$ , much larger than the range of linearity of  $f(v)$ . Only when this new condition is violated do we expect the appearance of wide wings in the velocity distribution. This occurs for a constant ratio of  $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ , corresponding to  $v_{\text{r.m.s.}}$  equal to a few recoil velocities [10]. This prediction is in good qualitative agreement with the experimental parameters for molasses disintegration at  $|\delta| \gg \Gamma$  and with our minimum temperature. We note that at disintegration, where  $v_{\text{r.m.s.}} \approx v_c(|\delta|/\Gamma)$ , the Sisyphus cooling force is reduced to the level of the  $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$  force, so that one probably has to take into account both mechanisms in order to calculate quantitatively the exact conditions for disintegration.

---

<sup>(2)</sup> Furthermore, requiring  $v_{\text{r.m.s.}} < v_c$  leads to a lower limit of  $v_{\text{r.m.s.}} > v_{\text{rec}}(|\delta|/\Gamma)$ , while we find  $v_{\text{r.m.s.}} = 3.6v_{\text{rec}}$  even when  $|\delta|/\Gamma = 26$ .

Let us also point out that the average kinetic energy of the atoms is on the order of the light shifts of the atomic energy levels. Thus a significant fraction of the atoms may be trapped in the wells formed by the spatial modulation of these shifts. Such trapping may well have already been seen in Na molasses [11].

In conclusion, we have made detailed temperature measurements on laser-cooled cesium atoms, exploring a wide range of laser intensity and detuning. The lowest measured temperature of  $(2.5 \pm 0.6) \mu\text{K}$  is 50 times lower than the Doppler cooling limit and corresponds to an r.m.s. velocity of 3.6 times the single-photon recoil velocity. This can be compared to a similar result of about three recoils found for Na in a 3D molasses [12]. The corresponding deBroglie wavelength is of the order of  $0.2 \mu\text{m}$ , which opens the way for new experiments exploring the wave nature of these atoms. Also, such a cold and dense sample of atoms will be an ideal tool for frequency metrology and ultra-precise physical measurements.

\* \* \*

We wish to thank A. ASPECT, C. COHEN-TANNOUDJI and L. HOLLBERG for helpful contributions and discussions. WDP expresses his thanks to C. COHEN-TANNOUDJI, A. ASPECT, the Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, the Département de Physique de l'ENS, the CNRS and the Université de Paris VI for their hospitality and support during his stay in Paris, and to NIST and ONR for their support. This work was supported in part by Collège de France, DRET, and BNM.

#### REFERENCES

- [1] See the special issues of *J. Opt. Soc. Am. B*, 2 (1985) and 6 (1989). For cesium in particular see also SESKO D., FAN C. and WIEMAN C., *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (1988) 1225 and [8].
- [2] DALIBARD J. and COHEN-TANNOUDJI C., *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (1989) 2023.
- [3] UNGAR P., WEISS D., RIIS E. and CHU S., *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (1989) 2058.
- [4] CHU S., HOLLBERG L., BJORKHOLM J., CABLE A. and ASHKIN A., *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 48.
- [5] HÄNSCH T. and SCHAWLOW A., *Opt. Commun.*, 13 (1975) 68.
- [6] See, for example, WINELAND D. and ITANO W., *Phys. Rev. A*, 20 (1979) 1521.
- [7] LETT P., WATTS R., WESTBROOK C., PHILLIPS W., GOULD P. and METCALF H., *Phys. Rev. Lett.*, 61 (1988) 169.
- [8] DALIBARD J., SALOMON C., ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N. and COHEN-TANNOUDJI C., in *Atomic Physics*, Vol. 11, edited by S. HAROCHE, J.-C. GAY and G. GRYNBERG (World Scientific, Singapore) 1989, p. 199.
- [9] SALOMON C. and DALIBARD J., *C.R. Acad. Sci. Paris*, 306 (1988) 1319.
- [10] CASTIN Y., DALIBARD J. and COHEN-TANNOUDJI C., to be published.
- [11] WESTBROOK C., WATTS R., TANNER C., ROLSTON S., PHILLIPS W., LETT P. and GOULD P., to be published; BIGELOW N. and PRENTISS M., to be published.
- [12] LETT P., PHILLIPS W., ROLSTON S., TANNER C., WATTS R. and WESTBROOK C., *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (1989) 2084; KASEVICH M., WEISS D. and CHU S., private communication (1989), and to be published.

## Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain.

A. CLAIRON(\*), C. SALOMON(\*\*), S. GUELLATI(\*\*\*) and W. D. PHILLIPS(\* \*\*)

(\*) *Laboratoire Primaire du Temps et Fréquences*  
61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(\*\*) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Département de Physique de l'ENS*  
24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France

(\*\*\*) *Laboratoire Aimé Cotton - Bâtiment 505, 91405 Orsay, France*

(\* \*\*) *National Institute of Standards and Technology*  
PHY B160, Gaithersburg, MD 20899, USA

(received 13 May 1991; accepted in final form 20 June 1991)

PACS. 32.80P - Optical cooling of atoms; trapping.

PACS. 06.30F - Time and frequency measurement.

PACS. 42.50 - Quantum optics.

**Abstract.** - We report a realization of Zacharias's 1953 proposal for observing a Ramsey resonance in an atomic fountain. Launched upward from a moving optical molasses where they have been cooled to  $\sim 5 \mu\text{K}$ , cesium atoms pass once through a microwave cavity, continue to the summit of their trajectory, then fall again through the same cavity, completing the separated-fields interaction. The atoms spend 0.25 s in free flight above the cavity. Linewidth (2 Hz) and S/N imply a stability of  $3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ , at least as good as in existing Cs clocks, with eventual expected improvements of  $10^2$ .

Shortly after Ramsey [1] introduced the method of separated oscillatory fields to produce narrow resonances, Zacharias [2] proposed an atomic fountain to achieve the separate interactions with a single microwave cavity; the atomic beam passes once through the cavity on the way up and once again on the way down. A long time between the two passages makes the Ramsey resonance very narrow, and thus suitable for high-performance atomic clocks or high-precision measurements. The lack of very slow atoms in thermal beams prevented Zacharias from operating an atomic fountain. Cs beams from a thermal oven typically move at a few hundred m/s, but a 30 cm high fountain, which gives a 1 Hz resonance width, requires a launch velocity of only 2.5 m/s and a much smaller transverse velocity to prevent significant spreading of the beam as it falls back.

Laser cooling of atoms [3] renewed interest in fountains [4-6] and the first atomic fountain was recently achieved [7]. In that pioneering experiment, Na atoms were captured in a magneto-optical trap [8], further cooled in optical molasses [9], and were launched with the radiation pressure of an upward-directed laser beam. They entered a microwave waveguide, reached their summit inside the waveguide and fell out into a detection region. 2 Hz wide Ramsey fringes were observed by twice pulsing the microwaves applied to the waveguide. A related experiment on free-falling Cs atoms was reported in [10]. Here we report a quite different sort of fountain Ramsey resonance, following Zacharias's prescription, which

offers significant advantages and will likely lead to atomic clocks with unprecedented stability and accuracy.

The first major improvement in our method is launching the atoms. The radiation pressure launch of ref. [7] heated the atoms, largely negating the advantage of first cooling them with polarization gradient optical molasses [11-17]. In the present experiment, we use a launching method that introduces no extra heating and maintains the low molasses temperature, which is in the  $\mu\text{K}$  range for Cs. A low temperature is essential to minimize transverse spreading of the atoms during their trajectory.

This launching is done from a «moving» molasses [6, 12] whose use was first reported for an atomic funnel [18] and which is used here for producing a fountain (fig. 1) [19]. An upward-moving molasses is accomplished by shifting the frequency of the vertical beams while keeping the frequency  $\nu_L$  of the horizontal beams unchanged. If the upward-traveling wave frequency is increased to  $\nu_L + \Delta\nu_L$  and the downward one is decreased to  $\nu_L - \Delta\nu_L$ , this creates a moving standing wave at  $v_z = \lambda \Delta\nu_L$ . Because of the Doppler shift, atoms moving up at  $v_z$  see all beams at the same frequency  $\nu_L$ : this realizes a static molasses in the frame moving at  $v_z$ . Now, if  $\Delta\nu_L$  is slowly swept in time between 0 and a maximum value  $\Delta\nu_L^{\text{max}}$ , the atoms, initially at thermal equilibrium in the laboratory frame at a given temperature, will follow adiabatically the change of frequency and stay nearly at the same temperature in the moving frame. The allowed  $d\nu_L/dt$  is larger at high laser intensity and small detuning, *i.e.* at high molasses temperature. It is thus crucial to subsequently apply an additional cooling phase.

Temperature measurement confirms that the launch works as predicted. With the molasses laser at a detuning  $\delta = -2\Gamma = -10$  MHz below the  $6S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 5$  transition and an intensity  $I = 5$  mW/cm<sup>2</sup>,  $\Delta\nu_L$  can be swept between 0 and 1.6 MHz in 1 ms,

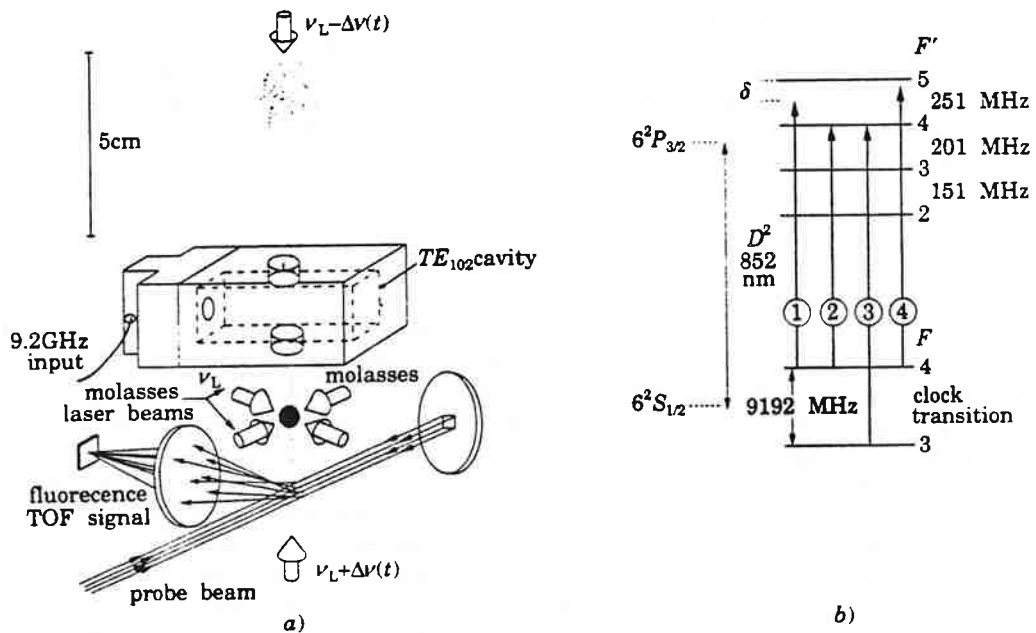


Fig. 1. - a) The Zacharias-style fountain. Cs atoms at  $5.5 \mu\text{K}$  are launched from a «moving» molasses through a microwave cavity. The change of hyperfine state, due to the Ramsey resonance after passing twice through the cavity, is detected by state-selective resonance fluorescence in the probe beam. b) Relevant Cs transitions. Molasses loading and launching: 1+3. Hyperfine pumping: 2. Detection: 4.



accelerating nearly all the atoms to 1.4 m/s. Then a 1.6 ms cooling time with fixed  $\Delta\nu_1$  (1.6 MHz),  $I$  divided by four and  $\delta$  increased to  $-70$  MHz, reduces the temperature from  $\sim 60$   $\mu\text{K}$  to  $(5.5 \pm 1)$   $\mu\text{K}$ . This temperature is identical to that of a static molasses with the same intensity and detuning [14]. All of the temperatures (before launch, just after launch and following the cooling period) are measured by time of flight (TOF) as in our previous work [14]. For measuring the temperature of launched atoms, we simply include their initial velocity in the calculation of the TOF spectrum to which the data are fit. After a 0.3 s fountain time, about 20% of the atoms of the molasses are still detected in a  $0.7$   $\text{cm}^2$  horizontal area, a value consistent with the thermal spreading at  $5.5$   $\mu\text{K}$ .

A second major difference in our experiment compared to the first fountain is that we use a continuously fed microwave cavity rather than a pulsed traveling wave and that the atoms pass completely out of the cavity and then fall back through it. This is important for several reasons. First, in an atomic clock there are certain errors (cavity phase shift errors) connected to the motion of the atoms with respect to the residual running microwave in the cavity. In conventional clocks, these errors are evaluated by reversing the direction of the atomic beam. In a fountain, that reversal occurs automatically but only if the atoms pass completely through the cavity. This phase shift error is the major source of inaccuracy in present Cs clocks. Beyond this, the fact that the atoms pass completely out of the cavity gives free access to a region where one can induce small phase shifts and perform, for instance, QND measurements of small ( $\sim 1$ ) photon numbers, atomic-electric-dipole moment measurements, or study long-range atom-atom collisions and atom-surface interactions.

Many details of the apparatus have been previously described [14]. Cesium atoms are caught in optical molasses (fig. 1) with  $\delta = -10$  MHz and  $I = 5$   $\text{mW}/\text{cm}^2$ . Horizontal beams are  $\sim 10$  mm in diameter with an intensity uniformity of  $\pm 15\%$ , whereas vertical beams are limited to a 8.5 mm diameter by the holes in the microwave cavity. The vertical and one of the horizontal beam pairs consist of linearly and orthogonally polarized counterpropagating waves. The other horizontal standing wave has a linear vertical polarization to allow Zeeman or hyperfine optical pumping (see below). A repumping diode laser beam tuned to the  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  transition is combined with the two horizontal molasses beams. After loading the molasses for 0.5 s, about  $7 \cdot 10^6$  atoms are confined and cooled in the  $\sim 0.5$   $\text{cm}^3$  molasses volume. A  $\text{TE}_{102}$  microwave cavity made of a standard X band waveguide shorted at both ends is located 2.7 cm above the molasses. The two holes have been drilled in the narrow side of the waveguide half a guide wavelength away from the shorts. The microwave magnetic field is vertical. The cavity is overcoupled so that  $Q = 1000$ . A weak ( $B = 3 \cdot 10^{-6}$  T) vertical bias magnetic field is applied to resolve the hyperfine transitions and record only the  $6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0 \rightarrow F = 4, m_F = 0$  clock transition sensitive to  $B$  only at second order. The maximum field inhomogeneity over the whole fountain is made smaller than  $\pm 10^{-6}$  T with field compensating coils.

Once the atoms have been launched and cooled to the desired temperature, a 2 ms long laser pulse, tuned to the  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  transition and having both  $\sigma$  and  $\pi$  polarization with respect to the guiding magnetic field, pumps all the atoms into the  $F = 3$  level, with negligible heating. After their two transits through the cavity, the atoms fall through a  $(10 \times 10)$   $\text{mm}^2$  cross-section probe beam centered 25 mm below the molasses center. The probe, tuned to  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ , efficiently detects those atoms making the clock transition. Their fluorescence ( $\sim 10^3$  detected photons/atom) appears as a TOF signal against a dark background. In order not to be limited by shot-to-shot fluctuations in the number of atoms in the molasses ( $\pm 30\%$ ), we, as in [10], normalize the number of detected  $F = 4$  atoms to the total  $F = 3 + F = 4$  atoms in each fountain cycle. Let  $A_{F=4}$  be the area of the first half of the TOF signal. During the second half, a repumping beam, superimposed on the probe, is quickly ( $< 100$   $\mu\text{s}$ ) made resonant with the  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  transition so that the area

$A_{F=3+F=4}$  of the second half of the TOF signal is a measure of the total number of atoms. The normalized clock signal is  $A_{F=4}/A_{F=3+F=4}$ . With no Zeeman optical pumping, one expects that  $\sim 1/2F + 1 = 1/7$  of the atoms in the molasses contribute to the clock signal, in good agreement with the measured value  $((11 \pm 2)\%)$ .

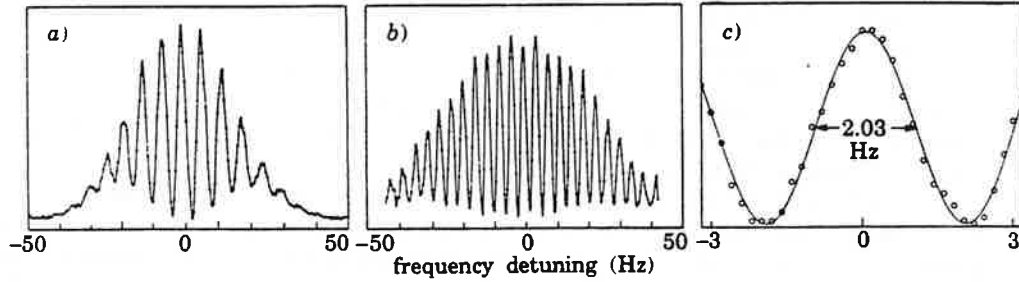


Fig. 2. – Ramsey fringes for two launch conditions. Each dot is the average of 5 fountain cycles. a)  $v_z = 1.19$  m/s,  $T = 26$   $\mu$ K. Atoms reach 3.4 cm above the cavity for a 3.0 Hz wide fringe. Frequency step: 0.5 Hz. b)  $v_z = 1.41$  m/s,  $T = (5.5 \pm 1)$   $\mu$ K. Fringe width 2.0 Hz. c) Central fringe of b) at 0.2 Hz frequency step. The curve is a least-square fit to a cosine lineshape. The standard deviation is 2.8%. The frequency standard deviation is 50 mHz and is dominated by the instability of the 9.2 GHz source.

In order to illustrate the flexibility of the fountain method, Ramsey fringes at different resolutions and molasses temperatures are presented in fig. 2. In fig. 2a), the atoms are relatively hot ( $T = 26$   $\mu$ K) and the center of the atom cloud reaches only 3.4 cm above the cavity at the top of its trajectory. The fringe width is 3.0 Hz and the Rabi pedestal is about 50 Hz wide. In fig. 2b), atoms are launched at the maximum height allowed by our apparatus at a temperature of 5.5  $\mu$ K. The atoms reach 6.4 cm above the cavity, the Ramsey interrogation time  $T_f$  is 0.25 s, giving a fringe width of 2.0 Hz. The small velocity spread of the launched atoms ( $\delta v_z/v_z = \pm 1.5\%$ ) enables a large number of side fringes to be present (the slight decrease of the central fringe comes from the microwave power being slightly above the optimum value). Figure 2c) presents the central fringe of fig. 2b), recorded with a 0.2 Hz frequency step. Each data point is the average of 5 (molasses loading + fountain) cycles (5.5 s). The continuous lines is a least-square fit to the cosine transition probability valid for monokinetic atoms. The r.m.s. vertical deviation of the points from the fit is 2.8% of the full fringe amplitude and is a measure of the actual S/N including both the fluctuations in the normalized fluorescence signal and the effect of the frequency noise of the 9.2 GHz source which is dominant here. The frequency (horizontal) standard deviation is indeed 50 mHz or a relative deviation of  $5.5 \cdot 10^{-12}$  which is comparable to the measured Allan variance of our quartz crystal reference oscillator ( $5 \cdot 10^{-12}$  between 1 and 100 s) from which the 9.2 GHz frequency is generated. In addition, when we increased the width of the fringes (short fountain times) or decreased the fringe contrast (by deteriorating the d.c.  $B$  field homogeneity) in order to reduce the influence of the quartz frequency noise, the S/N increased to 30 for one fountain cycle (1.1 s), an improvement of about a factor of 2. Thus it is clear that the present limitation to the S/N in fig. 2c) is the quartz frequency instability. Obviously a very good fly-wheel oscillator is needed for these high-resolution fountain experiments.

The stability of a pulsed clock can be evaluated by the square root of the Allan variance [20]:

$$\sigma(\tau) = (\delta\nu/\pi\nu) \cdot N/S \cdot (T_{\text{cycle}}/\tau)^{+1/2}, \quad (1)$$

where  $\delta\nu$  is the fringe width at half maximum,  $T_{\text{cycle}}$  the time for a complete molasses loading and fountain cycle ( $T_{\text{cycle}} = T_{\text{load}} + T_f$ ) and  $\tau$  the integration time in s. With  $S/N = 30$  for  $T_{\text{cycle}} = \tau = 1.1$  s, one gets a short-term stability of  $\sigma(\tau) = 3 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$  which is, to our knowledge, comparable to or better than any presently operating Cs standard. This stability is not limited by the atom shot noise (about  $2 \cdot 10^5$  atoms per toss contribute to the Ramsey fringe signal), but rather by technical fluctuations in the normalization procedure. When these fluctuations are sufficiently reduced (by about a factor of 10), atoms shot noise-limited detection should be achieved and the short-term stability of an oscillator locked to our Cs fountain would be  $3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$  or  $10^{-15}$  per day. This would outperform by more than a factor 10 all presently operating Cs clocks. Furthermore the number of atoms involved in the clock signal is susceptible of considerable improvements by producing a more intense atomic beam using atoms funnels [18, 21] and/or using a magneto-optical trap to collect the slow atoms [7, 8, 10]. Zeeman optical pumping can also improve the clock signal and with pumping we did observe a threefold increase in fringe signal. However, this pumping requires a few tens of fluorescence cycles, atoms heat up and no large improvement is expected for high fountains.

In considering the ultimate stability of a fountain clock, it is interesting to discuss further expression (1) in the limit where  $T_f \gg T_{\text{load}}$  and for atom shot noise-limited detection. If we detect all the atoms after the fountain (for instance by using an open Fabry-Perot cavity and a large-area probe beam),  $\sigma(\tau)$  decreases as  $T_f^{-1/2}$ . However, the Doppler effect will tend to wash out the fringes after velocity integration if the atoms move horizontally more than  $\sim \lambda_{\text{uv}}$ . One then needs sub-Doppler techniques, for instance two-photon Ramsey fringes in the optical domain [5, 6].

More serious in the microwave domain is the role of the residual Doppler effect on the clock accuracy: the unavoidable traveling-wave component of the microwave field in the cavity induces a Doppler shift of the fringes (distributed cavity phase shift). Increasing the  $Q$  factor of the cavity would be a solution but one then approaches the maser threshold and cavity pulling effects become severe [22]. Alternatively, one may reduce the interaction volume in the microwave cavity by having small holes ( $r \leq 5$  mm) defining a region where the phase is as constant as possible. In this case, the transverse temperature determines the number of detected atoms and  $\sigma(\tau)$  varies as  $(r^2 T T_f / \tau)^{1/2}$  if we neglect the initial molasses size and assume  $v_{\text{r.m.s.}} T_f \gg r$ . As an example, for a 1 Hz wide fringe,  $r = 3$  mm, and with presently achievable Cs atom number ( $10^7$  in  $F = 3$ ,  $m_F = 0$ ) and temperature ( $5 \mu\text{K}$ ), we find  $\sigma(\tau) = 2 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$  or  $10^{-16}$  per day of integration. This stability would challenge that of the best H masers.

Not only is the stability potentially very high, but also the potential accuracy of such a Cs fountain is very attractive. Most of the limiting factors of a conventional clock are considerably reduced [4]: the second-order Doppler shift and the gravitational red shift are small ( $\approx 10^{-17}$ ) and calculable. The residual first-order Doppler effect is proportional to the fringe width. Having a phase shift as small as that in [23] would give an effect of about  $10^{-16}$ . For  $Q_{\text{cav}} = 10^4$ ,  $10^7$  atoms and a 1 Hz fringe width, the power dissipated by the cavity is only  $10^4$  larger than the power absorbed by the atoms in the cavity. As a consequence, the cavity pulling effect is no longer proportional to  $(Q_{\text{cav}}/Q_{\text{at}})^2$  as usual in Cs clocks, but tend to be proportional to  $Q_{\text{cav}}/Q_{\text{at}}$ . The relative cavity frequency detuning must then be controlled to better than  $10^{-7}$  to reach a  $10^{-17}$  accuracy level [22]. This cavity pulling effect could also be reduced by the techniques discussed by Wineland in [24]. Interestingly, maser oscillation could easily be achieved with a superconducting cavity. Finally our fountain allows a magnetic-field map with a  $10^{-10}$  T field resolution and a  $\sim 1$  cm<sup>3</sup> volume resolution to be recorded by measuring the frequency of a field-dependent transition as a function of the height of the fountain. With a constant  $B$  field of  $10^{-7}$  T, the resulting error would be less

than  $10^{-16}$ . In such a clock no laser light-shift is present. On the other hand, the black-body shift [25] must be considered ( $-1.69 \cdot 10^{-14}$  at 300 K) and the temperature of the fountain region must be known to within  $\pm 0.5$  °C to allow correction at a  $10^{-16}$  uncertainty level. Collisions could also become a problem at this level of precision. Changing the initial atomic density over a broad range is easy with such a fountain, allowing measurement of collisional shifts. Whatever the ultimate source of limiting systematic errors, the excellent linewidth and frequency stability of a cold atom fountain clock should allow unprecedentedly accurate evaluation of these errors. We anticipate  $\sim 10^{-16}$  accuracy, about  $10^2$  better than any existing clock.

Finally, most of the atomic beam manipulation techniques presented here can be extended to optical frequency standards in the visible or UV domain [5, 6], with perhaps even more frequency stability and accuracy capabilities.

\* \* \*

We wish to thank A. ASPECT, C. COHEN-TANNOUJDI, J. DALIBARD for helpful contributions and discussions. This work was supported in part by Collège de France, DRET, and BNM. Laboratoire de spectroscopie Hertzienne is an Unité de recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Paris 6, associée au CNRS (U.R.A. 18).

#### REFERENCES

- [1] a) RAMSEY N. F., *Phys. Rev.*, **78** (1950) 695; b) *Molecular Beams* (Oxford University Press, Oxford) 1985.
- [2] ZACHARIAS J. R., unpublished (1953), as described in [1b].
- [3] See the special issues of *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (1985); **6** (1989).
- [4] DE MARCHI A., *Metrologia*, **18** (1982) 103.
- [5] BEAUSOLEIL G. and HÄNSCH T., *Phys. Rev. A*, **33** (1986) 1661.
- [6] HALL J. L. and ZHU M., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2194.
- [7] KASEVICH M. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 612.
- [8] DALIBARD J., unpublished (1987); RAAB E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2631.
- [9] CHU S. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 48.
- [10] MONROE C., ROBINSON H. and WIEMAN C., *Opt. Lett.*, **16** (1991) 50.
- [11] LETT P. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 169.
- [12] LETT P. *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2084.
- [13] WEISS D. *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2072.
- [14] SALOMON C. *et al.*, *Europhys. Lett.*, **12** (1990) 683.
- [15] DALIBARD J. and COHEN-TANNOUJDI C., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2023.
- [16] UNGAR P. *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2058.
- [17] CASTIN Y. and DALIBARD J., *Europhys. Lett.*, **14** (1991) 761.
- [18] RIIS E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1658.
- [19] This method for producing a fountain was earlier reported by WEISS D. *et al.*, *Proceedings of the L.I.K.E. Workshop*, edited by L. MOI *et al.* (ETS, Pisa) 1991, p. 35; ZHU M. and HALL J. L., presented at IQEC (May 1990), unpublished; SALOMON C. *et al.*, to appear in *Atomic Physics*, Vol. 12, edited by R. LEWIS and J. ZORN (Am. Inst. of Phys., New York, N.Y.) 1991.
- [20] WINELAND D. J. *et al.*, *IV Symposium on Frequency Standards and Metrology*, edited by A. DE MARCHI (Springer Verlag) 1989, p. 71.
- [21] NELLESSEN J., WERNER W. and ERTMER W., *Opt. Commun.*, **78** (1990) 300.
- [22] See for instance: VANIER J. and AUDOIN C., *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Adam Hilger) 1989.
- [23] BAUCH A. and HEINDORFF T., *IV Symposium on Frequency Standards and Metrology*, edited by A. DE MARCHI (Springer Verlag) 1989, p. 370.
- [24] WINELAND D. J., *Metrologia*, **13** (1977) 121.
- [25] ITANO W. M., LEWIS L. and WINELAND D., *Phys. Rev. A*, **25** (1982) 1233.





**Introduction générale** .....9

**Chapitre I**

**Ralentissement et refroidissement d'atomes par laser: Rappels théoriques**

**Introduction** .....15

**I. Position du problème**.....16

**II. Forces radiatives moyennes** .....20

    II.1 Hamiltonien du système .....20

    II.2 Evolution de l'état interne.....21

    II.3 Expression générale de la force radiative moyen.....23

        II.3.1 Théorème d'Ehrenfest .....23

        II.3.2 Approximations .....24

        II.3.3 Expression générale de la force radiative moyenne .....26

            II.3.3.a Cas d'une onde plane .....28

            II.3.3.b Cas d'une onde gaussienne .....29

**III. Origine des fluctuations de la force radiative** .....32

**IV. Mouvement des atomes dans un champ électromagnétique**.....33

    IV.1 Ralentissement d'un jet par laser .....33

        IV.1.1 Principe .....33

        IV.1.2 Méthode de ralentissement par variation du déplacement Zeeman le long de l'axe du laser jet .....37

        IV.1.3 Méthode de ralentissement par balayage de la fréquence du laser ....38

        IV.1.4 Refroidissement d'un jet atomique par laser .....40

    V.2 Melasse optique .....47

        V.2.1 Introduction .....47

        V.2.2 Principe de la melasse Doppler .....47

        V.2.3 Etude du cas à une dimension .....48

            V.2.3.a Force .....48

            V.2.3.b Température d'équilibre d'une melasse à une dimension .....52

        V.2.4. Généralisation à trois dimensions .....55

V.2.4. a Force de friction .....	55
V.2.4.b Température d'équilibre d'une melasse à trois dimensions .....	56
V.2.5. Mouvement des atomes dans une mélasse Doppler .....	57
V.3 Mélasse Sub-Doppler .....	58
V.3.1. Introduction .....	58
V.3.2. Etat de polarisation dans la zone d'interaction : Deux ondes Lin $\perp$ Lin .....	59
V.3.3 Hypothèses.....	61
a- Régime de faible vitesse .....	61
b- Régime de faible intensité .....	62
c- Approximation semi-classique .....	62
V.3.4 Force dipolaire moyenne en configuration Lin $\perp$ Lin $J_e = 3/2$ -, $J_f = 1/2$ .....	62
V.3. 5 Image physique simple : Effet Sisyphe.....	63
V.3. 6 Température d'équilibre d'une melasse à gradient de polarisation .....	66
<b>Conclusion</b> .....	68
<b>Références</b> .....	71

## Chapitre II

### Etude d'un jet atomique ralenti par la technique de balayage en fréquence: application à l'observation de la transition d'horloge.

<b>Introduction</b> .....	77
---------------------------	----

### Première partie

#### Un modèle simple de jet atomique ralenti par la technique de balayage de fréquence.

<b>I.1 Motivations</b> .....	79
<b>I.2 Définitions des notations</b> .....	80
<b>I.3 Hypothèses</b> .....	80



<b>I.4 Situations du problème</b> .....	81
I.4.1 Transformation de la divergence du jet atomique au cours du processus de ralentissement .....	81
I.4.2. Accroissement de la divergence du jet induit par le chauffage transverse .....	83
I.4.3 Transformation de la distribution de vitesse au cours du processus de ralentissement .....	84
<b>I.5 Description du modèle</b> .....	86
I.5.1 Expression de la densité élémentaire $\rho_{v_i}(v_f, z_f)dv_f$ .....	86
I.5.1.1 Sans chauffage transverse .....	89
I.5.1.2 Avec diffusion .....	93
I.5.1.3 Effet de la gravitation .....	96
I.5.2 Expression de la densité longitudinale d'atomes ralentis $n_f$ .....	98
<b>I.6 Exploitation du modèle</b> .....	101
I.6.1 Variation de la densité d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale.....	101
I.6.2 Evolution de la densité d'atomes ralentis après le processus de ralentissement.....	103
I.6.3 Variation de l'intensité d'atomes ralentis en fonction de la longueur d'interaction .....	106
I.6.3.1 Intensité du jet ralenti à la fin de la rampe de fréquence .....	106
I.6.3.2 Intensité moyenne sur la durée de la rampe de fréquence .....	111
I.6.4 Effet de plusieurs rampes de fréquence .....	115
<b>Conclusion</b> .....	119

## Deuxième partie

### Observation de la transition de l'horloge atomique sur un jet de Césium ralenti par laser.

#### Etude expérimentale

<b>II.1 Introduction</b> .....	121
<b>II.2 Principe de l'expérience</b> .....	123

<b>II.3 Caractéristiques des principaux éléments expérimentaux ....</b>	<b>126</b>
II.3.1 Motivations .....	126
II.3.2 Jet atomique .....	126
II.3.2.1 Description .....	126
II.3.2.2 Distribution de vitesse du jet atomique .....	127
II.3.3 Les diodes lasers .....	129
II.3.3.1 Généralités .....	129
II.3.3.2 Stabilisation en fréquence .....	129
II.3.3.3 Stabilisation du balayage en fréquence .....	131
II.3.3.3.1 Position du problème .....	131
II.3.3.3.2 Laser de ralentissement .....	131
II.3.3.3.3 Laser de repompage L2 .....	133
II.3.4 Système d'excitation micro-onde .....	135
<b>II.4 Résultats expérimentaux .....</b>	<b>137</b>
II.4.1 Obtention d'un jet ralenti .....	137
II.4.1.1 Caractérisation d'un signal d'atomes ralentis .....	137
II.4.1.2 Comportement du signal de fluorescence en fonction de la durée et de l'amplitude de la rampe de balayage en fréquence .....	140
II.4.1.3 Etude de l'effet de plusieurs rampes .....	143
II.4.2 Observation de la transition d'horloge .....	145
II.4.2.1 Rappels : Probabilité de transition .....	145
II.4.2.1.1 Profil de Rabi .....	145
II.4.2.1.2 Franges de Ramsey .....	146
II.4.2.2 Résultats expérimentaux.....	147
II.4.2.2.1 Préambules.....	147
II.4.2.2.2 Profil de Rabi.....	148
II.4.2.2.3 Oscillations de Rabi.....	152
II.4.2.2.4 Franges de Ramsey.....	154
II.4.2.2.5 Excitation à plusieurs pulses.....	161
<b>Conclusion .....</b>	<b>163</b>
<b>Références .....</b>	<b>165</b>

### Chapitre III.

#### Observation de la transition d'horloge sur une fontaine atomique

Introduction .....	171
<b>Etude de la température d'une mélasse optique à trois dimensions</b>	
I.1. Introduction .....	173
I.2. Principe de l'expérience .....	174
I.3. Caractéristiques générales des éléments expérimentaux.....	176
I.3.1. Laser de la mélasse optique.....	176
I.3.2. Laser sonde .....	179
I.3.3. Terminologie de polarisation .....	179
I.4. Résultats préliminaires .....	180
I.5. Méthode de mesure de la température .....	182
I.5.1. Description de la technique de temps de vol .....	182
I.5.2. Réduction des effets géométriques .....	185
I.5.3. Détermination de la température d'équilibre .....	187
I.5.4. Température minimale .....	189
I.5.5. Incertitude de mesure de la température .....	191
I.6. Variation de la température en fonction de l'intensité et du désaccord ....	193
I.7. Variation de l'aire du profil de temps de vol en fonction de l'intensité et du désaccord : Notion de "décrochage" .....	196
I.8. Comparaison avec la théorie .....	198

### Deuxième partie

#### Fontaine atomique.

II.1. Introduction .....	205
II.2. Les différentes méthode de lancement.....	205
II.3. Etude d'une mélasse optique dans un référentiel en mouvement.....	211
II.3.1. Principe .....	211

II.3.2. Principe et description de l'expérience de la fontaine atomique .....217

II.4. Détermination des conditions optimales de lancement.....222

II.4.1. Résultats expérimentaux .....222

II.4.2. Résultats de la résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck..227

**Troisième partie**

**Observation de la transition de l'horloge atomique de césium en fontaine atomique**

III.1. Description de l'expérience .....233

III.2. Préparation dans le niveau hyperfin  $F = 3, m_f = 0$  ou  $F = 4, m_f = 0$  .236

III.3. Méthode de normalisation .....239

III.4. Résultats expérimentaux .....241

III.5. Estimation de la stabilité de l'horloge atomique .....245

**Conclusion** .....246

**Références** .....249

**Chapitre IV**

**Perspectives et performances d'une horloge à césium à atomes froids**

**Introduction** .....253

**I. Analyse de la stabilité d'une horloge à atomes froids** .....254

I.1. Rappels.....254

I.2. Hypothèses et notations .....255

I.3. Stabilité d'une horloge atomique sur jet ralenti.....255

I.4. Stabilité d'une horloge réalisée à l'aide d'une fontaine atomique .....258

**I. Exactitude** .....262

II.1. Rappels .....262

II.2. Effets relativistes .....	262
II.2.1. Effet Doppler du second ordre .....	262
II.2.2. Déplacement gravitationnel vers le rouge .....	263
II.3. Effet Doppler résiduel .....	264
II.4. Entraînement de la fréquence par la cavité.....	265
II.5. Effet du rayonnement du corps noir.....	267
II.6. Effet des inhomogénéités du champ magnétique.....	267
II.7. Echange de spin par collisions .....	268
<b>Conclusion :</b> .....	269
<b>Références</b> .....	271
<b>Conclusion générale</b> .....	273
<b>Annexe AI</b> .....	275
<b>Annexe AII</b> .....	291
<b>Publications</b> .....	299
<b>Table des matière</b> .....	321



## *Résumé:*

Cette thèse présente l'application de deux techniques de refroidissement d'atomes neutres par laser, à la spectroscopie à haute résolution de la transition de l'horloge à césium. Dans une première expérience, on utilise un jet atomique ralenti et refroidi à l'aide de diode-lasers balayées en fréquence. Un modèle théorique permet de caractériser les propriétés de ce jet. Les atomes du jet ralenti traversent une cavité micro-onde de un centimètre de longueur, on observe sur la transition d'horloge, une résonance de Ramsey de trois kilohertz de large. Dans la seconde expérience, nous avons dans une première étape étudié la température d'équilibre des atomes d'une mélasse optique à trois dimensions, en fonction de l'intensité et du désaccord à résonance du laser. Cette étude a permis de tester les nouvelles théories de refroidissement sub-Doppler et de déterminer précisément la température limite réalisable avec ces mécanismes. Nous avons ensuite réalisé une fontaine atomique en décalant de façon symétrique les fréquences des faisceaux verticaux de la mélasse. Les atomes de la fontaine font un double passage dans une cavité micro-onde ( aller et retour ), on observe une résonance de Ramsey de deux hertz de large. Le dernier chapitre est consacré à l'évaluation des erreurs systématiques et à la discussion des perspectives offertes par les techniques proposées. À l'issue de cette analyse nous montrons qu'on peut espérer un gain de deux ordres de grandeur, à la fois en terme de stabilité et en terme d'exactitude par rapport aux meilleures horloges à césium actuelles.

## *Mots-clés*

Spectroscopie à haute résolution  
Jet atomique  
Mélasse optique  
Température sub-Doppler

Horloge atomique à césium  
Ralentissement et refroidissement par laser  
Fontaine atomique  
Diode-laser stabilisée en fréquence